

# Accélérer la mise à l'échelle des processeurs quantiques avec les boîtes quantiques à grilles d'accumulation séparées

par

Sophie Rochette

Thèse présentée au département de physique  
en vue de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

FACULTÉ des SCIENCES  
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 11 septembre 2020



Le 11 septembre 2020

*le jury a accepté la thèse de Madame Sophie Rochette dans sa version finale.*

Membres du jury

Professeur Michel Pioro-Ladrière  
Directeur de recherche  
Département de physique

Malcolm S. Carroll  
Co-directeur de recherche  
IBM Research et Sandia National Laboratories

Professeur Claude Bourbonnais  
Membre interne  
Département de physique

Louis Gaudreau  
Membre externe  
Conseil national de recherches Canada

Professeur Patrick Fournier  
Président rapporteur  
Département de physique





À celles qui m'ont épaulée, et à celles qui suivront nos traces.



*"La véritable science enseigne, par-dessus tout, à douter et à être ignorant."*

- Miguel de Unamuno



# Sommaire

Cette thèse explore les promesses d’une structure minimaliste pour la formation de boîtes quantiques. L’objectif de cette étude est d’accélérer le développement et la mise à l’échelle de processeurs quantiques basés sur les qubits de spin dans le silicium. La structure minimaliste dite à *grilles d’accumulation séparées* permet de former des boîtes quantiques et leurs réservoirs avec une seule couche de grilles de contrôle. L’utilisation d’une seule couche de grilles promet une intégration plus aisée aux procédés de fabrication industriels, un atout précieux pour la mise à l’échelle rapide des processeurs quantiques.

Tout d’abord, la performance des dispositifs à grilles d’accumulation séparées est évaluée selon sa capacité à atteindre le régime à porteur de charge unique, à contrôler la séparation des vallées de la bande de conduction propre au silicium, et à ajuster le taux tunnel entre la boîte quantique et son réservoir. En particulier, un paramètre permettant de quantifier l’*orthogonalité de contrôle* entre le taux tunnel et l’occupation d’une boîte quantique est introduit. Une comparaison avec des dispositifs à l’état de l’art révèle une performance équivalente de la structure à grilles d’accumulation séparées selon ces critères. On démontre également pour la première fois l’avantage procuré par l’utilisation de la grille d’accumulation du réservoir pour ajuster le taux tunnel. Ceci permet de s’affranchir de la nécessité d’une grille de contrôle dédiée et de simplifier la fabrication des dispositifs de boîtes quantiques. Par la suite, un modèle original est développé pour démontrer le rôle joué par l’accumulation d’électrons dans le réservoir sur l’allure du diagramme de stabilité et l’orthogonalité de contrôle.

Enfin, une étude du couplage entre deux boîtes quantiques dans ces dispositifs est présentée, révélant la possibilité de mettre à l’échelle le nombre de boîtes quantiques avec une architecture comprenant une seule couche de grilles de contrôle. Une caractérisation de dispositifs entièrement fabriqués dans une fonderie industrielle silicium-sur-isolant est également dévoilée. Ces résultats démontrent l’applicabilité de la structure à grilles d’accumulation séparées à des procédés industriels, et mettent en valeur le potentiel de celle-ci pour accélérer l’avènement de dispositifs multi-boîtes quantiques performants.

**Mots clés :** Boîtes quantiques, qubits de spin, silicium, grilles de contrôle, échelonnabilité, mise à l’échelle, taux tunnel, orthogonalité, fabrication industrielle, processeurs quantiques.



# Remerciements

Je souhaite d’abord remercier chaleureusement les membres de mon comité d’évaluation de thèse pour le travail de lecture assidu qu’ils ont accompli. Michel Pioro-Ladrière, Malcolm S. Carroll, Claude Bourbonnais, Louis Gaudreau et Patrick Fournier : merci pour votre dévouement à la qualité scientifique et à la formation étudiante.

Je n’en serais pas là où j’en suis aujourd’hui sans les opportunités uniques qui ont découlé de mon parcours avec mon directeur de thèse, Michel. Foncéur, innovateur et déterminé, Michel a à coeur la réussite de ses étudiants et fait toujours tout en son pouvoir pour leur ouvrir des portes et leur offrir un maximum d’options de carrière. Il m’a permis de me développer en tant que scientifique, à travers de nombreuses participation à des conférences et colloques, mais aussi à travers des collaborations internationales, un brevet, un article, et plusieurs rapports. Tout au long de mon doctorat, mais aussi de ma maîtrise et des deux stages que j’ai effectués avec lui, il m’a laissé prendre des risques et m’a donné la chance de faire mes preuves en me faisant confiance. Michel, tu as aussi compris l’importance de l’engagement envers le milieu dans le parcours doctoral, et qu’être scientifique c’est aussi être humain. Pour tout cela, merci.

Cette thèse est le fruit d’une collaboration de longue haleine entre l’Université de Sherbrooke et les Sandia National Laboratories, qui a débutée en 2011, lors de mon dernier stage avec Michel au baccalauréat. Au coeur de cette collaboration : Malcolm. Malcolm possède une attention aux détails inégalée. Sa volonté de creuser toujours plus loin pour véritablement établir la vérité, et son expertise à la fois étendue et pointue, en font un collaborateur et un co-directeur hors-pair. Malcolm, merci d’avoir toujours été prêt à partager tes connaissances avec moi, car c’est un aspect primordial de la réalisation de cette thèse. J’en profite également pour remercier toutes les personnes des Sandia National Laboratories<sup>1</sup> avec qui j’ai pu collaborer, de près ou de loin. En particulier, merci à Martin Rudolph pour son travail sur les dispositifs à grilles d’accumulation séparées et leur compréhension, à Matthew Curry pour son aide avec les simulations, ainsi qu’à Greg Ten Eyck, Michael P. Lilly, Dan Ward, et tous mes autres co-auteurs. Merci aussi pour nos discussions à Ryan M.

---

1. Ce travail a été effectué, en partie, au Center for Integrated Nanotechnologies, un Office of Science User Facility opéré pour le U.S. Department of Energy (DOE). Les Sandia National Laboratories sont un laboratoire multimission géré et exploité par National Technology and Engineering Solutions of Sandia, LLC, une filiale à part entière de Honeywell International, Inc. pour le U.S. Department of Energy’s National Nuclear Security Administration sous le contrat DE-NA0003525. Ce document décrit des résultats et des analyses techniques objectives. Les points de vue ou opinions subjectifs qui pourraient être exprimés dans le document ne représentent pas nécessairement les vues du DOE ou du gouvernement des États-Unis.

Jock, Tobias Jacobson, John K. Gamble, Chloé Bureau-Oxton et Patrick Harvey-Collard. Je remercie également Steven Rinaldi pour sa gestion toujours rapide et compréhensive des situations de révision et approbation.

Une autre collaboration intégrale à la réalisation de cette thèse est celle avec STMicroelectronics. ST a mis à la disposition de notre équipe la technologie de pointe FD-SOI, et ses chercheurs ont effectué le dessin des structures pour la fabrication, réalisé et préparé les échantillons, et contribué à l'analyse des résultats. Le fait de pouvoir implémenter la structure à grilles d'accumulation séparées dans un procédé industriel est la meilleure démonstration de l'impact de notre innovation que l'on pouvait espérer. Je remercie en particulier Philippe Galy pour ses conseils éclairés, Ioanna Kriekouki qui s'est joint à notre groupe et m'a accompagné dans les dernières mesures aux laboratoires, ainsi que toutes celles et ceux qui ont contribué à la réalisation de ces travaux collaboratifs.

Si la recherche au département de physique de l'Université de Sherbrooke roule si bien, c'est surtout grâce aux employé.e.s qui maintiennent son bon fonctionnement et sont toujours prêt.e.s à supporter les étudiant.e.s et les professeur.e.s dans leurs travaux. Je souhaite donc remercier du fond du coeur toute l'équipe technique du département, et en particulier Michael Lacerte et Christian Lupien. J'ai beaucoup appris en vous côtoyant tous les deux et je ne compte plus le nombre de fois où vous avez pu régler un de mes problèmes à quelques heures d'avis. Michael, j'ai beaucoup apprécié nos discussions lors d'innombrables montages et démontages du frigo et les quelques parties de *ultimate* où nous nous sommes affrontés. Christian, tu as été un véritable roc pour tout ce qui concerne les frigo et comment gérer les pannes de courant... Je remercie également Guy Bernier pour les prêts d'appareils, et le laboratoire Reulet pour les prêts d'équipement et l'aide technique. J'en profite également pour souligner le support financier du Fonds de recherche du Québec - Nature et technologies pour les premières années de mon doctorat.

Je remercie tous les membres du groupe Pioro, présents et passés, pour les discussions et les bons moments, le soutien technique et moral. Merci à Dany Lachance-Quirion de toujours garder un oeil sur la littérature et pour son aide pour les montages expérimentaux. Merci à Marc-Antoine Roux, Maxime Lapointe-Major et Sara Turcotte pour votre aide précieuse avec certains montages et expériences. Merci à Alexandre Bédard-Vallée pour les travaux de détection de charge capacitive qui ont pavé la voie à plusieurs développements dans le groupe. Merci à Claude Rohrbacher pour les avoir poursuivis et avoir contribué aux démonstrations du potentiel des dispositifs à grilles d'accumulation séparées industrielles, ainsi que pour ton attitude hors-pair au bureau qui fait de toi quelqu'un qu'on adore côtoyer. Un grand merci à Anne-Marie Roy, avec qui j'ai passé de longues heures au labo au tout début des dispositifs à grilles d'accumulation séparées. Anne-Marie, ta contribution a été instrumentale dans la démonstration des capacités de ces nouvelles structures, grâce à ton circuit de détection de charge RF, et j'ai beaucoup apprécié nos discussions et notre collaboration. Enfin, je remercie chaleureusement Julien Camirand Lemyre. Je ne déroge pas à la règle d'or : tout le monde apprécie Julien. Ton dévouement, ton esprit critique et ta rigueur font de toi un collègue irremplaçable et une référence. Ta générosité de ton temps, ton implication, et ton intérêt sincère pour les autres font une grosse différence dans l'atmosphère d'un département. J'ai



eu beaucoup de plaisir à travailler avec toi, et ton aide a été essentielle à la réussite de mes projets. J'espère avoir la chance de collaborer avec toi à nouveau.

Je remercie également toutes les personnes qui font du département de physique et de l'Institut quantique ce qu'ils sont : professeur.e.s, employé.e.s de soutien, professionnel.le.s de recherche, étudiant.e.s. Merci aux personnes qui font partie ou on fait partie de mon entourage à l'Université depuis un moment déjà avec qui j'ai partagé de bons moments : Karl, Maxime Dion, Maxime Charlebois, Gaël, la promotion Mezenplus, et j'en passe. Merci à l'équipe de l'Iq pour votre dévouement et pour votre confiance dans les projets auxquels j'ai participé. Merci à Dominique Parisé pour son aide indispensable et à Patrick Vachon pour son soutien technique essentiel. Merci à la direction du département et à tous ses membres pour m'avoir fait sentir partie intégrante de cette belle équipe.

Si il y a bien un moment qui a marqué mon doctorat, c'est l'organisation de la conférence Femmes en Physique Canada 2018 avec Maude Lizaire et Marie-Eve Boulanger. Quelle aventure ! Et s'il y a bien deux personnes pour lesquelles je n'ai aucune inquiétude pour l'avenir, c'est Maude et Marie-Eve. Quel talent, quelle passion, quel leadership ! Merci d'avoir accepté de vous lancer dans cette aventure avec moi, et d'avoir donné le meilleur de vos aptitudes exceptionnelles pour la cause. Vous êtes des étoiles montantes, et j'ai bien hâte de vous voir briller encore et encore. Je remercie aussi tous ceux et celles qui nous ont soutenu dans cette aventure et qui ont cru en nous : la direction de l'Iq et du département de physique, la Faculté des sciences et l'Université de Sherbrooke, la Chaire pour les femmes en sciences et en génie et la Faculté de génie, nos nombreux commanditaires, fournisseurs, et surtout nos bénévoles. Je veux aussi remercier celles et ceux qui ont vu la nécessité du Regroupement des femmes en physique de l'UdeS et qui ont contribué à le transformer en Comité Diversité en Physique de l'UdeS : Chloé-Aminata Gauvin-Ndiaye, Sara Turcotte, Marie-Eve Boulanger, Maude Lizaire, Jessica Lemieux, Joanny Raby, Patrick Bourgeois-Hope, Claude Rohrbacher, les professeur.e.s impliqués, et tous les autres. Vous avez donné un sens profond à mon parcours doctoral, et vous m'avez donné espoir qu'on peut changer les choses.

Pour avoir apporté un vent de fraîcheur aux dernières années, je veux remercier les vieilles de la Guilde, Geneviève, Rachel, et Anne-Marie, et les moins vieilles, Noémie et Marie-Eve. Tous ces moments partagés sur les terrains de frisbee et ailleurs m'ont permis de passer à travers les moments plus difficiles de mes études, et j'en ressors avec des amitiés solides. Je remercie également toutes les joueuses avec lesquelles j'ai fait équipe, que ce soit dans Exo ou dans le Vert et Or, et nos entraîneurs et entraîneuses. Enfin, je remercie mes amies Geneviève et Christina d'être encore là après toutes ces années.

Je souhaite remercier ma famille pour leur support et leur amour tout au long de cette aventure. Merci à mes parents de m'avoir instillé confiance et désir de dépassement. Merci à Éliane, Vincent et Jacinthe de toujours être là. Enfin, je remercie Simon et la deuxième famille qu'il m'a fait découvrir. Simon, tous les jours, dans un moment de lucidité, je me dis que je suis la plus privilégiée de l'univers. Merci pour tout.

# Table des matières

<b>Sommaire</b>	<b>vii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Concepts clés</b>	<b>6</b>
1.1 Fondements des boîtes quantiques en silicium . . . . .	6
1.2 Critères de performance pour les boîtes quantiques en silicium . . . . .	24
1.3 Structure à grilles d’accumulation séparées . . . . .	27
1.4 Structure de la thèse . . . . .	35
<b>2 Aspects expérimentaux</b>	<b>37</b>
2.1 Défis associés à la cryogénie et aux faibles signaux . . . . .	37
2.2 Montages expérimentaux . . . . .	51
2.3 Méthode de caractérisation d’un dispositif métal-oxyde-semiconducteur . . . . .	59
<b>3 Structure à grilles d’accumulation séparées : particularités, confinement et contrôle des vallées</b>	<b>68</b>
3.1 Fonctionnement des dispositifs . . . . .	69
3.2 Régime à électron unique . . . . .	73
3.3 Effet du confinement de la boîte quantique sur le diagramme de stabilité . . . . .	78

3.4 Variante de la structure avec deux réservoirs en série . . . . .	80
3.5 Contrôle de la séparation de vallée . . . . .	85
3.6 Discussion des résultats et impact des travaux . . . . .	88
<b>4 Ajustement du taux tunnel réservoir-boîte quantique avec la structure à grilles d'accumulation séparées</b>	<b>90</b>
4.1 Contrôle du taux tunnel sans grille de barrière dédiée . . . . .	91
4.2 Extraction des taux tunnels par transfert d'électron unique en temps réel . . . . .	94
4.3 Extraction des taux tunnels avec la spectroscopie par impulsions . . . . .	100
4.4 Combinaison des résultats et orthogonalité de contrôle . . . . .	111
4.5 Discussion : limitations et impacts des résultats . . . . .	120
<b>5 Courbure des transitions de charge dans le diagramme de stabilité de la structure à grilles d'accumulation séparées</b>	<b>123</b>
5.1 Variation de la période des oscillations du détecteur de charge . . . . .	124
5.2 Application du modèle empirique pour la capacité à la boîte quantique . . . . .	128
5.3 Rôle de la densité de charge du réservoir sur la courbure des transitions de charge . . . . .	135
5.4 Discussion et impact des travaux . . . . .	142
<b>6 Mise à l'échelle : couplage inter-boîtes quantiques et intégration industrielle</b>	<b>144</b>
6.1 Couplage inter-boîtes dans les dispositifs métal-oxyde-semiconducteurs . . . . .	145
6.2 Implémentation via un procédé industriel commercial silicium-sur-isolant . . . . .	155
6.3 Discussion : impacts et perspectives . . . . .	166
<b>Conclusion</b>	<b>167</b>
<b>A Quantum dots with split enhancement gate tunnel barrier control</b>	<b>170</b>
<b>B Circuit électronique pour la commande ou le couplage de charges ou de spins simples et procédés associés</b>	<b>181</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>230</b>

# Table des figures

1.1	Structures de bandes dans les MOSFET pour différents régimes d'opération. . . . .	8
1.2	Principes de base pour le blocage de Coulomb dans les boîtes quantiques. . . . .	9
1.3	Diagrammes de stabilité, transport et détection de charge. . . . .	16
1.4	Diagramme de stabilité pour une double boîte quantique. . . . .	19
1.5	Opération des qubits de spin. . . . .	21
1.6	Boîtes quantiques dans les architectures multi-couches. . . . .	28
1.7	Boîtes quantiques dans les architectures simple couche. . . . .	30
1.8	Structure à grilles d'accumulation séparées. . . . .	31
1.9	Dispositifs à grilles d'accumulation séparées MOS. . . . .	34
2.1	Systèmes cryogéniques. . . . .	39
2.2	Circuits de filtrage cryogéniques. . . . .	42
2.3	Méthodes pour l'amplification du signal. . . . .	46
2.4	Puces contenant les dispositifs sous étude. . . . .	52
2.5	Notions de microsoudures. . . . .	53
2.6	Exemples de dispositifs connectés par microsoudures <i>ball</i> . . . . .	54
2.7	Montage pour le circuit de détection de charge RF. . . . .	56
2.8	Montages pour les mesures avec amplification par HBT. . . . .	58
2.9	Circuit de branchements pour les mesures avec amplification par HBT. . . . .	60
2.10	Montages pour les mesures sur dispositifs FDSOI. . . . .	61

2.11	Caractérisation des courants de fuite. . . . .	62
2.12	Initialisation du HBT pour la détection de charge. . . . .	64
2.13	Initialisation du SET et comparaison des leviers de grilles. . . . .	66
3.1	Aperçu du fonctionnement de la structure via simulations QCAD. . . . .	70
3.2	Diagramme de stabilité «fontaine» caractéristique de la structure à grilles d'accumulation séparées. . . . .	74
3.3	Spectre de la boîte quantique en présence de vallées et magnétospectroscopie. . . . .	75
3.4	Effet du voltage de CP sur le confinement de la boîte quantique . . . . .	79
3.5	Étude de la variante à deux réservoirs de la structure à grilles d'accumulation séparées. . . . .	81
3.6	Contrôle de la séparation de vallée. . . . .	86
4.1	Dispositif et paramètres expérimentaux pour la caractérisation du taux tunnel. . . . .	92
4.2	Principe de détection de charge par transfert d'électron unique. . . . .	93
4.3	Méthode d'analyse des données de transfert d'électron unique pour la détermination du coupalge tunnel. . . . .	96
4.4	Occupation moyenne, taux de comptage, et taux tunnels pour $V_{AR} = 4.2$ V, 4.25 V, et 4.3 V. . . . .	98
4.5	Occupation moyenne, taux de comptage, et taux tunnels pour $V_{AR} = 4.35$ V, 4.4 V, et 4.45 V. . . . .	99
4.6	Arrangement pour les mesures de spectroscopie par impulsions. . . . .	101
4.7	Méthode usuelle de détermination du taux tunnel avec la spectroscopie par impulsions	104
4.8	Détermination du taux tunnel en spectroscopie par impulsions à fréquence de lecture fixe. . . . .	108
4.9	Observation d'états excités dans la spectroscopie par impulsions . . . . .	112
4.10	Résultats combinés de taux tunnel en fonction de $V_{AR}$ . . . . .	114
4.11	Estimation de $\beta$ pour un dispositif Si/SiGe en mode accumulation à multiples couches de grilles . . . . .	118
5.1	Changement de la période d'oscillation du SET en fonction du voltage sur les grilles d'accumulation . . . . .	126

5.2	Application du modèle empirique pour $C_{AR}(V_{AR})$ . . . . .	129
5.3	Densité électronique à l'interface Si/SiO <sub>2</sub> d'après simulations QCAD . . . . .	137
6.1	Diagrammes de stabilité pour une double boîte quantique lithographique. . . . .	146
6.2	Diagramme de stabilité pour une double boîte quantique non-lithographique. . . . .	148
6.3	Points triples pour une double boîte quantique non lithographique. . . . .	149
6.4	Comparaison des dispositifs à doubles boîtes quantiques de la littérature . . . . .	150
6.5	Dispositif à grilles d'accumulation séparées de type MOS à 5 boîtes quantiques . . . . .	153
6.6	Structure et dispositifs FD-SOI . . . . .	156
6.7	Activation des dispositifs FD-SOI en face avant, arrière, et combinée. . . . .	157
6.8	Formation de boîtes quantiques en face avant avec les grilles latérales. . . . .	161
6.9	Réseaux linéaires et matriciels de boîtes quantiques à grilles séparées FD-SOI. . . . .	163

# Liste des tableaux

5.1 Bornes utilisées pour l'ajustement numérique au modèle empirique . . . . .	132
--	-----

# Introduction

Malgré la progression fulgurante des capacités de traitement de l'information des ordinateurs modernes, autant ceux qui font partie de notre environnement quotidien (cellulaires, tablettes, montres intelligentes), que les mastodontes utilisés pour la gestion des mégadonnées et le calcul scientifique, certains problèmes restent fondamentalement difficiles à résoudre. Pour y remédier, un changement de paradigme dans la façon d'encoder et traiter l'information est nécessaire.

Un ordinateur quantique, soit un système de traitement de l'information reposant sur les phénomènes particuliers prédits par la mécanique quantique, permettrait d'encoder et manipuler l'information d'une manière fondamentalement différente des approches classiques. Grâce aux propriétés de superposition et d'intrication propres aux systèmes quantiques contrôlés, plusieurs problèmes difficiles, voir impossible à résoudre même pour les meilleurs ordinateurs classiques, actuels ou futurs, pourraient être résolus via des algorithmes quantiques [1, 2, 3, 4, 5].

Des processeurs quantiques à petite échelle sont de nos jours utilisés pour tester des algorithmes quantiques et démontrer les éléments de base du calcul quantique universel [6, 7, 8]. À titre d'exemple, en 2019, une tâche de vérification du niveau d'aléatoire d'une série de nombres a été réalisée par le processeur de 53 qubits supraconducteurs [9, 10, 11, 12] de Google en seulement 200 secondes [13], donnant lieu à une première démonstration, quoique controversée, du potentiel disruptif d'un ordinateur quantique [14, 15].

Bien que cet exploit ait été réalisé à l'aide de qubits supraconducteurs, ceux-ci ne sont pas les seuls candidats en lice pour la réalisation d'un ordinateur quantique performant. De l'avis de plusieurs, une des options les plus prometteuses est le qubit de spin semiconducteur [16, 17, 18]. Dans son implémentation la plus simple conceptuellement, c'est le spin d'un électron de conduction dans un matériau semiconducteur qui encode l'information quantique [19]. Le spin nucléaire ou électronique d'un dopant [20, 21, 22, 23, 24, 25], les niveaux d'énergie définis par plusieurs spins [26, 27, 28], ou le spin d'un trou [29, 30] peuvent aussi être utilisés.

Les boîtes quantiques en silicium sont particulièrement attrayantes pour confiner les électrons formant les qubits et contrôler leur spin [31]. Dans celles-ci, les charges sont confinées à l'aide de potentiels électriques appliqués à des électrodes, déposées à la surface d'un substrat de silicium. La manipulation du spin se fait par une combinaison de champs magnétiques statiques, d'impulsions



électriques micro-ondes, et de gradients de champ magnétiques. Un des avantages de ces boîtes quantiques est leur compatibilité avec les méthodes de fabrication industrielles, le silicium étant le matériau standard de l'industrie du transistor. Ceci ouvre la voie à une implémentation à grande échelle de processeurs multi-qubits et à l'intégration d'électronique classique de contrôle à même les puces quantiques [32, 33, 34].

L'avènement d'un ordinateur quantique utile basé sur des processeurs à multiples boîtes quantiques en silicium nécessite une performance suffisante des systèmes quantiques individuels. Un système quantique performant doit permettre l'initialisation de l'état du qubit, sa lecture, et sa manipulation avec une haute *fidélité*, c'est-à-dire avec un haut taux de réussite [35]. Cette fidélité devrait dépasser les 99.9% pour allouer un calcul quantique tolérant aux erreurs [36, 37]. Or, un autre avantage des boîtes quantiques en silicium est qu'elles profitent de temps de cohérence du spin élevés, atteignant 120 microsecondes avec l'utilisation de silicium isotopiquement purifié [38], et pouvant être allongé jusqu'à 28 millisecondes avec des séquences d'impulsions correctives [39, 40, 41, 42, 43, 44]. Les superpositions d'états quantiques sont donc maintenues assez longtemps pour effectuer des opérations logiques sur le qubit avec un faible taux d'erreur.

Plusieurs architectures de boîtes quantiques en silicium ont démontré leur potentiel pour former des qubits performants [31]. Les plus populaires sont les hétérostructures Si/SiGe (silicium/silicium-germanium) [45, 46, 47], les architectures MOS (métal-oxyde-semiconducteur) [38, 48, 49], et leurs variantes les architectures SOI (silicium-sur-isolant ou *silicon on insulator*) [29, 50]. Des opérations sur qubits avec une fidélité dépassant le seuil requis pour le calcul tolérant aux fautes ont ainsi été réalisées dans différentes implémentations basées sur ces architectures populaires. Tout d'abord, cette prouesse a été atteinte en utilisant le silicium purifié isotopiquement dans une architecture MOS [38] et Si/SiGe [47], et en tirant profit des micro-aimants pour la manipulation rapide du spin électronique dans le silicium naturel [46]. L'emploi de techniques d'optimisation d'impulsions [51, 52] a également permis d'y arriver. On note que le calcul quantique universel requiert également des opérations à deux qubits [53, 54], qui sont pour l'instant limitées à des fidélités de 78 % [55], mais pour lesquelles l'atteinte de 99.99% est envisagée avec une optimisation des impulsions de contrôle [56]. Les opérations à deux qubits ont tout de même été utilisées pour implémenter des algorithmes quantiques à petite échelle [57].

En plus de l'expertise industrielle liée au silicium, d'autres caractéristiques des boîtes quantiques en silicium en font des candidats prometteurs pour la réalisation de processeurs à grand nombre de qubits. Notamment, l'opération cohérente d'un qubit de spin jusqu'à des températures supérieures à 1 Kelvin [58] a été réalisée récemment, ce qui relâche grandement les contraintes expérimentales pour le contrôle des qubits de spin, et devrait faciliter leur intégration à grande échelle. Les boîtes quantiques se prêtent également aux intégrations multi-technologies, avec les dopants atomiques, les circuits supraconducteurs, et plus encore. Considérant qu'un ordinateur quantique efficace devra fort probablement tirer profit des avantages de plusieurs technologies en les combinant [59, 60, 61, 62, 63], l'étude des qubits de spin semiconducteurs en vue de l'amélioration de leur performance est plus que jamais d'actualité.

Plusieurs propositions ont émergé dans les dernières années pour la réalisation de puces quantiques avec suffisamment de qubits pour permettre l'implémentation de codes de correction d'erreurs avec des boîtes quantiques, seules [64, 65] ou en combinaison avec des dopants [66]. Des réseaux linéaires de 9 boîtes quantiques ont été réalisés, démontrant une bonne reproductibilité des propriétés de chacune des boîtes quantiques [67] et le transfert rapide de charge d'un bout à l'autre d'une courte chaîne de boîtes quantiques [68]. Plusieurs entreprises se sont également mises de la partie. Notamment, Intel développe sa propre plateforme pour la réalisation de boîtes quantiques en silicium isotopiquement purifié [69]. La participation des grands joueurs de l'industrie au développement des processeurs quantiques permet un apport en ressources et en expertise primordial pour relever les défis liés à la mise à l'échelle de la technologie. En effet, les meilleures avenues pour le choix des matériaux, des structures, et des méthodes peuvent être dès maintenant explorées, en tenant compte des contraintes supplémentaires apportées par l'intégration à grande échelle. Le potentiel d'une technologie particulière pour la mise à l'échelle peut ainsi être quantifié par l'atteinte de conditions d'*échelonnabilité*.

Parmi ces conditions d'échelonnabilité, on retrouve la nécessité de la cointégration des dispositifs quantiques avec de l'électronique de contrôle classique [70, 37, 71, 72, 73, 66, 74, 75, 76]. La plateforme choisie doit donc offrir un maximum d'options de cointégration et être compatible avec une utilisation cryogénique [77]. Elle doit également être suffisamment simple en terme de design et de fabrication pour se prêter à un processus de fabrication industriel. Ces derniers sont souvent très rigides car élaborés soigneusement à travers les années pour maximiser la qualité des dispositifs commerciaux. L'adaptation de ces processus, conçus pour la fabrication de transistors classiques, à la fabrication de dispositifs quantiques, n'est donc pas sans défis. Conséquemment, les choix de la technologie, des matériaux, et de la structure des boîtes quantiques sont primordiaux pour le succès de cet effort.

La majorité des dispositifs de boîtes quantiques en silicium à haute performance, c'est-à-dire dont la fidélité d'opération est supérieure à 99.9%, et ayant formé des puces multi-qubits avec un potentiel d'adressabilité (la capacité de manipuler des qubits distincts de façon indépendante), sont des dispositifs de type accumulation multi-couches [38, 53, 46, 47, 55]. Ceux-ci comprennent un minimum de deux couches de grilles de contrôles, comprenant des grilles d'accumulation en polarisation positive qui aident à former des îlots de charges et des réservoirs, en plus des grilles de déplétion, utilisées en polarisation négative pour confiner les îlots d'électrons et contrôler les barrières tunnels entre ceux-ci. Les électrodes de contrôle dans ces dispositifs multi-couches se superposent et recouvrent entièrement la surface active.

La superposition de grilles dans les dispositifs multi-couches assure un fort confinement et un excellent contrôle électrostatique sur la région entourant les boîtes quantiques. Ces dispositifs en mode accumulation ont donc atteint des niveaux de contrôlabilité hors-pair, grâce en partie à un contrôle indépendant des réservoirs, des boîtes quantiques et des barrières tunnel, à travers des grilles respectivement dédiées. D'un autre côté, des dispositifs en mode accumulation simple couche sont également investigués, en raison de leur facilité de fabrication (une seule couche de grilles) leur procurant un meilleur rendement, ce qui permet d'obtenir plus de dispositifs fonctionnels pour

chaque ronde de fabrication [78, 79, 49, 80]. Cependant, il est généralement accepté que ces dispositifs simple couche, malgré leurs avantages, sont moins versatiles que les dispositifs multi-couches. Il existe donc un besoin pour une structure de boîte quantique en silicium offrant les avantages de simplicité et de rendement de l'architecture simple couche, sans compromettre outre-mesure la contrôlabilité et la versatilité nécessaires pour la réalisation de dispositifs multi-qubits.

Dans le but de faciliter le développement de dispositifs multi-qubits avec des processus industriels, cette thèse présente une structure à *grilles d'accumulation séparées* à couche unique offrant un contrôle accru par rapport aux structures simple couches précédentes. Cette particularité est obtenue grâce à des grilles distinctes pour la formation du réservoir et de la boîte quantique. L'objectif de ces travaux est de vérifier si cette structure simple et ses variantes répondent aux critères minimaux de fonctionnement et d'ajustement des boîtes quantiques et d'étudier les caractéristiques uniques à cette géométrie. La performance de la structure à grilles d'accumulation séparées sera comparée à celle d'autres structures à l'aide de critères précis, afin d'étudier son niveau d'échelonnabilité. Notamment, l'applicabilité à différentes architectures et matériaux populaires et utilisés dans l'industrie, le MOS et le SOI, sera explorée. Des résultats préliminaires de mise à l'échelle de la structure à grilles d'accumulation séparées seront également présentés.

La thèse est construite comme suit. Le chapitre 1 explique les concepts clés liés au fonctionnement des dispositifs de boîtes quantiques en silicium et à la caractérisation de leur potentiel de mise à l'échelle, et présente la structure à grilles d'accumulation séparées. Le chapitre 2 décrit les aspects expérimentaux liés au projet, incluant les défis techniques, les montages expérimentaux, et les méthodes de caractérisation préliminaire des dispositifs. Les chapitres 3, 4 et 5 présentent les résultats obtenus sur des dispositifs à grilles d'accumulation séparées de type MOS. Leur performance est comparée, en fonction de critères définis au chapitre 1, à celle des boîtes quantiques en silicium parmi les plus performantes à l'heure actuelle. Enfin, le chapitre 6 explore des résultats préliminaires de mise à l'échelle de la structure à grilles d'accumulation séparées dans les architectures MOS, et présente les résultats de l'étude de dispositifs fabriqués selon un procédé entièrement industriel silicium-sur-isolant.



## Chapitre 1

# Concepts clés

Le développement d'une architecture de boîtes quantiques échelonnable et intégrable aux processus de fabrication industriels est d'une importance majeure pour la réalisation de processeurs quantiques performants à large échelle. Dans cette optique, cette thèse étudie le potentiel d'une architecture particulière, la structure à grilles d'accumulation séparées, qui tente de combiner les avantages des architectures à l'état de l'art actuelles, soit les dispositifs à couche d'électrodes unique et ceux à multi-couches.

Pour comprendre l'intérêt et les particularités de cette approche, une revue des concepts clés liés aux boîtes quantiques en silicium et à la caractérisation de leur performance est présentée dans le chapitre qui suit. Les principes d'opération des transistors métal-oxyde-semiconducteur et des boîtes quantiques en silicium sont d'abord énoncés. Ensuite, des critères d'évaluation du potentiel de performance et d'échelonnabilité pour les boîtes quantiques en silicium sont décrits. Par la suite, la structure à grilles d'accumulation séparées et les dispositifs à l'étude sont présentés, après une revue des dispositifs simple couche et multi-couches standards. Pour terminer, la structure du reste de la thèse est énoncée.

### 1.1 Fondements des boîtes quantiques en silicium

---

Cette section détaille les concepts de base liées aux boîtes quantiques en silicium, en prenant comme exemple les architectures métal-oxyde-semiconducteur (MOS). On explique d'abord les mécanismes de formation des réservoirs de charge dans les transistors à effet de champ MOS. Ensuite, la structure des dispositifs de boîtes quantiques est présentée et leur fonctionnement de base est expliqué. Par la suite, la théorie du blocage de Coulomb, les méthodes de lecture de l'état de la boîte quantique, et un bref aperçu des techniques de manipulation des qubits de spin sont présentés.

### 1.1.1 Transistors métal-oxyde-semiconducteur à effet de champ

Les transistors à effet de champ métal-oxyde-semiconducteur (MOSFET) sont des structures permettant de contrôler le courant circulant entre deux terminaux, la source et le drain, à l'aide du voltage appliqué sur un troisième terminal, la grille. Les contacts ohmiques source et drain sont formés par un dopage important de deux régions du substrat semiconducteur, qui est lui légèrement dopé. Un oxyde recouvre le substrat pour le séparer de la grille métallique qui contrôle la densité et le type de porteurs de charge dans le canal entre la source et le drain. Les transistors à canal de type  $n$  sont formés d'un substrat légèrement dopé  $p$  et de contacts ohmiques fortement dopé  $n+$ . Le substrat contient alors des trous comme porteurs de charge. Cette structure est schématisée au bas de la figure 1.1(a). Les transistors de type  $p$  sont à l'inverse formés d'un substrat dopé  $n$  avec des contacts ohmiques  $p+$ , avec des électrons comme porteurs de charge.

La figure 1.1 illustre les différents régimes d'opération d'un MOSFET, selon la tension  $V$  appliquée sur la grille. On y montre l'allure des bandes d'énergie dans le substrat, ainsi que l'arrangement des porteurs de charge résultant dans chaque cas, en prenant pour exemple un MOSFET à canal  $n$ . La première situation illustrée est pour le cas  $V = 0$ . Dans ce cas, une courbure des bandes d'énergie se produit à proximité de l'interface substrat/oxyde, dictée par la différence de fonction de travail entre le matériau de la grille ( $\Phi_m$ ) et celui du substrat ( $\Phi_s$ ), et l'égénération des niveaux de Fermi à  $V = 0$  [81]. La fonction de travail représente l'énergie nécessaire pour extraire un électron du niveau de Fermi (l'amener à l'énergie du vide). Le niveau de Fermi ( $E_f$ ) se trouve plus près de la bande de valence ( $E_v$ ) que de la bande de conduction ( $E_c$ ) en raison du dopage du substrat.

La courbure des bandes peut-être éliminée si un voltage suffisamment négatif ( $V = V_{FB}$ ) est appliqué sur la grille. C'est la condition de bande plate (figure 1.1(b)). Pour  $V < V_{FB}$ , la courbure des bandes s'inverse, et il y a accumulation de trous à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> lorsque la courbure est suffisante, puisque la bande de valence croise le niveau de Fermi. C'est le régime d'accumulation (figure 1.1(c)). À l'inverse, pour  $V > V_{FB}$ , la courbure des bandes est vers le bas, et éventuellement, la bande de conduction croise le niveau de Fermi. On entre alors dans le régime d'inversion faible, qui correspond à une accumulation d'électrons (inversion du type de porteurs de charges) à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> (figure 1.1(d)). Le régime d'inversion forte est atteint lorsque la concentration volumique d'électrons à l'interface dépasse la concentration de dopants dans le semiconducteur, ce qui définit la tension seuil  $V = V_T$  (figure 1.1(e)). Le régime intermédiaire entre la condition de bande plate et le début du régime d'inversion faible est nommé le régime de déplétion, puisqu'à ce moment l'interface est vidée de ses porteurs de charge. En fait une couche de déplétion reste présente même lors de l'apparition de la couche d'inversion, et isole celle-ci du reste du substrat. La tension appliquée sur la grille du transistor permet donc de contrôler précisément la densité de porteurs de charge à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. On note pour terminer que les MOSFET décrits ci-haut sont des dispositifs dits à enrichissement, puisque le canal de conduction n'est pas formé lorsque le dispositif est dans son état neutre ( $V = 0$ ). Un dispositif inverse serait un MOSFET à appauvrissement, pour lequel l'état neutre ( $V = 0$ ) présente un canal de conduction formé.

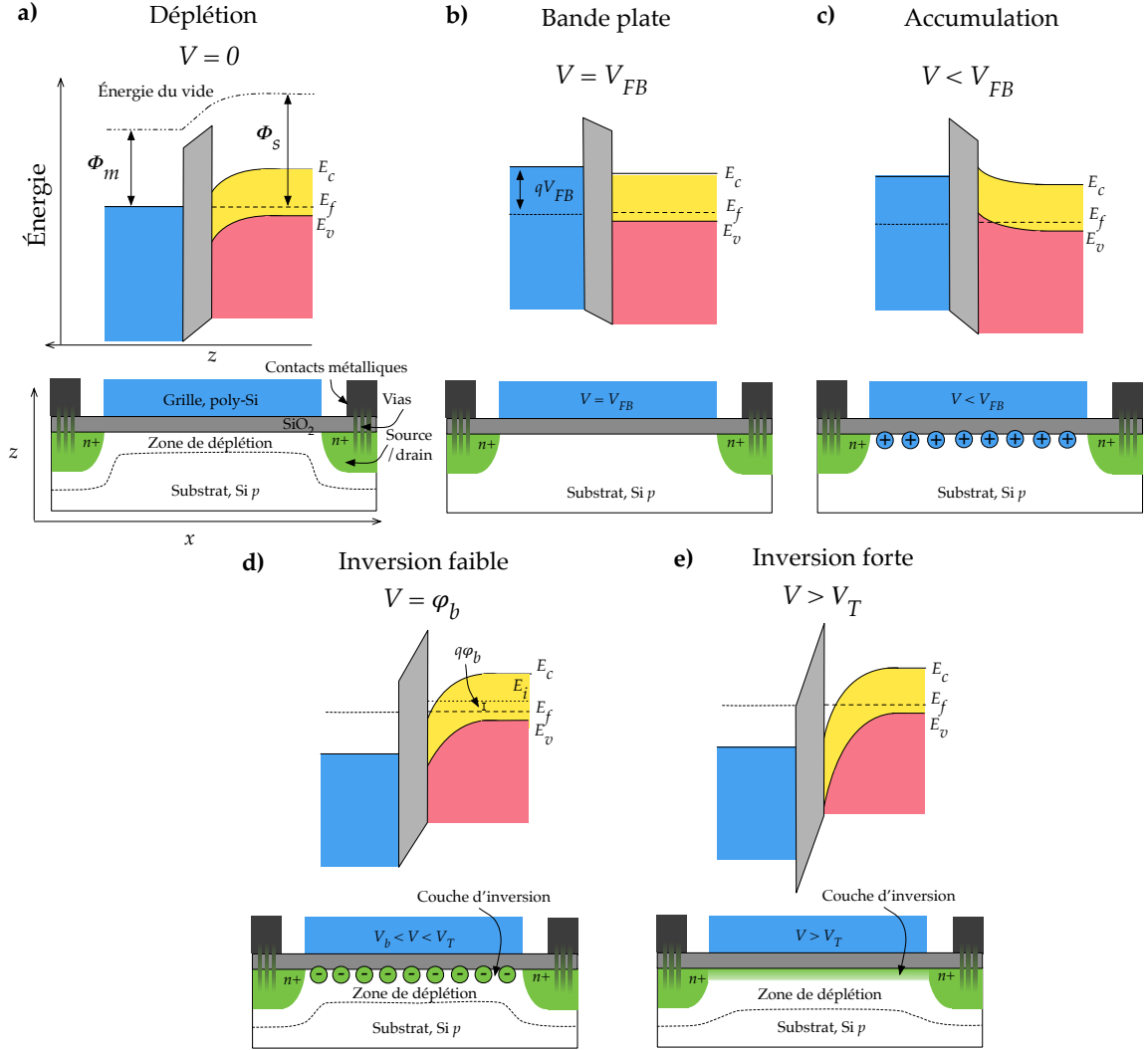


FIGURE 1.1 – (a) Schéma de la structure de bandes pour un MOSFET à canal  $n$  dans son état neutre, à  $V = 0$  (correspondant au régime de déplétion), et schéma d'une coupe latérale du dispositif correspondant. Le niveau de Fermi  $E_f$  dans le substrat (ligne pointillée) est aligné avec celui de la grille métallique (en bleu). La grille est typiquement composée de silicium polycristallin, l'oxyde de grille est du  $\text{SiO}_2$ , et le substrat de silicium est légèrement dopé  $p$ . Les contacts ohmiques source et le drain sont des régions fortement dopées  $n+$  (en vert). Des signaux  $y$  sont appliqués et lus par des contacts métalliques, à travers les vias, des trous traversant l'oxyde. La zone de déplétion, délimitée par la ligne pointillée, est une région vidée de ses porteurs de charge. (b) Structure de bande dans le régime de bande plate, à  $V = V_{FB}$ , et coupe latérale du dispositif correspondant. La zone de déplétion est inexistante dans ce régime. (c) Régime d'accumulation, pour  $V < V_{FB}$ . La bande de valence ( $E_v$ ) croise le niveau de Fermi ( $E_f$ ), menant à une accumulation de trous à l'interface  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ . (d) Régime d'inversion faible, pour un voltage  $V = \phi_b > 0$ . La courbure de bande est suffisante pour amener la bande de conduction  $E_c$  à croiser le niveau de Fermi. Il y a alors formation d'une couche d'inversion composée d'électrons, isolée du substrat par la zone de déplétion. L'énergie  $q\phi_b$  correspond à la différence entre le niveau de Fermi  $E_f$ , et le niveau de Fermi intrinsèque du semiconducteur  $E_i$ . (e) Régime d'inversion forte, pour  $V > V_T$ , où  $V_T$  est la tension de seuil du dispositif. La concentration d'électrons dans la couche d'inversion est alors supérieure à la concentration de dopants, ce qui assure un canal de conduction entre la source et le drain.

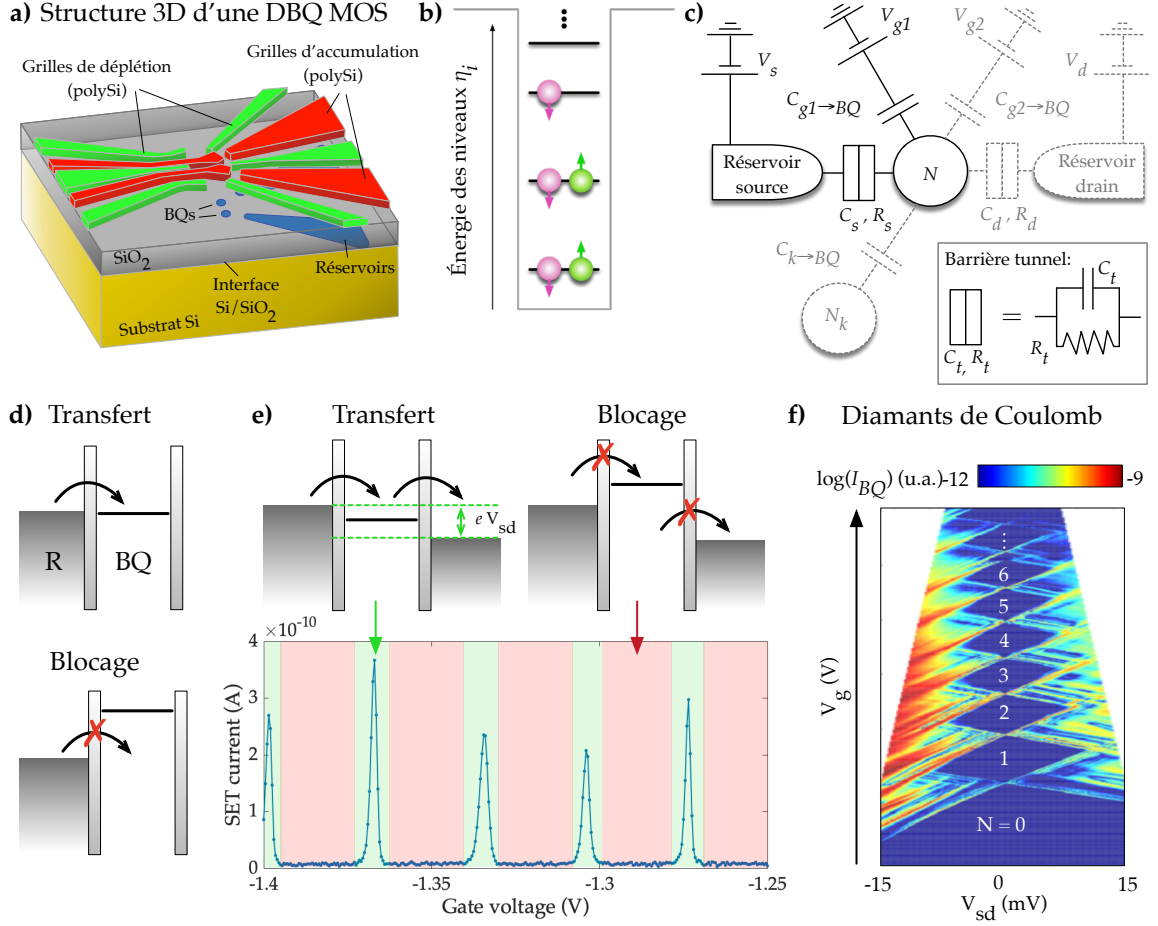


FIGURE 1.2 – (a) Schéma de la structure 3D d'une double boîte quantique MOS. Les électrons sont localisés en  $z$  dans le substrat, mais très près de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> grâce à l'action des grilles électrostatiques en silicium polycristallin (*polySi*) déposées à la surface de l'oxyde. Ces grilles peuvent être utilisées en mode déplétion (vert) ou accumulation (rouge). Les grilles de formation des détecteurs de charge sont omises par souci de clarté. Lorsque adéquatement polarisées, les grilles forment à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> les boîtes quantiques (BQs) et les réservoirs, en bleu dans l'image. (b) Schéma de la formation des niveaux d'énergie par confinement électrostatique dans une boîte quantique. Chaque niveau peut accommoder un électron de spin  $\uparrow$  et un de spin  $\downarrow$ . Cette dégénérescence est levée en présence d'un champ magnétique. (c) Circuit équivalent pour une boîte quantique contenant  $N$  électrons couplée à un réservoir source par une barrière tunnel et par une capacité  $C_{g1 \rightarrow BQ}$  à une grille  $g1$ . En pointillé, exemples de couplages additionnels possibles, à un îlot  $k$  contenant  $N_k$  électrons, un réservoir drain, ou une seconde grille  $g2$ . (d) Principe du blocage de Coulomb. En raison de la discrétisation des niveaux d'énergie et des interactions électrostatiques, le transfert d'un électron entre la boîte quantique et son réservoir n'est possible que lorsque le potentiel chimique de la boîte BQ est aligné avec celui du réservoir R. (e) Exemple de blocage de Coulomb. Courant à travers une boîte quantique de type SET (*single electron transistor*) dans un dispositif MOS similaire au dispositif A1 présenté plus loin, dans un régime à multiples électrons. Le biais source drain est de  $4 \mu V$ , et la température électronique est estimée à 125 mK (voir chapitre 2). (f) Diamants de Coulomb obtenus en mesurant le courant à travers la boîte quantique  $I_{BQ}$  pour un dispositif MOS (dispositif B présenté plus loin), figure adaptée de [82]. Mesures réalisées en conductance différentielle avec une excitation de  $50 \mu V_{rms}$  à 492.6 Hz appliquée sur le contact ohmique source et mesurée avec amplificateur synchrone au drain. Cette technique permet notamment de mieux visualiser les niveaux excités [83, 84, 17]. La température électronique est estimée à 160 mK.



### 1.1.2 Boîtes quantiques métal-oxyde-semiconducteur

Les boîtes quantiques semiconductrices sont des structures servant à confiner une charge électrique, le plus souvent un ou des électrons de la bande de conduction<sup>1</sup>. La structure MOS typique (substrat de silicium légèrement dopé, oxyde de grille, et grille métallique) se prête bien à l'implémentation de ce type de dispositifs. En effet, en utilisant plusieurs grilles indépendantes plutôt qu'une seule, il devient possible de former des îlots d'électrons et des régions de déplétion, afin de créer des réservoirs de charges, des boîtes quantiques, et des barrières tunnel. La figure 1.2(a) montre un schéma pour la structure 3D d'un dispositif visant à former une double boîte quantique avec deux réservoirs de charge. Ces structures sont des boîtes quantiques dites *latérales*, parce que le transport électrique est contenu dans un seul plan en deux dimensions, et pour les distinguer des boîtes quantiques verticales [18], colloïdales [87], ou auto-assemblées [88], par exemple. Pour la suite de cette thèse, on considèrera que ce sont les boîtes quantiques latérales qui sont visées lorsqu'on parle de boîtes quantiques, à moins que ce soit explicitement indiqué.

Lorsque implémentées dans un substrat de silicium, les boîtes quantiques sont le plus souvent de type enrichissement avec canal  $n$ , c'est-à-dire que des tensions positives sont nécessaires pour créer des réservoirs d'électrons (connectés à des contacts ohmiques) et des îlots, et des tensions négatives sur des grilles additionnelles viennent aider au confinement et à l'isolation de chacune des régions. Ces grilles sont formées d'aluminium ou de silicium polycristallin dans la plupart des cas, et font souvent seulement 10-20 nm de large [31]. Le confinement mène à un spectre discret  $\eta_i$  des niveaux d'énergie de la boîte quantique (figure 1.2(b)), comme les électrons dans un atome [18].

On note par souci de clarté, que les dispositifs à enrichissement sont souvent référés comme des dispositifs à accumulation dans le domaine de l'information quantique. Il s'agit cependant d'un abus de langage, dont nous serons coupables dans le reste de cette thèse. Il ne faut pas confondre ce mode d'opération avec le *régime* d'accumulation pour un MOSFET à canal  $n$ , pour lequel le canal se trouve formé de trous. En fait, toute confusion devrait être évitée puisqu'aucun régime impliquant un canal de trous ne sera exploré pour les travaux qui suivent. Ainsi, les grilles typiquement polarisées en positif seront appelées grilles d'accumulation (en rouge à la figure 1.2(a)), puisqu'elles accumulent des électrons, et les grilles typiquement polarisées négativement seront dénommées grilles de déplétion (en vert à la figure 1.2(a)), puisqu'elles déplètent l'interface de ses porteurs de charge électroniques.

### 1.1.3 Blocage de Coulomb

Une boîte quantique peut être représentée par un îlot de charge contenant  $N$  électrons, connecté à un réservoir d'électrons  $R$  par une barrière tunnel. Celle-ci est décrite par une capacité  $C_t$  et une résistance  $R_t$  en parallèle (voir figure 1.2(c)). Ce sont les transferts d'électrons entre la boîte quantique et son réservoir qui peuvent être détectés et donner de l'information sur l'état d'occupation de

1. Un confinement de trous est également possible en sélectionnant le dopage du dispositif de façon appropriée, comme mentionné ci-haut [85, 86, 29]

charge de la boîte quantique, que ce soit lors de mesures en transport ou de mesures en détection de charge, deux méthodes qui seront décrites à la section 1.1.5. Les réservoirs sont donc nécessaires pour l'initialisation de la boîte quantique et pour sa lecture. Ainsi, chacune des grilles du dispositif est couplée à la boîte quantique par une capacité  $C_{g \rightarrow BQ}$ , et tout autre îlot de charge  $k$  présent, que ce soit une autre boîte quantique ou un réservoir, y est également couplé par une capacité  $C_{k \rightarrow BQ}$ , tel qu'indiqué à la figure 1.2(c).

Dans le modèle à interaction constante [89], l'énergie totale d'une boîte quantique dépend du nombre d'électrons  $N$  qu'elle contient et est donnée par :

$$E_{tot}(N) = \sum_{i=0}^N \eta_i + U(N) \quad (1.1)$$

où  $\eta_i$  est le niveau d'énergie du  $i^{eme}$  électron de la boîte, et  $U(N)$  est l'énergie électrostatique du système. Ainsi, le premier terme de l'équation représente l'énergie du système due uniquement au confinement, l'équivalent des niveaux orbitaux dans un atome, alors que le second terme représente l'énergie due à l'interaction électrostatique entre les électrons dans la boîte quantique. Dans ce modèle on néglige les modifications aux niveaux orbitaux causées par les interactions électroniques, mais ceux-ci dépendent du champ magnétique, suivant l'effet Zeeman.

Le potentiel chimique de la boîte quantique est défini comme l'énergie correspondant à la transition entre l'état à  $N - 1$  électrons et l'état à  $N$  électrons. Ainsi,

$$\begin{aligned} \mu(N) &= E_{tot}(N) - E_{tot}(N - 1) \\ &= \sum_{i=0}^N \eta_i + U(N) - \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i - U(N - 1) \\ &= \eta_N + U(N) - U(N - 1) \end{aligned} \quad (1.2)$$

où  $\eta_N$  est l'énergie orbitale du  $N^{ime}$  électron dans la boîte. Pour déterminer  $U(N)$ , on définit d'abord  $V(N)$ , la différence de potentiel entre la boîte quantique à  $N$  électrons et son réservoir, que l'on suppose à la masse :

$$V(N) = \frac{-eN}{C} + V_{ext} \quad (1.3)$$

où  $e$  est la charge élémentaire, et  $C$  est la capacité totale entre la boîte quantique et le reste du système, soit  $C = \sum_g C_g + \sum_k C_k$  (on a rendu implicite  $C_{g,k \rightarrow BQ}$ ). La quantité  $V_{ext}$  est la contribution au potentiel des charges externes, provenant des électrodes environnantes notamment, que l'on peut également exprimer comme  $V_{ext} = Q_{ext}/C$  [89].

L'énergie électrostatique résultant de cette distribution de charge  $Q_{ext}$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
 U(N) &= \int_0^N -eV(N')dN' \\
 &= \int_0^N -e\left(\frac{-eN'}{C} + \frac{Q_{ext}}{C}\right)dN' \\
 &= \frac{e^2N^2}{2C} - \frac{eNQ_{ext}}{C}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

On peut expliciter la contribution de la charge externe comme une somme des contributions de chaque grille ou îlot dans le système :  $Q_{ext} = \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k$ , avec  $V_{g,k}$  les potentiels appliqués sur les grilles  $g$  ou les îlots  $k$  (réservoirs, autres boîtes quantiques, etc.). On peut donc exprimer le potentiel chimique par :

$$\begin{aligned}
 \mu(N) &= \eta_N + U(N) - U(N-1) \\
 &= \eta_N + e^2 \frac{N^2}{2C} - e \frac{NQ_{ext}}{C} - e^2 \frac{(N-1)^2}{2C} + e \frac{(N-1)Q_{ext}}{C} \\
 &= \eta_N - \frac{e^2}{2C} + \frac{e^2N}{C} - \frac{eQ_{ext}}{C} \\
 &= \eta_N - \frac{E_C}{2} + NE_C - \frac{E_C}{e} \left( \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k \right)
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

où on a défini  $E_C = e^2/C$ , l'énergie de charge. L'espacement en énergie entre deux transitions successives est donc défini comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_{add} &= \mu(N+1) - \mu(N) \\
 &= \eta_{N+1} - \frac{E_C}{2} + NE_C + E_C - \frac{E_C}{e} \left( \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k \right) \\
 &\quad - \eta_N + \frac{E_C}{2} - NE_C + \frac{E_C}{e} \left( \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k \right) \\
 &= \eta_{N+1} - \eta_N + E_C \\
 &= \Delta E + E_C
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

L'énergie d'addition  $E_{add}$  comprend donc un terme électrostatique, l'énergie de charge, et un terme correspondant à l'espacement entre deux niveaux quantiques définis par le confinement de la boîte,  $\Delta E$ , souvent appelé simplement l'énergie orbitale.

Dans le réservoir, le potentiel chimique est donné par l'énergie de Fermi. En effet, le confinement électrostatique étant négligeable en première approximation pour un grand îlot tel qu'un réservoir, le terme orbital tend vers zéro, de même que le terme électrostatique, qui devient très petit pour un grand nombre d'électrons en raison de l'écrantage. Ainsi, le potentiel chimique est une fonction continue. Le niveau de Fermi est alors défini par rapport au bas de la bande de conduction dans la région du réservoir.

On peut visualiser les potentiels chimiques du réservoir et de la boîte quantique par une représentation en échelle, telle que présentée à la figure 1.2(d). Il apparaît que le transfert de charges entre la boîte quantique et son réservoir n'est possible que lorsque le potentiel chimique de la boîte est égal à celui du réservoir (en négligeant pour l'instant les effets thermiques et les effets de transport à plusieurs électrons). Ainsi, pour une énergie d'addition non-nulle, lorsqu'un potentiel de grille  $V_g$  est varié de façon continue, le transfert d'électrons sera bloqué sauf pour certaines valeurs bien précises correspondant à un alignement du potentiel chimique de la boîte avec celui du réservoir. C'est ce qu'on appelle le blocage de Coulomb (voir figure 1.2(d)). Pour une boîte quantique qui serait connectée en série à un réservoir source et un réservoir drain, un courant est observable lorsque le potentiel chimique de la boîte se trouve dans la fenêtre de transport définie par le biais appliqué entre la source et le drain,  $V_{sd}$ . On observe alors des oscillations périodiques dans la conductance, les oscillations de Coulomb, comme illustré à la figure 1.2(e).

Si le courant à travers la boîte quantique est mesuré en variant le voltage d'une grille  $V_g$ , et répété pour différents biais source-drain, un diagramme dit de diamants de Coulomb est formé (voir figure 1.2(f)). Les régions en diamants représentent les zones d'occupation fixe de la boîte quantique, pour lesquelles le courant est bloqué. Les points de croisement de ces diamants, à  $V_{sd} = 0V$ , sont les valeurs  $V_g$  pour lesquelles le potentiel chimique de la boîte est exactement aligné avec celui des réservoirs. Les régions à l'extérieur des diamants sont celles pour lesquelles un courant circule car les potentiels chimiques de la boîte se trouvent à l'intérieur de la fenêtre de transport créée par  $V_{sd}$ . Il est même possible de distinguer des lignes de courant accru parallèles aux côtés des diamants, qui correspondent à l'entrée de niveaux excités dans la fenêtre de transport. Enfin, on remarque que le diamant pour les valeurs  $V_g$  les plus négatives ne se referme pas : cela indique que la boîte quantique est vide. Il est donc possible de connaître précisément le nombre  $N$  d'électrons dans la boîte en comptant ceux-ci à partir de zéro dans un tel diagramme. Par la suite, en isolant un seul électron dans la boîte quantique, il devient possible de le faire osciller entre son état à spin *up* et à spin *down* en lui donnant l'énergie nécessaire à la transition entre ces deux niveaux à électron unique (voir sous-section 1.1.7). On a donc l'élément de base pour la formation d'un qubit de spin.

### **Effet de la température et du couplage réservoir-boîte quantique sur le blocage de Coulomb**

Jusqu'à ce point dans la discussion, il a été sous-entendu que la température du système est nulle. Lorsqu'on considère une température non-nulle, il faut adopter une distribution de Fermi-Dirac dans les réservoirs. Cela mène à une probabilité de transfert des électrons même si le potentiel chimique de la boîte n'est pas parfaitement aligné avec celui des réservoirs. Pour une température suffisamment élevée, le blocage de Coulomb sera même complètement levé [89].

Pour pouvoir former un qubit à spin unique, il est nécessaire que l'énergie de transition spin  $\uparrow$  vers spin  $\downarrow$  soit supérieure à l'élargissement thermique de la distribution d'états des réservoirs. Avec les limites techniques de formation des grilles de contrôle qui dictent la taille des boîtes quantiques atteignables en laboratoire, il est généralement accepté qu'il est préférable d'opérer les boîtes quantiques en silicium à des températures de 10 mK ou même moins, pour former des

qubits pouvant conserver leur cohérence sur des temps suffisamment longs pour le calcul quantique. Ces températures d'opération mènent typiquement à des température électroniques de quelques centaines de mK ou moins, et peuvent procurer un élargissement thermique dans les réservoirs suffisamment faible en comparaison de l'énergie Zeeman.

Le niveau de couplage de la boîte quantique aux réservoirs influence également l'allure des oscillations de Coulomb. Un fort couplage est associé à une barrière tunnel de faible hauteur et/ou largeur, offrant une conductance plus élevée et des probabilités de transfert de charge accrues pour les états dans la queue de la distribution de Fermi-Dirac des réservoirs. Cela augmente les fluctuations dans le nombre de charges sur la boîte quantique et se traduit par un élargissement effectif de l'énergie de transition de la boîte, et donc des pics de Coulomb [83].

#### 1.1.4 Diagrammes de stabilité

Les voltages appliqués sur les grilles de contrôle sont les principales variables permettant de contrôler la configuration de charge dans une boîte quantique. Chaque grille est couplée distinctement à la boîte quantique, et ce couplage peut varier selon l'état global du dispositif. Le couplage de chaque grille est paramétrisé par une capacité  $C_g$  ou de façon plus pratique par un *levier* en énergie. Ainsi, le levier  $\alpha_g$  d'une grille  $g$  sur la boîte quantique relie une différence de voltage  $\Delta V_g$  et son effet sur le potentiel chimique  $\Delta\mu$  :

$$\Delta\mu_g = \alpha_{g \rightarrow BQ} \Delta V_g \quad (1.7)$$

où  $\Delta V_g$  est défini positif pour un  $\Delta\mu_g$  négatif. À partir de 1.5, on trouve que :

$$\alpha_{g \rightarrow BQ} = -e \frac{C_{g \rightarrow BQ}}{C_{total}} \quad (1.8)$$

où  $C_{total}$  est la capacité totale de la boîte quantique (BQ) avec toutes les grilles et îlots. Le levier est typiquement obtenu empiriquement, à l'aide de diamants de Coulomb ou de mesures de magnéto-spectroscopie. Toutefois, une fois que le levier de l'une des grilles est obtenu, celui des autres grilles peut être obtenu à l'aide d'un *diagramme de stabilité* avec de simples ratios.

Un diagramme de stabilité fournit l'information sur les configurations de charge stables de la boîte quantique en fonction des voltages appliqués sur deux grilles distinctes. Chacune des grilles est couplée capacitivement à la boîte quantique, tel qu'illustré à la figure 1.3(a). La boîte quantique est placée en série entre un réservoir source et un drain, ce qui permet de mesurer le courant à travers la boîte. La figure 1.3(b) montre un exemple d'un diagramme de stabilité expérimental pour une boîte quantique où une grille du côté gauche de la boîte quantique ( $g1$ ) et une du côté droit ( $g2$ ) sont balayées. Le courant entre la source et le drain est mesuré. Les combinaisons de voltages pour lesquelles le nombre d'électrons  $N$  dans la boîte est fixe forment des régions de courant nul, séparées par les transitions de charges, où le blocage de Coulomb est levé.

En calculant la pente  $\Delta V_{g1}/\Delta V_{g2}$  des transitions, on peut obtenir le ratio des leviers de chaque grille sur la boîte quantique :

$$\Delta V_{g1}/\Delta V_{g2} = \alpha_{g2 \rightarrow BQ}/\alpha_{g1 \rightarrow BQ} = C_{g2 \rightarrow BQ}/C_{g1 \rightarrow BQ} \quad (1.9)$$

### 1.1.5 Mesures en transport et détection de charge

Il arrive parfois que la mesure du transport entre la source et le drain à travers la boîte quantique ne soit pas possible. Cela peut être dû à un faible taux tunnel qui résulte en un signal difficilement mesurable, ce qui arrive souvent lorsqu'on approche du régime à faible nombre d'électrons, ou à des limitations dans le design du dispositif, par exemple lorsqu'une boîte quantique n'est connectée qu'à un réservoir. Un faible couplage de la boîte quantique à son réservoir peut également être désirable, puisque ce couplage est une source de décohérence et de relaxation du spin [17]. Dans ces situations, la méthode de détection de charge permet d'obtenir l'information voulue sur l'occupation de la boîte quantique. La détection de charge permet également d'accéder à des informations supplémentaires avec un meilleur ratio signal-sur-bruit que dans les mesures en transport. Une structure spécialisée, le détecteur de charge, doit alors être intégrée au dispositif.

Les détecteurs de charges les plus populaires sont les transistors à électron unique (*single-electron transistor* ou SET) et les points de contact quantique (PCQ). Leurs modes de fonctionnement sont présentés notamment dans la revue de Hanson *et al.* [17]. Plus récemment cependant, des techniques de détection de charge utilisant les variations de couplage capacitif entre la boîte quantique et une grille du dispositif connectée à un circuit d'amplification ont été démontrées [90, 91, 92, 93, 94, 95]. L'avantage dans ce cas est qu'aucune structure électrostatique supplémentaire n'est nécessaire, réduisant ainsi l'espace requis par dispositif sur la puce électronique. Les défis et possibilités reliées à cette méthode seront brièvement abordés au chapitre 6 dans le cadre de l'étude des dispositifs de boîtes quantiques fabriqués industriellement. Plus de détails sont également présentés dans le mémoire de Claude Rohrbacher [96].

Un SET est une structure formée électrostatiquement placée à proximité de la boîte quantique sous étude de façon à ce que le courant qui y circule,  $I_{SET}$ , soit fortement modulé par l'état de charge de la boîte quantique, via leur couplage capacitif [97, 98, 99, 100]. Le SET est typiquement une boîte quantique reliée en série à deux réservoirs, tel qu'illustré à la figure 1.3(c). Avec un choix approprié des voltages sur les grilles d'accumulation et de déplétion, lors du balayage d'une grille  $g$  ayant un couplage capacitif  $C_{g \rightarrow SET}$  avec le SET et  $C_{g \rightarrow BQ}$  avec la boîte quantique, le courant à travers le SET varie périodiquement selon  $\alpha_{g-SET}$ , avec une période  $\Delta V_{g-SET}$  : ce sont les oscillations de Coulomb. Simultanément, le potentiel chimique dans la boîte quantique,  $\mu_{BQ}$ , se déplace suivant  $\alpha_{g-BQ}$ . Lorsque le voltage de la grille  $g$  est tel que  $\mu_{BQ}$  est aligné avec le niveau de Fermi de son réservoir, un électron sera ajouté ou enlevé à la boîte quantique. Ce changement dans la charge sur la boîte quantique vient modifier abruptement l'environnement électrostatiques du SET, et est équivalent à un changement de voltage effectif appliqué sur la grille  $g$ . Le résultat est un saut dans le courant mesuré, comme

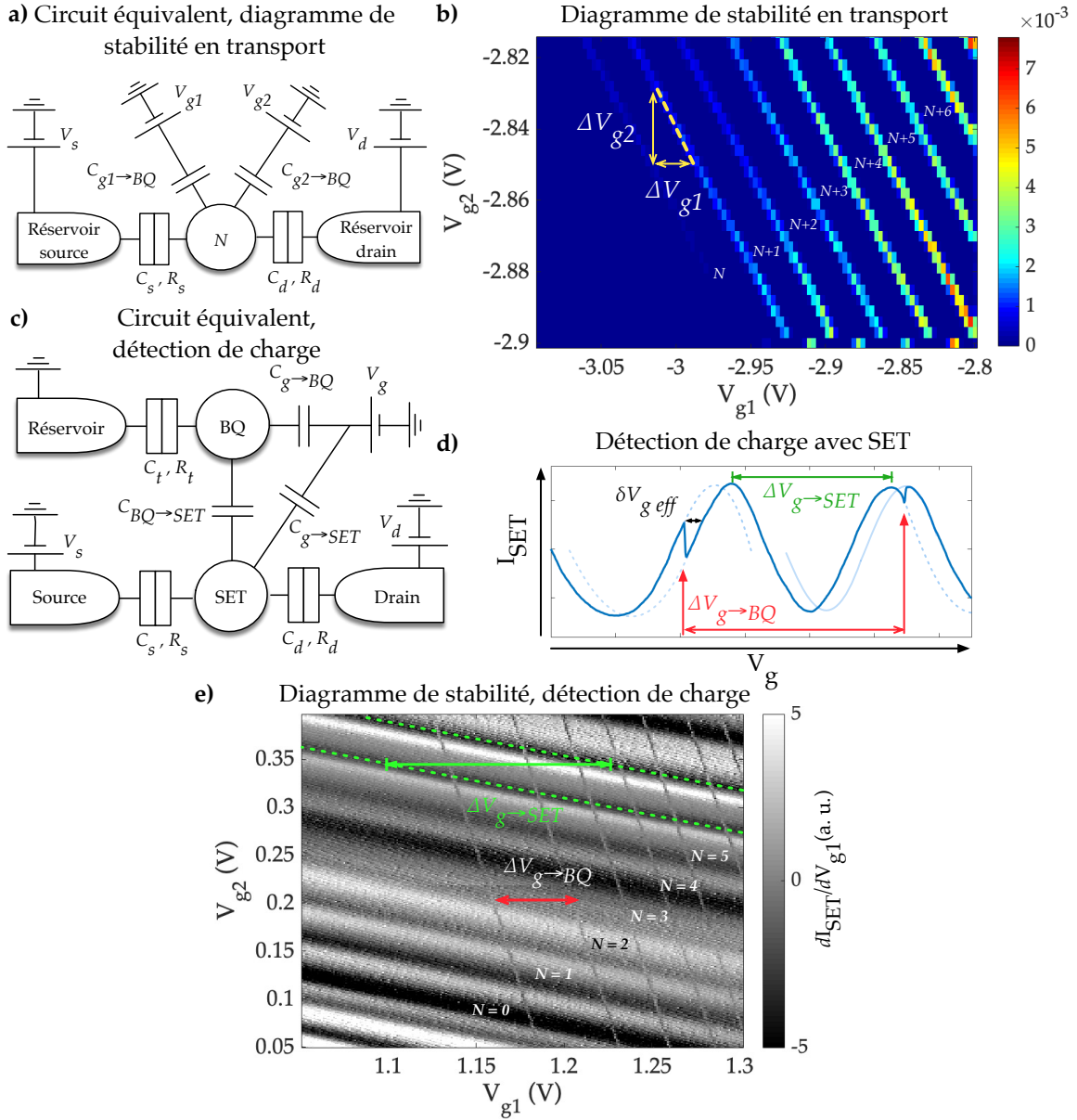


FIGURE 1.3 – (a) Circuit équivalent pour une boîte quantique en série avec deux réservoirs, source et drain, et couplée à deux grilles,  $g1$  et  $g2$ , via les capacités  $C_{g1 \rightarrow BQ}$  et  $C_{g2 \rightarrow BQ}$  respectivement. (b) Diagramme de stabilité en transport pour une boîte quantique MOS de type SET dans un régime à grand nombre d'électrons. Le signal est mesuré via un amplificateur synchrone au niveau du drain, avec une excitation  $V_{AC} = 50 \mu V$  sur la source. Les transitions de charge séparent les régions de courant nul qui correspondent à un nombre  $N$  fixe d'électrons. La pente  $\Delta V_{g2} / \Delta V_{g1}$  donne le ratio des leviers en énergie de chacune des grilles. (c) Circuit équivalent pour une boîte quantique couplée via  $C_{BQ \rightarrow SET}$  à un SET. La grille  $g$  est couplée à la BQ et au SET via les capacités  $C_{g \rightarrow BQ}$  et  $C_{g \rightarrow SET}$  respectivement. (d) Courant à travers le SET en fonction de  $V_g$  en présence de transitions de charge dans la BQ. La période des oscillations de Coulomb du SET est donnée par  $\Delta V_{g \rightarrow SET}$ . La période des transitions de charge de la BQ est donnée par  $\Delta V_{g \rightarrow BQ}$ . Le déplacement effectif de la courbe du SET (ligne pleine versus ligne pointillée) suite à l'ajout/retrait d'une charge dans la BQ est donné par  $\delta V_{g eff}$ . (e) Diagramme de stabilité obtenu en détection de charge pour une boîte quantique MOS couplée à un SET. Le signal tracé correspond à la dérivée du courant dans le SET.

si le voltage de la grille  $g$  avait été changé instantanément de  $\delta V_{g\text{eff}} = -\frac{E_c}{e} \frac{C_{BQ-SET}}{C_{g-SET}}$ . La figure 1.3(d) compare le courant mesuré dans un SET lorsque des transitions de charge de la boîte quantique sont traversées ou non. On observe des oscillations de Coulomb de période  $\Delta V_{g-SET}$  avec des translations abruptes à une fréquence  $\Delta V_{g-BQ} = -\frac{E_{add}}{e} \frac{C_{total}}{C_{g-BQ}}$ .

Les techniques de détection de charge sont efficaces même lorsque la conductance entre la boîte quantique et son réservoir est très faible, jusqu'à des taux tunnel de quelques Hertz et même moins avec les méthodes d'amplification appropriées (voir le chapitre 2). La sensibilité au changement d'état de charge de la boîte quantique et la robustesse du SET à une grande variation de paramètres peuvent être ajustées en choisissant son régime en fonction de la phase d'étude du dispositif dans laquelle on se trouve. Par exemple, dans la phase exploratoire visant à repérer les transitions de charge de la boîte quantique dans l'espace des voltages de grilles, on favorisera une large plage de sensibilité minimale au détriment d'une sensibilité de charge optimale pour augmenter les chances d'observation. Le régime de prédilection pour le SET comprend souvent des barrières tunnel peu opaques, de façon à lever partiellement le blocage de Coulomb et produire des oscillations sans régions de courant nul, comme à la figure 1.3(d). La figure 1.3(e) montre un diagramme de stabilité obtenu en détection de charge, où on a pris la dérivée du courant à travers le SET. Ici les transitions de charge de la BQ apparaissent comme des lignes très étroites superposées à un arrière-plan des oscillations de Coulomb du SET.

Au contraire, lorsque les transitions de charge sont identifiées et que l'on veut mesurer les propriétés de la boîte quantique avec le meilleur ratio signal sur bruit possible, on choisira un régime qui produit les pics de Coulomb les plus étroits possible. Ainsi, un changement de charge sur la boîte quantique produit une grande variation dans le courant du SET. Un régime plus fermé et fortement confiné est alors préférable, et les voltages de grilles seront choisis de façon à se placer sur le flanc du pic de Coulomb, là où la sensibilité de charge est maximale, comme on peut le remarquer à la figure 1.3(d). Il est même possible de compenser activement le courant dans le SET avec une boucle de rétroaction pour que toutes les transitions de charge à observer soient mesurées au point de sensibilité maximale du pic de Coulomb du SET [101].

De son côté, un PCQ est une constriction électrostatique connectée à deux réservoirs [102, 103]. En formant une constriction assez étroite à l'aide des tensions de grilles adjacentes, on peut atteindre un régime quantique où le nombre de canaux de conduction devient quantifié. Des plateaux de conduction associés à chacun de ces canaux sont alors observés, séparés par des régions de changement abrupt du courant. Dans ces régions, la conductance du QPC est très sensible à un changement de l'environnement électrostatique, en faisant un détecteur de charge très performant. Les PCQs ont été peu utilisés dans cette thèse, et ne seront donc pas examinés davantage ici.



### 1.1.6 Cas d'une double boîte quantique

Jusqu'à présent, la discussion a été limitée à l'étude d'une simple boîte quantique, c'est-à-dire un seul îlot de charge connecté en série, à un ou deux réservoirs de charges. Cependant, pour l'implémentation de certaines saveurs de qubits de spin et pour la réalisation de portes logiques à deux qubits, une nécessité pour le calcul quantique universel [6, 104, 105, 106, 107], le contrôle de boîtes quantiques multiples couplées est essentiel.

En présence d'une double boîte quantique, il faut généraliser les concepts présentés ci-haut pour inclure un couplage distinct de chaque grille à chaque boîte quantique, et un couplage entre les boîtes quantiques elles-mêmes [17, 108]. On considère ainsi deux îlots séparés par une barrière tunnel, modélisée par une capacité  $C_m$  et une résistance  $R_m$  en parallèle (voir figure 1.4(a)). Le couplage capacitif signifie qu'un changement de charge sur l'une des boîtes affectera l'environnement électrostatique de l'autre boîte, créant des discontinuités dans le diagramme de stabilité par rapport au cas de deux boîtes quantiques complètement découplées. À la figure 1.4(b), on remarque donc la présence de deux types de transitions associées au transfert de charge entre les réservoirs et chaque boîte quantique, et d'un troisième type de transition correspondant aux transitions de charge entre les deux boîtes quantiques. La résultante est le diagramme typique en nid d'abeille lorsque mesuré en détection de charge, où l'occupation  $N_1$  de la boîte quantique de gauche et  $N_2$  de la boîte de droite est indiquée pour chaque région de stabilité du diagramme par  $(N_1, N_2)$ . Les transitions mises en évidence en vert et celles en bleu sont inclinées en raison des capacités croisées (effet de la grille  $g_2$  sur la boîte 1 et vice-versa, respectivement). La troisième catégorie de transitions, en rouge, indique les régions où les potentiels chimiques des boîtes quantiques restent alignés ensemble. Les points de croisement des trois types de transition sont appelés les points triples. Une vue rapprochée schématisée des points triples de l'encadré rouge est présentée à la figure 1.4(c). Lors de mesures en transport, seuls ces points triples seraient visibles, puisqu'ils correspondent au transfert cyclique de charges de la source au drain en passant par les boîtes quantiques [17, 108, 109]. L'alignement des potentiels chimiques des boîtes quantiques à la position des points triples est illustré dans les encarts de la figure 1.4(c).

La distance entre les points triples donne directement l'énergie de couplage  $E_{Cm}$  entre les boîtes, lorsqu'on fait le calcul à partir des leviers des grilles. Pour sa part, le couplage tunnel résultant de la composante "résistive" de la barrière tunnel entre les boîtes quantiques modifie les niveaux d'énergie du système, puisque les électrons peuvent maintenant être délocalisés à travers les deux boîtes quantiques et former des états liés et anti-liés [17, 109]. À la figure 1.4(c), un couplage tunnel non-nul induit une courbure des transitions de charge à proximité des points triples (lignes pointillées) par rapport au cas à couplage nul (lignes pleines), ce qui éloigne les points triples l'un de l'autre, d'une énergie égale à  $2|t_c|$ . Dans le cas où le couplage tunnel est trop faible pour produire une courbure visible des transitions à proximité des points triples, il reste possible, en détection de charge, d'obtenir une estimation de sa valeur à partir de la largeur de la transition inter-boîte (transition rouge à la figure 1.4(b) et (c)) [110, 111].

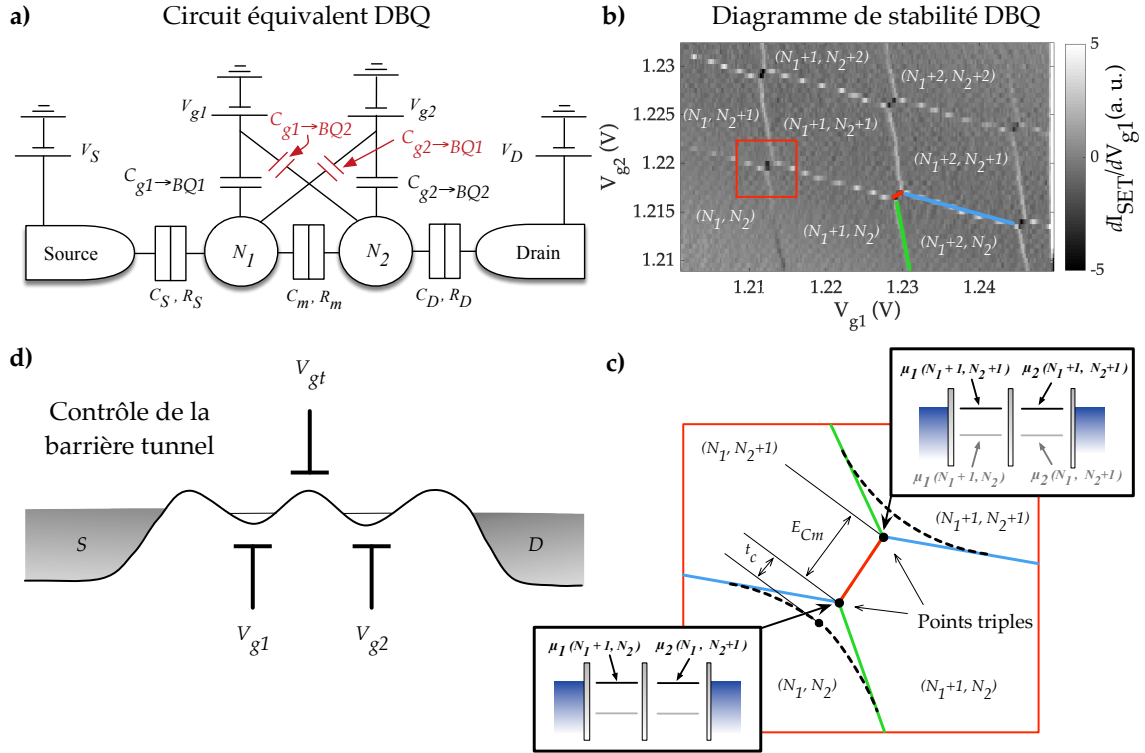


FIGURE 1.4 – (a) Circuit équivalent pour une double boîte quantique couplée par une barrière tunnel avec capacité  $C_m$  et résistance équivalente  $R_m$ . La BQ1(2) contient  $N_1$ (2) électrons. On considère l'effet de deux grilles,  $g_1$  et  $g_2$ , couplées capacitivement à BQ1 via  $C_{g1 \rightarrow BQ1}$  et  $C_{g2 \rightarrow BQ1}$  respectivement, et à BQ2 via  $C_{g1 \rightarrow BQ2}$  et  $C_{g2 \rightarrow BQ2}$  respectivement. Les capacités croisées sont indiquées en rouge. (b) Diagramme de stabilité expérimental obtenu sur une double boîte quantique de type MOS en détection de charge. Le signal correspond à la dérivée du courant à travers le SET. Les boîtes quantiques se trouvent dans un régime à grand nombre d'électrons ( $N_1, N_2$ ). Les transitions de charge entre BQ1 et le réservoir source sont mise en évidence par un tracé vert, tandis que les transitions entre BQ2 et le réservoir drain sont en bleu. Les transferts de charge entre BQ1 et BQ2 sont mises en évidence en rouge. L'encadré rouge correspond à une vue rapprochée schématisée des points triples présentée en (c). (c) Vue rapprochée schématisée des points triples de l'encadré rouge en (b). Les lignes pleines illustrent le cas avec couplage tunnel  $t_c = 0$ , alors que les lignes pointillées montrent l'allure du diagramme de stabilité lorsque  $t_c > 0$ . La séparation entre les points triples correspond à l'énergie de couplage capacitif  $E_{Cm}$ , et est augmentée de  $2t_c$  en présence d'un couplage tunnel. Les encarts illustrent l'alignement des potentiels chimiques des boîtes quantiques 1 et 2 ( $\mu_1(N_1, N_2)$  et  $\mu_2(N_1, N_2)$  respectivement) à la position des points triples. (d) Illustration du contrôle du couplage tunnel inter-boîte via les voltages appliqués sur les grilles  $g_1$ ,  $g_2$  et  $g_t$ , qui contrôlent respectivement principalement le potentiel au niveau de la boîte 1, de la boîte 2, et de la barrière.

Les couplages capacitif et tunnel entre les deux boîtes quantiques sont principalement contrôlés par la hauteur et la largeur de la barrière tunnel les séparant, et donc indirectement par le profil de confinement produit par les grilles. Un contrôle adéquat peut être obtenu en combinant l'effet de 3 grilles :  $g_1$  et  $g_2$ , qui contrôlent principalement le profil au niveau de la BQ1 et de la BQ2 respectivement, et  $g_t$ , qui détermine principalement la hauteur de la barrière inter-boîtes. Ce système est illustré à la figure 1.4(d).

### 1.1.7 Opération des qubits de spin

Bien que cette thèse ne contienne pas de résultats d'opération de qubit de spin, il est pertinent d'en décrire les concepts de base. Cela permettra de mieux identifier les conditions de succès et la pertinence de la structure à grilles d'accumulation séparées, qui sera présentée dans la section suivante.

Le qubit est l'unité fondamentale de l'information quantique. Il s'agit d'un système à deux niveaux, qui évolue dans un espace de Hilbert de dimension 2. Pour un électron confiné en présence d'un champ magnétique externe, une séparation Zeeman des niveaux d'énergie spin *up* et spin *down* se produit (figure 1.5(a)). Dans l'implémentation conceptuellement la plus simple d'un qubit de spin, ce sont ces deux niveaux d'énergie qui sont utilisés pour former le qubit et ses états  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$ . L'état d'un qubit de spin unique peut-être représenté par un vecteur reliant le centre et un point sur la surface de la *sphère de Bloch* [112]<sup>2</sup>. Tel que présenté à la figure 1.5(b), le vecteur nord représente l'état  $|1\rangle$ , le vecteur sud l'état  $|0\rangle$ , alors que les autres directions correspondent aux superpositions de ces états. Les opérations quantiques reviennent à amener le qubit d'un point sur la sphère de Bloch à un autre.

Pour le calcul quantique en circuit [104], les algorithmes sont construits en appliquant une succession d'opérations quantiques simples, nommées portes logiques, sur un ou plusieurs qubits ayant été préalablement initialisés dans un état donné. Les qubits sont ensuite mesurés pour obtenir le résultat du calcul. Cette mesure peut être partielle, c'est-à-dire qu'elle ne révèle pas toute l'information sur l'état des qubits afin de ne pas détruire les superpositions quantiques, et effectuée à plusieurs reprises au cours de l'algorithme, en particulier dans le cas de la correction d'erreurs quantique [113, 114, 115]. Trois étapes clés au coeur de ce processus de calcul, soient l'initialisation, la manipulation, et la lecture, sont décrites brièvement dans ce qui suit pour les qubits de spin dans les boîtes quantiques.

---

2. Ceci est valide pour un état quantique pur. Un état mixte est plutôt représenté par un point à l'intérieur du volume de la sphère [104].

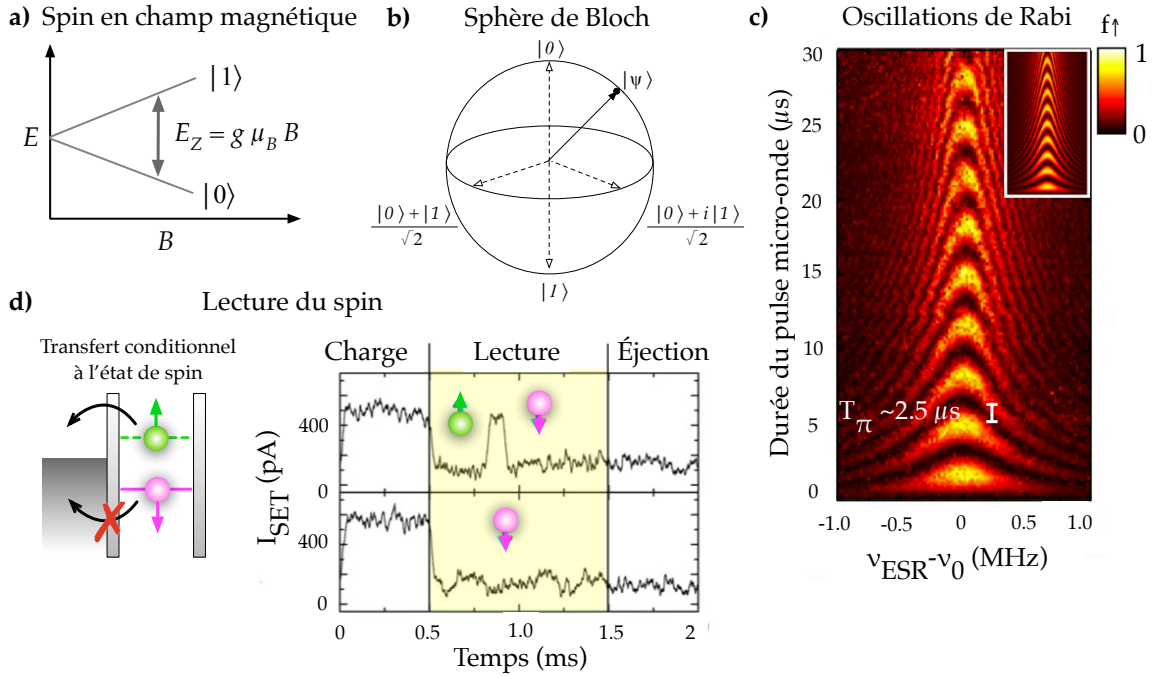


FIGURE 1.5 – (a) Illustration de la séparation des niveaux d'énergie d'un spin en fonction du champ magnétique via l'effet Zeeman. Les états de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  forment les états du qubit. (b) Sphère de Bloch. Un état  $|\psi\rangle$  d'un qubit est représenté par un point à la surface de la sphère de Bloch. (c) Oscillations de Rabi. La fraction  $f_\uparrow$  correspond à la probabilité de mesurer le spin dans son état  $up$ . Le désaccord en fréquence  $\nu_{ESR} - \nu_0$  est varié, avec  $\nu_{ESR}$  la fréquence d'excitation et  $\nu_0$  la fréquence de résonance du qubit. Sur l'autre axe, c'est la durée de l'impulsion ESR qui est variée. La demi-période des oscillations  $T_\pi$  pour  $\nu_{ESR} = \nu_0$  est d'environ  $2.5 \mu s$ . Encart : oscillations attendues selon calcul. Figure adaptée de [38]. (d) Illustration de la lecture de l'état de spin d'un électron unique (*single-shot readout*). À gauche, les niveaux d'énergie spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  sont placés de part et d'autre du potentiel chimique du réservoir. Un électron de spin  $\uparrow$  (vert) possède une énergie suffisante pour quitter la BQ, et être ensuite remplacé préférentiellement par un électron de spin  $\downarrow$ . Un électron de spin  $\downarrow$  (magenta) ne peut pas quitter la BQ dans cette configuration. À droite, illustration du signal mesuré dans un détecteur de charge lors de la lecture du spin. Le graphique du haut représente le cas où, en plongeant profondément les potentiels chimiques de la boîte sous le niveau de Fermi du réservoir, un électron de spin  $\uparrow$  a été chargé dans la BQ. Les potentiels chimiques pour  $\uparrow$  et  $\downarrow$  sont ensuite ramenés de part et d'autre du niveau de Fermi, comme dans le schéma de gauche, pour la lecture. L'électron de spin  $\uparrow$  s'échappe alors de la BQ, produisant une augmentation soudaine du courant dans le SET adjacent. Lorsque celui-ci est remplacé par un électron de spin  $\downarrow$ , le courant redescend. Le graphique du bas représente la situation où c'est plutôt un électron de spin  $\downarrow$  qui a été chargé dans la BQ. Dans la phase de lecture, l'électron ne peut pas s'échapper, et il n'y a donc pas de changement de signal dans le SET. Figure adaptée de [38].

### Initialisation du qubit

La méthode la plus élémentaire pour former l'état initial d'un qubit de spin est de laisser la boîte quantique thermaliser avec son environnement [19, 7] et se placer dans son état fondamental. Cette méthode est toutefois plutôt lente. Pour éviter de limiter la vitesse des calculs quantiques, une initialisation basée sur le blocage de spin [116, 117, 118] peut être employée [26, 119]. En général, à cette étape, le taux tunnel vers le réservoir doit être élevé pour favoriser une initialisation rapide. Certaines méthodes emploient même un contrôle précis du taux tunnel de façon dynamique pendant la procédure pour initialiser la boîte quantique rapidement [120].

### Manipulation du spin dans les boîtes quantiques

Les méthodes typiques de manipulation du spin électronique fonctionnent selon les mêmes principes que la technique plus connue de résonance magnétique nucléaire [121]. Lors de la manipulation par résonance de spin électronique (*electron spin resonance*, ESR) [119, 122, 123], une impulsion électromagnétique, avec une amplitude perpendiculaire à la direction du champ magnétique externe et dont la fréquence correspond à la séparation en énergie entre les états  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$ , induit une rotation du spin. La durée de l'impulsion détermine ainsi l'angle de la rotation et donc l'état final sur la sphère de Bloch. La phase du signal détermine quant à elle l'axe de rotation du spin. La fréquence de rotation du spin induite est appelée la fréquence de Rabi. L'amplitude de l'impulsion ESR influence également la fréquence de Rabi.

La figure 1.5(c) illustre un exemple de mesure des oscillations de Rabi dans une boîte quantique en silicium. Le signal correspond à la probabilité de mesurer le spin dans son état *up* ou *down*. La durée de l'impulsion ESR est variée contre la fréquence de celui-ci. L'amplitude maximale des oscillations de Rabi, qu'on appelle la visibilité, est optimale lorsque la fréquence de l'impulsion ESR correspond exactement à la fréquence du qubit. La fréquence des oscillations permet de déterminer la longueur de l'impulsion à appliquer selon l'état quantique que l'on souhaite préparer. Par exemple, pour effectuer une rotation d'un angle  $\pi$  sur la sphère de Bloch, il faudra environ  $2.5 \mu\text{s}$  dans le cas de la figure 1.5(c).

On remarque également que l'amplitude des oscillations diminue en fonction de la durée des impulsions. Ceci est dû au phénomène de décohérence, qui peut être compris comme la perte de l'information suite à l'interaction du système quantique avec son environnement [124, 125, 126, 127]. C'est donc un phénomène que l'on cherche à minimiser puisqu'il affecte la performance du qubit. Pour quantifier cette performance, on utilise souvent le facteur de qualité  $Q$  du qubit [128]. Il est défini grossièrement comme le ratio du temps de cohérence sur le temps requis pour une opération élémentaire, typiquement une rotation  $\pi/2$ . Le facteur de qualité est donc un estimé du nombre d'opérations élémentaires qu'il est possible de réaliser sur un qubit avant que sa cohérence ne soit perdue. Le temps de cohérence peut être obtenu du taux de décroissance de l'amplitude des oscillations de Rabi. Le facteur de qualité est étroitement lié au concept de *fidélité* d'opérations [35, 104], bien qu'il ne s'agisse pas de la même quantité (la fidélité donne plutôt le pourcentage moyen d'opérations quantiques sans erreurs).

Une autre technique de manipulation du spin, la résonance dipolaire électrique de spin (*electron dipole spin resonance*, EDSR)[129], utilise un champ *électrique* AC plutôt qu'un champ *magnétique* AC pour manipuler le qubit [130]. Dans certaines implémentations, l'astuce repose sur l'utilisation d'un aimant de taille micro ou nanométrique qui se trouve à la surface du dispositif, et crée un gradient de champ magnétique intense [131, 132]. L'électron soumis au champ électrique AC perçoit le champ magnétique produit par le micro-aimant comme un champ magnétique oscillant effectif. Cette technique a permis d'atteindre des fidélités d'opérations de plus de 99%[46] dans le silicium naturel grâce à des opérations ultra rapides. Cet exploit avait été précédemment obtenu seulement dans le silicium purifié isotopiquement [133, 38]. Le silicium purifié permet un temps de cohérence accru en éliminant en grande partie la contribution des spins nucléaires non-nuls du substrat [134, 135]. Il apparait donc que pour maximiser la performance des opérations sur les qubits, il faut les isoler autant que possible de leur environnement. Les réservoirs de la boîte quantique sont également sources de décohérence via les interactions avec les phonons [136, 137], le bruit de charge [138], et les processus d'échanges virtuels [84, 17]. On cherchera donc typiquement à réduire le couplage de la boîte avec ses réservoirs lors de la manipulation du spin.

Notons qu'en plus des implémentations de qubits à spin unique, il en existe plusieurs autres qui utilisent les états formés par deux spins (qubit singulet-triplet [26, 139]), ou trois spins [7, 140, 141] pour encoder l'information. Les avantages de ces implémentations à plusieurs spins varient de la robustesse au bruit électrique à la rapidité d'opération. Les techniques de manipulations peuvent alors varier, dépendant du nombre de boîtes quantiques requis pour la formation d'un seul qubit, mais requièrent souvent un contrôle précis du couplage entre celles-ci.

Le contrôle du couplage inter-boîte est également crucial pour l'implémentation des opérations à deux qubits. Plusieurs portes logiques à deux qubits reposent sur l'activation/désactivation de l'interaction d'échange [19, 142] pour réaliser des rotations du spin d'une boîte quantique conditionnelles à l'état de spin dans une boîte quantique adjacente (opération logique CNOT ou CZ)[53, 55], ou pour interchanger leurs états de spin (porte logique SWAP)[143]. La force de l'interaction d'échange est déterminée par le recouvrement des orbitales des électrons dans chacune des boîtes quantiques, qui est intimement relié au couplage tunnel [19]. L'interaction d'échange peut aussi être contrôlée en ajustant le désaccord entre les deux boîtes quantiques, c'est-à-dire le désalignement de leurs potentiels chimiques. Cette méthode dite asymétrique est cependant souvent mise de côté en faveur de l'opération symétrique (en changeant symétriquement le profil de la barrière entre les boîtes), qui rend le système moins sensible au bruit de charge [144]. La capacité d'ajustement des couplages entre des boîtes quantiques, sur des plages de valeurs étendues, fait donc partie des ingrédients primordiaux pour l'opération des qubits de spin, du moins en ce qui concerne les techniques de manipulation les plus performantes à ce jour.

### Lecture du spin électronique

La détermination de l'état d'un qubit nécessite de convertir l'information sur l'état de spin d'une charge confinée dans une boîte quantique en un signal électrique qui peut être mesuré à l'aide de circuits de micro-électronique standards. Cette conversion spin vers charge peut être réalisée de différentes façons. L'une des méthodes consiste en l'ajustement précis de la position des niveaux d'énergie associés aux états de spin  $\uparrow$  et  $\downarrow$  de part et d'autre du niveau de Fermi du réservoir. Ainsi le transfert de charge vers le réservoir, qui est mesuré par un détecteur de charge, sera conditionnel à l'état de spin de l'électron de la boîte quantique [145]. Cette technique est illustrée à la figure 1.5(d). D'autres méthodes utilisent les différences de taux tunnel effectif vers le réservoir pour les états de spin différents afin de les distinguer [146], ou encore une seconde boîte quantique qui permet de faire la lecture par blocage de spin [29, 94, 147, 148]. Une variante de cette dernière approche utilise une boîte quantique couplée à un réservoir et les effets d'hystérésis dans le transfert de charge pour ce système pour améliorer la qualité de la détection de charge [149, 80]. Les méthodes décrites ci-haut permettent de lire en temps réel l'état d'un spin unique (*single-shot readout*). En effet, l'amplitude du signal en détection de charge est directement reliée à l'occupation de la boîte quantique. Les techniques de lecture en temps réel nécessitent donc une bande passante suffisante pour détecter des événements rapides.

Pour la caractérisation et les démonstrations préliminaires de certaines opérations, les techniques de lecture ci-haut, où l'électron lu est perdu dans le réservoir suite à la mesure, sont suffisantes. Par contre, le développement d'une méthode de lecture du spin non-destructive (*quantum non demolition readout*) [150, 151, 152, 153, 154] est essentiel pour la réalisation d'algorithmes quantiques et en particulier la correction d'erreur quantique. Les techniques les plus populaires pour y arriver incluent le couplage de la boîte quantique avec un résonateur micro-ondes [61, 155, 156, 157] et l'utilisation d'une boîte quantique auxiliaire [158, 159]. Cette dernière méthode a d'ailleurs permis de répéter la mesure du spin sur un même électron 30 fois de suite avec une haute fidélité [160]. Ici, l'information de spin du qubit est traduite en un changement dans l'état de charge de la boîte quantique auxiliaire. Cette boîte quantique auxiliaire est couplée à son réservoir, et peut être réinitialisée à volonté.

## 1.2 Critères de performance pour les boîtes quantiques en silicium

---

Comment déterminer si une architecture particulière de boîtes quantiques en silicium a du potentiel pour la réalisation de qubits de spin à grande échelle ? Le test ultime demeure la réalisation et la caractérisation de la performance d'opérations logiques sur un petit nombre de qubits. Cependant, la fidélité d'opération d'un ou plusieurs qubits dépend de plusieurs facteurs tels que la qualité des matériaux et des méthodes de fabrication utilisés (présence de dopants non-intentionnels et de défauts cristallins, courts-circuits partiels et parties de grilles manquantes), et la qualité des signaux et donc des instruments employés (bruit, précision, filtrage, etc.). Or, l'accès à une fabrication de grande qualité et des instruments à la fine pointe de la technologie sont justement certains des avantages recherchés en faisant appel à l'industrie de la micro-électronique. Mais les investissements et les



ressources requises pour chaque itération de design nécessitent un choix initial judicieux, qui doit se baser sur des critères démontrables en laboratoire procurant une assurance de base du potentiel d'échelonnabilité et de performance de l'architecture en question.

Les avis divergeront sur la liste complète des critères essentiels pour juger du potentiel d'une architecture particulière. Nous nous attardons donc ici sur 3 éléments qui en font assurément partie, puisqu'ils témoignent de la capacité de former une simple boîte quantique avec des niveaux d'énergie bien définis pour la formation du qubit, dans le contexte particulier du silicium, et d'une flexibilité suffisante pour la lecture et l'initialisation. Ces critères sont également quantifiables et donc se prêtent bien à une comparaison entre différentes architectures. Il s'agit de :

1. La capacité à former une boîte quantique régulière et fortement confinée ;
2. La capacité à contrôler la séparation des états de vallées (qui seront définis plus loin) ;
3. La capacité à contrôler le taux tunnel entre la boîte quantique et son réservoir.

On discute de chacun de ces critères plus en détail dans ce qui suit.

### 1.2.1 Confinement électrostatique

La caractérisation du confinement électrostatique, via la mesure de la séparation des niveaux d'énergie, notamment, est essentielle pour estimer le potentiel d'une architecture de boîte quantique donnée pour la formation de qubits. En effet, une boîte quantique de petite taille assure une séparation accrue des niveaux d'énergie et donc une potentielle protection du qubit contre les fluctuations thermiques ou électriques [18, 83]. Une surface réduite minimise également les probabilités de recouvrement de la fonction d'onde de l'électron avec des puits de potentiel créés par des défauts telles que des charges prisonnières à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> [161]. Un confinement plus important est d'ailleurs nécessaire dans le silicium par rapport au GaAs en raison de la plus grande masse effective des électrons dans le silicium [31].

De plus, la formation d'une boîte quantique spatialement symétrique aide à la régularité des niveaux d'énergie et simplifie l'étude des qubits de spin, surtout ceux formés de plusieurs électrons. Une étude récente suggère que l'interaction entre le couplage spin-orbite et un potentiel de confinement asymétrique pourrait mener à un mécanisme de déphasage du spin dû au bruit de charge en  $1/f$  [162]. Cependant, le silicium possédant un couplage spin-orbite faible, il n'est pas clair que cet effet y soit important. D'un autre côté, il est possible d'exploiter la forme du potentiel de confinement pour plusieurs applications. Par exemple, l'énergie des transitions singulet-triplet est fortement affectée par le profil de potentiel [163].



### 1.2.2 Contrôle de la séparation de vallée

La physique des boîtes quantiques dans le silicium est fortement affectée par la présence d'une dégénérescence de vallées dans la bande de conduction du silicium cristallin [164]. En effet, le silicium est un semi-conducteur à gap indirect dont les minima d'énergie pour les états électroniques se trouvent à un vecteur d'onde de valeur non-nulle, tout près de la frontière de la zone de Brillouin. La symétrie cubique du silicium implique donc six minima d'énergie équivalents.

Dans les dispositifs quantiques MOS ou Si/SiGe, le confinement dans la direction  $z$  (perpendiculaire à la surface) à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> mène à une levée de dégénérescence. L'énergie des vallées associées aux directions  $x$  et  $y$  se trouve ainsi à plusieurs dizaines de meV au-dessus des deux vallées en  $z$  [165]. La séparation de vallée entre ces deux niveaux de plus basse énergie dépend alors des détails de la structure au niveau atomique, notamment du désordre à l'interface [31, 166, 167, 168].

La mesure et le contrôle de la séparation de vallée sont importants pour s'assurer que les niveaux de plus basse énergie du système soient ceux associés aux états du qubit à former [169, 170]. Le degré de liberté de vallée pourrait également être exploité pour encoder un qubit dans les états mixtes de spin-vallée ou de vallée-orbite [171, 172, 173, 174, 175]. Une des méthodes de mesure de la séparation de vallée consiste à déterminer la séparation singulet-triplet,  $E_{ST}$  pour l'état à deux électrons de la boîte quantique, ce qui donne une borne inférieure sur la séparation de vallée  $E_V$  [176, 177]. Pour ce qui est du contrôle, dans une même structure MOS, il est possible de modifier la séparation de vallée sur plus d'un ordre de grandeur en changeant le champ électrique vertical à l'aide des voltages de grilles se trouvant au-dessus de la boîte quantique [174, 178, 179].

Plusieurs facteurs géométriques et liés à la fabrication peuvent influencer le degré de contrôlabilité de la séparation de vallée. La caractérisation du contrôle de cette séparation est donc importante pour déterminer le potentiel d'une architecture donnée.

### 1.2.3 Contrôle du taux tunnel réservoir-boîte quantique

La contrôlabilité en «temps réel» des boîtes quantiques dites latérales est un avantage majeur par rapport à d'autres supports pour l'implémentation de qubits de spin à l'état solide, tels que les dopants [20, 180, 181] ou défauts atomiques [182], et les boîtes quantiques verticales [18], colloïdales [87], ou auto-assemblées [88], pour lesquels plusieurs paramètres sont fixés lors de la fabrication.

Le contrôle du taux tunnel entre une boîte quantique et son réservoir est important pour l'implémentation de certaines méthodes de lecture du spin comme le blocage de spin [116, 117, 118] ou la détection de charge unique en temps réel [22, 146, 183], et pour l'initialisation efficace de l'état de la boîte quantique, comme on l'a vu plus haut. De plus, la possibilité de passer d'un régime à fort taux tunnel (pour l'initialisation ou la lecture rapide) à un régime où la boîte quantique est presque complètement isolée du réservoir (pour la manipulation du spin) est centrale au succès de nombreuses approches de calcul quantique. Enfin, dans une optique de développement technologique rapide,

la possibilité d'ajuster en tout temps le taux tunnel permet de s'adapter à différentes contraintes expérimentales, qu'elles soient au niveau du design, des méthodes de fabrication, des matériaux utilisés, ou même des circuits électroniques externes pour le contrôle et la lecture.

### 1.2.4 Autres considérations pour la performance et l'échelonnabilité

L'atteinte des critères présentés ci-haut n'est pas suffisante pour assurer le succès d'une architecture donnée. Il s'agit plutôt de réalisations minimales qui doivent être démontrées pour qu'une architecture soit catégorisée comme ayant du potentiel. Cependant, la démonstration d'une atteinte suffisante des critères de performance énoncés ici est un argument en faveur de l'étude plus poussée d'une architecture et peut justifier les efforts nécessaires pour faire évoluer la technologie et l'optimiser en vue de la réalisation de processeurs multi-qubits. D'autres notions devront être considérées surtout lors de la comparaison de différentes architectures dans une optique de vision globale, comme le couplage entre les boîtes quantiques. Ce dernier point sera rapidement abordé dans le chapitre 6.

## 1.3 Structure à grilles d'accumulation séparées

---

L'objectif de cette thèse est d'offrir une alternative combinant les avantages des architectures à simple couche d'électrodes de contrôle à ceux des dispositifs multi-couches, afin d'accélérer l'intégration industrielle des boîtes quantiques en silicium. Avant de présenter cette alternative, la structure à grilles d'accumulation séparées, nous procédons donc à une revue des dispositifs standard multi-couches et simple couche afin de bien en comprendre les avantages et les limitations. Par la suite, la géométrie et les principes de fonctionnement de la structure à grilles d'accumulation séparées ainsi que les dispositifs dans lesquels cette structure a été implémentée sont présentés.

### 1.3.1 Comparaison des dispositifs simple couche et multi-couches

Les dispositifs de boîtes quantiques semiconductrices se distinguent par leur mode de fonctionnement, soit accumulation ou déplétion. Tout comme dans les transistors MOS traditionnels, on distingue les deux modes par la présence ou l'absence d'un état conducteur dans la configuration neutre du dispositif. Ainsi, un dispositif en mode déplétion présentera un état conducteur lorsque toutes les grilles du dispositif sont à 0 V. Les grilles sont amenées vers des voltages de plus en plus négatifs pour former à partir du gaz bidimensionnel d'électrons (G2DE) initial des îlots, réservoirs, et barrières tunnel. De leur côté, les dispositifs en mode accumulation partent d'un état non conducteur, et s'opèrent en activant positivement des grilles d'accumulation pour former les canaux de conduction, îlots et réservoirs. Certaines grilles seront opérées en polarisation négative pour aider au confinement des BQs et à la formation de barrières.

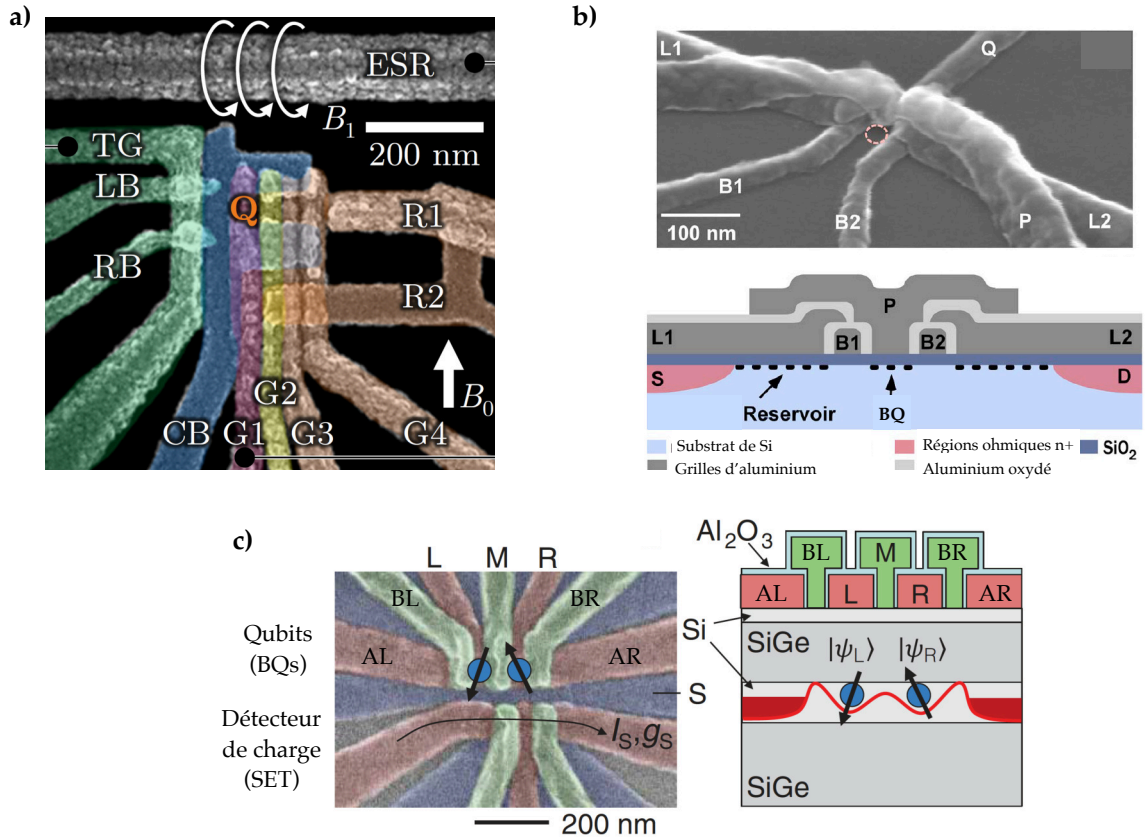


FIGURE 1.6 – Exemples de dispositifs multi-couches. (a) Dispositif multi-couches de type MOS avec grilles d'aluminium et oxyde inter-grille d'aluminium oxydé. La grille CB en bleu est une grille de déplétion globale, qui aide à définir la boîte quantique Q, localisée sous la grille G1 en rose. G2, en jaune, est typiquement conçue pour ajuster le couplage de Q avec une autre boîte quantique qui peut être formée sous G3 à la même latitude. Cependant en pratique une deuxième boîte quantique est souvent trouvée sous G2. Le réservoir pour les boîtes quantiques se trouve sous R1. La grille TG accumule des électrons pour former un SET pour la détection de charge. LB et RB forment les barrières tunnel source et drain du SET. Figure adaptée de [52]. (b) Dispositif multi-couche de type MOS avec grilles d'aluminium. Une boîte quantique BQ est formée sous la grille P, et est séparée des réservoirs source (S) et drain (D) se trouvant sous L1 et L2 respectivement, par les barrières créées par B1 et B2. Figure adaptée de [184]. (c) Dispositif multi-couches comprenant une double boîte quantique et un détecteur de charge, implémenté dans une hétérostructure Si/SiGe. Les différentes grilles sont séparées par une couche de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Les boîtes quantiques sont formées sous les grilles L et R. Les grilles AL et AR forment respectivement les réservoirs source et drain. La grille M contrôle le couplage entre les boîtes quantiques. Les grilles BL et BR contrôlent les taux tunnel entre les boîtes quantiques et les réservoirs. Figure adaptée de [55].

Les architectures ayant produit les qubits de spin les plus performants à ce jour sont généralement de type accumulation à multiples couches [38, 46, 47, 53, 55]. Dans ces dispositifs, chaque grille a un rôle bien précis : elle se trouve directement au-dessus de la région dont elle doit contrôler le profil de potentiel. Quelques exemples de la littérature sont illustrés à la figure 1.6. Pour arriver à avoir autant de grilles sur une petite surface tout en respectant les limites de dimensions (largeur des grilles et séparation) de fabrication disponibles<sup>3</sup>, une technique multi-couches est employée. Ainsi, plusieurs étapes de formation de grilles et d'oxydation (pour prévenir les courts-circuits) se succèdent, permettant d'obtenir des boîtes quantiques de petite dimension (diamètre inférieur à 50 nm [186, 187]) avec un contrôle sur toute la surface active. Ces dispositifs ont été implémentés dans les architectures MOS autant que dans les architectures Si/SiGe [57, 67, 161, 184, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192].

Malgré le succès des dispositifs multi-couches, la nécessité de réduire le nombre de couches s'est manifestée dans la communauté depuis quelques années [185, 193, 194]. En effet, pour accélérer le développement de solutions au niveau industriel, il importe de simplifier le design pour qu'il soit plus facilement adaptable aux procédés commerciaux standards [195, 196, 197]. De plus, la superposition de grilles peut rendre les dispositifs plus limités en voltage en raison du très mince oxyde séparant les couches (il s'agit typiquement d'oxyde natif sur des grilles d'aluminium), et augmenter la probabilité de fuites entre des grilles adjacentes, ce qui a un impact considérable sur le rendement de fabrication [185]. Enfin, la présence de multiples couches de différents matériaux (substrat de Si ou SiGe, oxyde de silicium, et grilles d'aluminium par exemple) semblerait favoriser la formation de boîtes quantiques parasites dues aux contraintes cristallines accrues [198, 199].

L'alternative immédiate aux dispositifs multi-couches est l'approche simple couche. Les dispositifs simple couche qui ont été étudiés jusqu'à maintenant utilisent moins de grilles et un design souvent colinéaire [78, 79, 80], c'est-à-dire que réservoirs et boîtes sont arrangés le long du même axe, et sont formées sous une seule grille d'accumulation globale. Le confinement est ensuite ajusté par des constriction dans la grille d'accumulation et/ou par des grilles de déplétion latérales supplémentaires. Des exemples de dispositifs simple couche au design continu sont présentés à la figure 1.7.

Dans le cas des dispositifs simple couche à accumulation globale, le contrôle du profil de potentiel d'une région bien précise du dispositif doit se faire en combinant des voltages sur plusieurs grilles différentes. Par exemple, en tentant de réduire le nombre d'électrons dans la boîte quantique à l'aide d'un voltage plus négatif sur la grille d'accumulation, on viendra inévitablement refermer les barrières tunnel et réduire la densité dans les réservoirs. Cet effet devra être compensé en ouvrant davantage les grilles latérales, par exemple. Les dispositifs de ce type restent tout à fait fonctionnels, mais leur utilisation s'avère jusqu'à un certain point plus «entremêlée» que pour les dispositifs multi-couches où chaque grille est dédiée à un rôle précis [78, 79]. L'ingénierie de ces structures doit être faite de façon très précise pour s'assurer que le contrôle sur tous les paramètres voulus sera possible dans le respect des limites de voltage des grilles [200].

3. Pour les dispositifs MOS fabriqués par électrolithographie, les grilles font généralement 30 nm de largeur au minimum, et sont séparées d'au moins 30 nm [185].

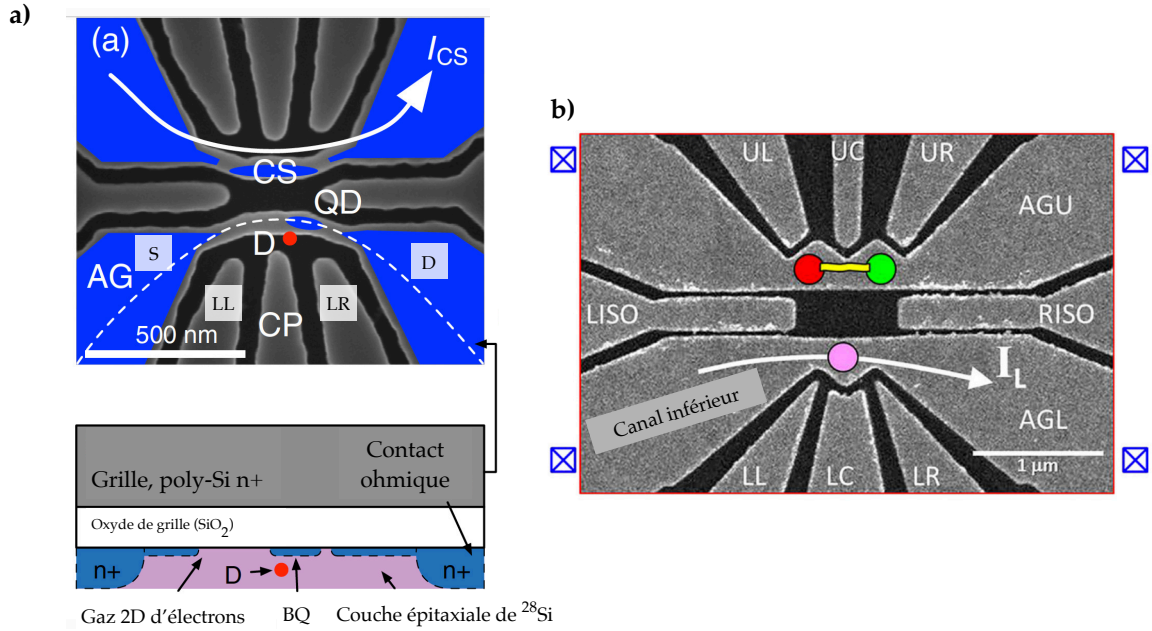


FIGURE 1.7 – Exemples de dispositifs en mode accumulation à simple couche, avec grilles d’accumulation continues. (a) Dispositif de type MOS fabriqué aux Sandia National Laboratories. Une seule couche de grilles en poly-silicium est utilisée. Les zones en bleu indiquent les régions d’accumulation d’électrons dans le substrat sous les grilles. La boîte quantique QD sous étude et ses réservoirs source (S) et drain (D) sont formés sous la grille d’accumulation continue AG, grâce aux constriction dans celle-ci mais en grande partie via les pincements produits par les grilles de déplétion LL et LR. Le détecteur de charge CS est formé de façon similaire par la structure miroir. Le point rouge indique la position du dopant D étudié dans cet article. Figure adaptée de [80]. (b) Dispositif à grilles d’accumulation continues implémenté dans une architecture Si/SiGe. Le canal supérieur sert à former une double boîte quantique (points rouge et vert), alors que le canal inférieur forme une simple boîte quantique (point rose) qui peut être utilisée comme détecteur de charge. Les constriction dans les grilles AGU et AGL sont responsables de la formation de zones distinctes pour les réservoirs et les boîtes quantiques, alors que les grilles LL, LR, UL et UR servent principalement à ajuster les barrières tunnel entre boîtes quantiques et réservoirs. La grille UC est utilisée pour ajuster finement le couplage entre les deux boîtes quantiques du canal supérieur. La grille LC offre un contrôle supplémentaire local sur l’occupation de la boîte quantique du canal inférieur. Les grilles LISO et RISO (*left/right isolation*) servent à former une barrière de potentiel entre les parties haut et bas du dispositif, pour isoler les canaux de la double boîte quantique et du détecteur de charge. Figure adaptée de [79].

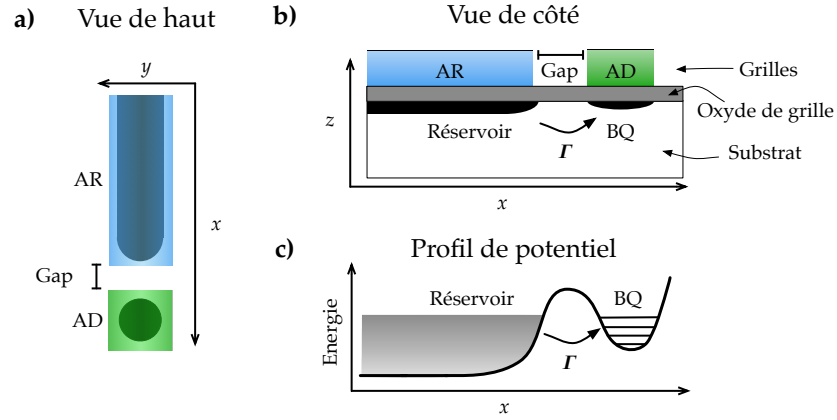


FIGURE 1.8 – Structure à grilles d’accumulation séparées. (a) Vue de haut de la structure de base. Celle-ci est constituée d’une grille d’accumulation pour le réservoir AR en bleu, d’une grille d’accumulation AD en vert pour la boîte quantique, et d’une séparation, ou gap, entre les deux. Les zones en noir représentent les charges accumulées dans le réservoir et la boîte quantique de façon schématisée. (b) Vue de côté. Pour cette représentation, on suppose une implémentation dans une structure de type MOS, où les grilles se trouvent sur un oxyde de grille, qui repose sur le substrat. Le gap entre les grilles définit une barrière tunnel, caractérisée par un taux de transfert tunnel  $\Gamma$ . (c) Schéma du profil de potentiel attendu formé par la structure à grilles d’accumulation séparées de base. Le réservoir est formé sous AR, et la boîte quantique BQ sous AD. Une barrière tunnel, formée par le gap entre les grilles, sépare la BQ et le réservoir.

L’importance des capacités croisées des grilles sur la boîte quantique mais aussi sur les barrières tunnel a été mise de l’avant en 2000 avec la première réalisation d’une boîte quantique latérale à un seul électron pouvant être étudiée en transport [201]. Auparavant, il n’avait pas été possible d’y arriver dans ces dispositifs en mode déplétion en raison de l’influence sur les barrières tunnel de la grille centrale (*plunger*), utilisée pour vider la boîte quantique. En poussant cette grille vers les voltages négatifs, les barrières tunnel se trouvaient inmanquablement pincées avant d’atteindre un régime à faible nombre d’électrons. Il a même été suggéré que cela était un obstacle inhérent aux boîtes quantiques latérales, dû à la formation des barrières tunnel par un potentiel de déplétion [83, 202, 203]. C’est en développant une nouvelle géométrie que l’isolation d’un seul électron a été possible. L’astuce consiste à s’assurer que chaque barrière tunnel, vers la source et vers le drain, soit définie par deux grilles : l’une partageant un grand périmètre avec la boîte quantique, et l’autre un petit périmètre. Ainsi, une certaine indépendance sur le contrôle de l’occupation de la boîte quantique et sur le taux tunnel vers les réservoirs devient possible.

De façon analogue, la structure à grilles d’accumulation séparées, présentée dans ce qui suit, tente de contourner un problème qui semble inhérent aux structures à simple couches en mode accumulation : le manque d’indépendance de contrôle entre le taux tunnel et l’occupation de la boîte quantique.



### 1.3.2 Nouvelle approche : structure à grilles d'accumulation séparées

La structure à grilles d'accumulation séparées présentée dans cette thèse vise à procurer davantage de contrôle sur les différents paramètres d'ajustement d'une boîte quantique que les dispositifs simple couche à grille continue, tout en offrant une simplicité de fabrication accrue par rapport aux dispositifs multi-couches à grilles dédiées.

La structure de base est schématisée à la figure 1.8(a) et est composée des éléments suivants : une grille d'accumulation pour le réservoir (AR), une grille d'accumulation pour la boîte quantique (AD), et une séparation entre les deux grilles (*gap*). La figure 1.8(b) montre une vue de côté en supposant une implémentation dans une structure de type MOS. Les grilles se trouvent alors sur une oxyde de grille reposant sur le substrat. On suppose également que la grille d'accumulation du réservoir surplombe une région dopée formant le contact ohmique, qui agira comme source d'électrons. Le rôle de la séparation entre les deux grilles est de former la barrière tunnel réservoir-boîte quantique, caractérisée par un taux tunnel  $T$ . La figure 1.8(c) montre de façon schématique le profil de potentiel attendu pour une structure telle que celle-ci.

La structure à grilles d'accumulation séparées diffère des structures multi-couches et simple couche discutées précédemment par les points suivants :

1. **Grille d'accumulation séparée** : La présence de grilles dédiées à la formation de la boîte quantique et du réservoir offre un contrôle plus indépendant sur ces deux entités que dans les structures simple couche à grilles d'accumulation globale. On met ainsi à profit un des avantages des structures multi-couches.
2. **Absence d'une grille de contrôle de barrière dédiée** : Il n'y a pas de grille au-dessus de la région formant la barrière tunnel réservoir-boîte quantique, mais seulement un espace vide. Cela permet de fabriquer une structure à couche unique avec des barrières tunnel suffisamment transparente. Si l'on souhaitait rajouter une grille de contrôle au-dessus de la barrière en conservant une architecture à couche unique, il faudrait permettre un espace pour la grille et pour les séparations, ce qui éloignerait la boîte quantique de son réservoir, causant un taux tunnel de base trop faible.

Ces particularités devront donc être étudiées dans le contexte de la performance des dispositifs, notamment au niveau de la capacité de contrôle de la barrière tunnel et de la séparation de vallée, et de l'atteinte du régime à faible nombre d'électrons. Cela permettra de comparer la structure à grilles d'accumulation séparées aux structures plus traditionnelles multi-couches et simple couche à accumulation globale.

### 1.3.3 Présentation des dispositifs à l'étude

Pour étudier la structure à grilles d'accumulation séparées, 3 dispositifs de type MOS ont été réalisés, que nous présentons ici. Les résultats sur ces dispositifs seront explorés aux chapitres 3, 4, 5, et 6. L'implémentation de la structure dans une architecture silicium sur isolant à déplétion complète (*fully depleted silicon-on-insulator*, ou FD-SOI) sera quant à elle étudiée seulement au chapitre 6.

Les trois dispositifs MOS sont illustrés à la figure 1.9. Les zones d'électrons accumulés sont indiquées par des lignes pointillées noires. Le dispositif A1 est une double boîte quantique connectée en série à un réservoir source et un drain. Un détecteur de charge de type SET se trouve du côté droit du dispositif. Un PCQ est également présent du côté gauche. Plusieurs grilles de déplétion latérales sont incluses, en plus des grilles d'accumulation des réservoirs, des boîtes, et des détecteurs de charge. Le dispositif A2 est quasi identique au dispositif A1. Il présente seulement une géométrie plus symétrique, avec des SET identiques à gauche et à droite, et des dimensions légèrement plus serrées que pour A1. Enfin, le dispositif B est une simple boîte quantique en série avec un réservoir source et un drain, avec une structure miroir servant de détecteur de charge SET.

#### Rôles des grilles

Dans tous les dispositifs, les grilles en rouge (LL et LR) ont pour rôle d'appauvrir en électrons la région sous les grilles d'accumulation de la boîte quantique AD, AD1 ou AD2 (CP, en violet, joue aussi ce rôle dans les dispositifs A1 et A2). Cela est nécessaire dans ces réalisations expérimentales pour créer des boîtes quantiques quasi-circulaires. Cependant, il est envisageable de reproduire plus fidèlement la structure de base présentée à la figure 1.8(c) avec des procédés commerciaux, et donc de réduire le nombre de grilles nécessaire à la formation des boîtes quantiques circulaires, en s'affranchissant de LL et LR.

Les grilles en orange (UL et UR sur A1 et A2, L et R sur B) servent à séparer les différents réservoirs pour éviter des fuites entre ceux-ci (TP, en jaune, joue aussi ce rôle dans les dispositifs A1 et A2). UL et UR (L et R sur B) ainsi que TP jouent aussi un rôle de définition du profil de potentiel au niveau des barrières réservoir-boîtes. Enfin, les grilles CP (en violet) et TP (en jaune) sont conçues pour contrôler le couplage entre les deux boîtes quantiques dans les dispositifs A1 et A2.

#### Détecteurs de charge

Le détecteur de charge du dispositif B utilise une structure à grilles séparées tout comme la boîte quantique associée. Pour les dispositifs A1 et A2, afin de réduire le nombre de grilles nécessaire, on a plutôt choisi une structure inspirée des dispositifs simple couche à accumulation globale. Les constriction dans la grille d'accumulation du SET (TSET, TSET1, TSET2) permettent de facilement former une boîte quantique à grand nombre d'électrons avec des barrières tunnel ajustables. Les grilles SETU et SETL (en rose) sont utilisées pour ajuster plus précisément les barrières tunnel, pour compenser l'effet des voltages sur les autres grilles du dispositif lors de la formation de boîtes



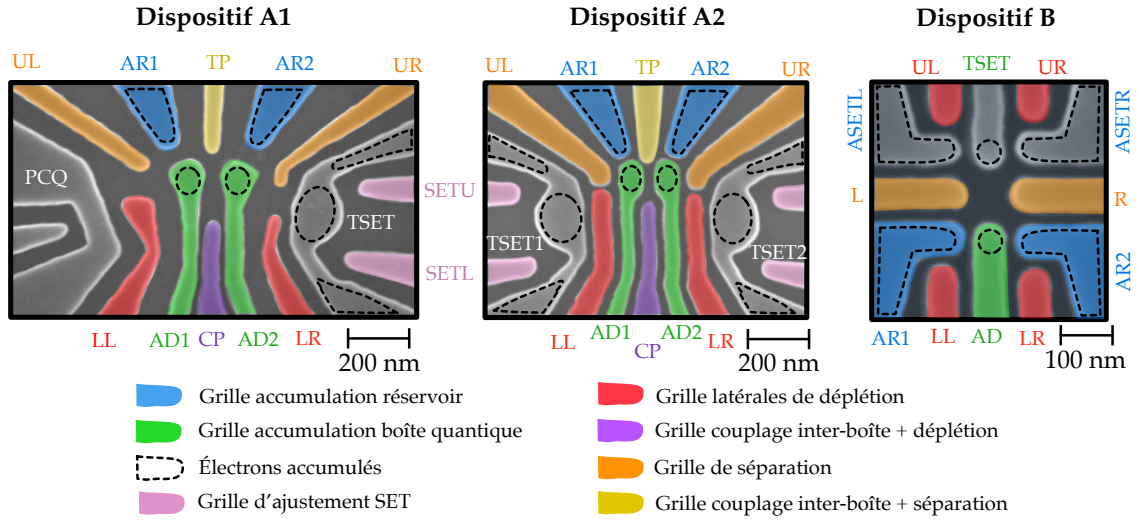


FIGURE 1.9 – Images SEM colorées artificiellement des dispositifs MOS A1, A2, et B. Les zones d'accumulation d'électrons en mode d'opération standard sont indiquées par des lignes pointillées noires. Les grilles d'accumulation de réservoir (en bleu) AR1 et AR2 forment les réservoirs source et drain respectivement. Les grilles d'accumulation des boîtes quantiques (en vert) AD, AD1 et AD2 forment les boîtes quantiques, avec l'aide des grilles de déplétion latérales LL et LR (en rouge) qui déplètent les régions sous les bras de AD, AD1 et AD2 afin de former un confinement quasi-circulaire. Les grilles en orange, UL et UR pour A1 et A2, et L et R pour B, servent à séparer les réservoirs. La grille CP (en violet) aide à dépléter les régions sous les bras de AD1 et AD2, tout en contrôlant le couplage inter-boîte. La grille TP (en jaune) aide à séparer les réservoirs sous AR1 et AR2, tout en aidant au contrôle du couplage inter-boîte également. Les grilles TSET(1,2) sont les grilles d'accumulation continues des SET pour A1 et A2. La grille PCQ sur A1 n'a pas été utilisée dans les expériences de cette thèse. Pour le dispositif B, le SET est plutôt formé par ASETL, TSET, et ASETR, de façon similaire à la boîte quantique dans le bas du dispositif. Les grilles UL et UR aident à la formation d'un SET circulaire. Les grilles SETU et SETL (en rose) dans les dispositifs A1 et A2 servent à ajuster les barrières tunnel des SET.

quantiques, et pour positionner finement les pics de Coulomb du SET pour une détection de charge optimale.

### Arrangement non-colinéaire

Les implémentations A1 et A2 présentent une disposition non-colinéaire des boîtes quantiques avec les réservoirs. Il s'agit d'une adaptation des dispositifs multi-couches avec grille d'accumulation globale développés précédemment par les Sandia National Laboratories [161, 204, 200, 205]. Cette géométrie permet plus de flexibilité quant à la position des boîtes quantiques par rapport aux réservoirs, et donc de maintenir des taux tunnels élevés à mesure que les boîtes rétrécissent plus facilement, comparativement aux dispositifs à géométrie colinéaire présentés précédemment.

## Fabrication

Les trois dispositifs sont fabriqués selon le procédé des Sandia National Laboratories, qui inclut une première étape de fabrication dans une fonderie de silicium 350 nm. La deuxième étape consiste à former les grilles de polysilicium à partir d'une couche uniforme par un procédé d'électrolithographie et de gravure. Cette deuxième étape est réalisée dans une installation différente, puisque l'électrolithographie n'est pas un procédé commercial standard. L'empilement final des matériaux est composé d'un substrat de silicium dopé  $p$ , d'un oxyde de grille de 35 nm en  $\text{SiO}_2$ , et des grilles en silicium polycristallin dopé à l'As, de 100 nm (A1 et A2) ou 200 nm (B) d'épaisseur. Les contacts de soudure pour l'accès aux grilles et contacts ohmiques sont en aluminium. Une description détaillée du procédé de fabrication est donnée à l'annexe A, section S1. On note que certains dispositifs de type A2 ont été fabriqués en incluant une couche d'oxydation supplémentaire par dessus les grilles, via un processus de dépôt par couche atomique (*atomic layer deposition* ou ALD). Ceux-ci n'ont pas permis de former des dispositifs de boîtes quantiques fonctionnels, cependant, on en discutera brièvement dans le cadre de la description de la procédure de caractérisation des dispositifs MOS à la fin du chapitre 2.

## 1.4 Structure de la thèse

---

L'objectif des prochains chapitres est de caractériser la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées en fonction des critères énoncés à la section 1.2. La structure sera comparée à l'état de l'art dans les dispositifs multi-couches pour en évaluer le potentiel d'intégration à grande échelle.

D'abord, les particularités des diagrammes de stabilité obtenus pour les dispositifs à grilles d'accumulation séparées seront présentées. Les particularités du confinement et du spectre de vallée seront considérées en premier. En effet, en ce qui concerne le confinement électrostatique, avec un contrôle sur toute la surface du dispositif, les architectures multi-couches sont capables de former des très petites boîtes quantiques. Il reste à démontrer qu'une qualité de confinement équivalente ou au moins suffisante sera possible dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées. Concernant la séparation de vallée, celle-ci a pu être variée sur une plage d'environ 500  $\mu\text{eV}$  dans un dispositif MOS multi-couches [174]. Dans un autre dispositif MOS, à grille d'accumulation continue (simple couche) cette fois,  $E_V$  a été ajusté sur près de 100  $\mu\text{eV}$  [179]. Il apparaît que ce sont les différences géométriques d'un dispositif à l'autre (épaisseur d'oxyde, espacement et taille des grilles, et voltages de base appliqués) qui sont responsables de ces écarts, la physique des vallées étant fondamentalement la même d'un dispositif MOS à un autre [179]. Il est d'intérêt de vérifier le degré de contrôlabilité de la séparation de vallée qui est atteignable dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées. Le moins grand nombre de grilles comparativement aux dispositifs multi-couches, ainsi que la différence dans le niveau de recouvrement de la surface du dispositif et dans les voltages de base appliqués pourraient influencer le contrôle de ce paramètre crucial.

Ensuite, la méthode d'ajustement du taux tunnel en utilisant la grille d'accumulation du réservoir comme levier sera explorée, en l'absence d'une grille de contrôle dédiée à la barrière tunnel réservoir-boîte quantique dans la structure à grilles d'accumulation séparées. Cette méthode de contrôle n'est pas usuelle, et peu est connu sur la performance et les limitations de cette approche. Il a déjà été démontré qu'une grille placée directement au-dessus d'une barrière tunnel peut contrôler de façon exponentielle le taux tunnel en fonction du voltage de grille. Les grilles ne se trouvant pas au-dessus de la barrière ont cependant un contrôle linéaire en fonction du voltage sur le taux tunnel [189, 206, 207]. Cela n'a cependant été vérifié que pour des grilles de déplétion, et non des grilles d'accumulation comme c'est le cas pour la structure à l'étude. Il est donc important de caractériser la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées en terme de contrôle du taux tunnel réservoir-boîte quantique. La performance du contrôle du taux tunnel sera évaluée par la plage de valeurs atteignables dans des conditions typiques d'opération du dispositif, mais aussi par un autre critère plus subtil : l'orthogonalité de contrôle, qui sera décrit plus loin. Également, nous discuterons des mécanismes physiques responsables des particularités de l'utilisation de la structure à grilles d'accumulation séparées.

Après une revue des aspects expérimentaux pertinents au chapitre 2, les résultats de caractérisation de la structure à grilles d'accumulation séparées seront présentés aux chapitres 3, 4, et 5. Le chapitre 3 discutera du fonctionnement de base des dispositifs étudiés, des caractéristiques des confinements électrostatiques observés, et du contrôle de la séparation de vallée obtenu. Le chapitre 4 sera consacré à l'étude du contrôle du taux tunnel, à la définition de l'orthogonalité de contrôle, et à son application aux dispositifs à grilles d'accumulation séparées et multi-couches. Le chapitre 5 s'attardera pour sa part à l'exploration de l'impact de l'utilisation d'une grille d'accumulation comme levier de contrôle du taux tunnel sur le diagramme de stabilité et l'orthogonalité de contrôle. Enfin, le chapitre 6 sera dédié à une étude préliminaire du potentiel de mise à l'échelle de la structure à grilles d'accumulation séparées. Y seront présentés des résultats embryonnaires liés au couplage de multiples boîtes quantiques et à l'implémentation de la structure à grilles d'accumulation séparées dans un procédé industriel commercial basé sur l'architecture FDSOI.

## Chapitre 2

# Aspects expérimentaux

Ce chapitre décrit les défis associés aux mesures cryogéniques de faibles signaux électriques et la façon dont ils sont relevés dans les expériences de boîtes quantiques et de transistors présentées dans cette thèse. Les défis et les solutions liés à l’atténuation et au filtrage, à l’amplification, et à l’obtention d’une température électronique suffisamment basse sont également présentés. Ensuite, les montages et circuits de mesures utilisés dans ce projet sont décrits. Enfin, les méthodes de caractérisation initiale des dispositifs sont détaillées.

Ce chapitre n’est pas essentiel à la compréhension des chapitres suivants pour quelqu’un de bien versé dans les techniques de mesures de boîtes quantiques. Cependant, il sera particulièrement pertinent (du moins c’est là l’objectif) pour une personne souhaitant en apprendre plus sur les raisons derrière les montages et les techniques de mesures employées, en particulier dans le groupe de Michel Pioro-Ladrière à l’Université de Sherbrooke, pour la caractérisation des dispositifs de boîtes quantiques de type MOS.

## 2.1 Défis associés à la cryogénie et aux faibles signaux

---

Tel que discuté au chapitre 1, des basses températures sont nécessaires pour l’observation de comportements quantiques dans les dispositifs de boîtes quantiques semiconductrices latérales. De plus, les signaux mesurés correspondant souvent au transfert de une ou quelques charges élémentaires, la minimisation du bruit et la maximisation du signal sont donc primordiales. Les systèmes et circuits d’atténuation, de filtrage et d’amplification mis en place doivent donc être compatibles avec les contraintes amenées par les basses températures.

### 2.1.1 Systèmes cryogéniques

Pour atteindre les températures cryogéniques requises pour l'étude précise et la réalisation de qubits de qualité dans les boîtes quantiques en silicium<sup>1</sup>, nous utilisons principalement deux systèmes : le cryostat à température variable et le réfrigérateur à dilution.

Le cryostat à température variable peut atteindre des températures d'environ 1.5 K, mais permet aussi de faire des mesures entre 1.5 K et 300 K de façon contrôlée. Le cryostat utilisé dans notre laboratoire est manufacturé par Janis Research Co., et est composé de plusieurs enceintes concentriques, tel qu'illustré à la figure 2.1(a), offrant des niveaux successifs d'isolation, avec un réservoir d'azote liquide, un réservoir d'hélium liquide, et des régions de vide interstitiel. Une ouverture (le pointeau) dont l'écoulement est contrôlable permet à un flot d'hélium d'atteindre à partir du réservoir d'hélium l'enceinte interne, dans laquelle on insère la sonde expérimentale à l'extrémité de laquelle est fixé l'échantillon. Un pompage sur la chambre à échantillon provoque un refroidissement supplémentaire par évaporation de l'hélium, jusqu'à 1.5 K. Au département de physique de l'Université de Sherbrooke, cet hélium est récupéré et envoyé dans un liquéfacteur, pour être réutilisé lors des remplissages réguliers des réservoirs d'hélium des cryostats.

Des éléments chauffants au fond de la chambre à échantillon et sur la sonde, juste au-dessus de l'échantillon, permettent de contrôler la température de la chambre. Un ajustement du flot d'hélium par le pointeau et une boucle de rétroaction guidée par les thermomètres se trouvant à proximité des éléments chauffants permet ainsi de réaliser des cycles thermiques à répétition sur un même échantillon, ou d'en mesurer les propriétés à des températures fixes, entre 1.5 K et 300 K, avec une précision d'au moins 0.5 K aux plus basses températures, et de quelques Kelvin aux plus hautes températures. Le cryostat à température variable est également équipé d'une bobine supraconductrice et peut donc fournir des champs magnétiques jusqu'à 8 T.

Le cryostat à température variable peut réaliser un cycle thermique complet en quelques heures seulement, et est donc l'outil de prédilection pour la caractérisation initiale des échantillons. Ainsi, il est souvent possible d'observer du blocage de Coulomb dans un SET de type Si MOS à 1.5 K. Cependant, des températures encore plus basses sont utiles pour observer certains comportements quantiques avec précision.

Le réfrigérateur (ou cryostat) à dilution de type BlueFors LD permet d'atteindre des températures de 8 mK. Comme on peut le voir à la figure 2.1(b), il est composé de plusieurs étages avec chacune leur température de base propre, qui sont connectées par des échangeurs de chaleur, pouvant être fermés ou ouverts dépendants de l'étape dans la séquence de refroidissement. Les lignes DC et RF traversent le cryostat, et sont équipées de filtres et/ou d'atténuateurs. Les lignes sont ensuite connectées à l'échantillon qui est généralement fixé sur l'étage de la chambre à mélange, ou au bout du doigt froid

---

1. Bien qu'une température aussi basse que possible soit préférable en principe, principalement pour maximiser le temps de cohérence des qubits, la démonstration récente de qubits dans le silicium à 1.5 K avec une fidélité approchant les 99 % [58] donne bon espoir que cette contrainte puisse être relaxée. Toutefois, la majorité des études de haute précision en contexte universitaire continuent d'être réalisées autour de 10 mK.

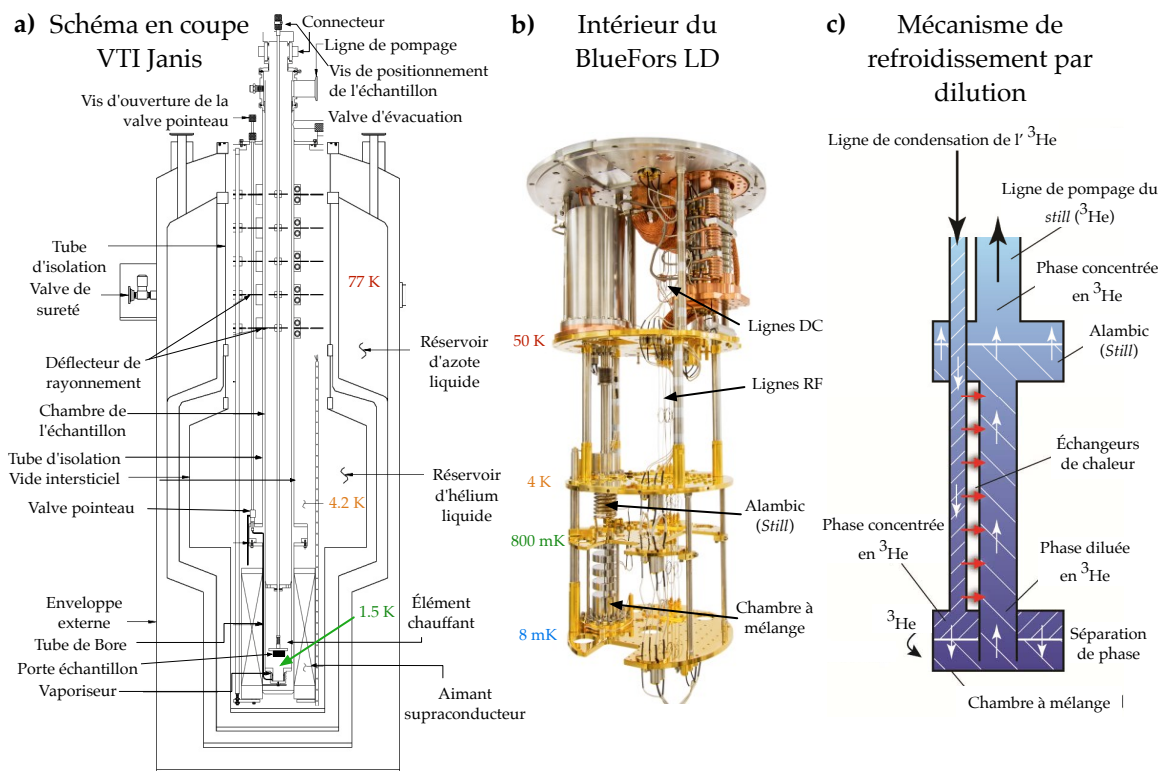


FIGURE 2.1 – (a) Coupe schématique du cryostat avec insert à température variable de Janis Research Co., fourni par Julien Camirand Lemyre, à partir du manuel de l'utilisateur Janis. (b) Vue de l'intérieur du réfrigérateur à dilution BlueFors LD. Photo téléchargée du site officiel BlueFors [208]. (c) Schéma du mécanisme de refroidissement d'un cryostat à dilution. Image extraite du manuel d'utilisation du BlueFors LD.

afin d'être centré avec la zone de champ magnétique uniforme créée par l'aimant supraconducteur (le doigt froid est fixé sous la plaque de la chambre à mélange). Des écrans thermiques installés successivement (non-visibles sur le schéma) isolent les différents étages du cryostat et bloquent le rayonnement thermique, et une enveloppe externe vient fermer hermétiquement le cryostat en prévision de la mise sous vide du système.

Le réfrigérateur à dilution, réalisé pour la première fois en 1965 [209], fonctionne grâce à l'enthalpie de mélange des isotopes de l'hélium  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  [210] [211]. Une séquence de pré-refroidissement, assurée par un tube à gaz pulsé [212] contenant de l'hélium, amène le réfrigérateur à une température suffisante ( $< 4.2\text{ K}$ ) pour pouvoir condenser le mélange de  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  (en circuit fermé). Le mélange est d'abord compressé, puis circulé dans une ligne de condensation (haute impédance), où la chaleur est évacuée par des échangeurs (voir figure 2.1(c)). Grâce à cette baisse de température, une fois que le mélange arrive à la chambre de mélange, sa pression diminue et il refroidit et se condense via l'effet Joule-Thomson. Par le bas de la chambre à mélange, le mélange est pompé vers l'alambic (still), puis s'évapore pour être recondensé. Cela produit un refroidissement supplémentaire du mélange par évaporation. Lorsque la température atteint environ  $0.7\text{ K}$ , une séparation de phase du mélange

survient. La phase dite diluée en  $^3\text{He}$  (contenant 6.6% de  $^3\text{He}$  mais 93.4% de  $^4\text{He}$ ) se retrouve au fond de la chambre à mélange par gravité. Le pompage sur l'alambic force préférentiellement le  $^3\text{He}$  à passer de sa phase concentrée à sa phase diluée (en raison de la pression de vapeur plus élevée de l' $^3\text{He}$ ), un changement de phase endothermique. Ainsi la plaque ancrée thermiquement à la chambre à mélange sur laquelle se trouvent les échantillons refroidit encore davantage.

La puissance de refroidissement dépend du nombre d'atomes de  $^3\text{He}$  qui passent la frontière de phase. Donc en appliquant un peu de chaleur à l'alambic pour augmenter l'évaporation de  $^3\text{He}$ , on peut accroître la puissance de refroidissement du système. Avec un design minutieux de la position des échangeurs de chaleur, de la puissance de chauffage appliquée à l'alambic, et de la proportion de  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  dans le mélange, les réfrigérateurs à dilution modernes peuvent donc refroidir des échantillons sous la barre des 10 mK.

La séquence de refroidissement complète d'un réfrigérateur à dilution à partir de la température de la pièce prend environ 24h à 48h, dépendant du système et de la masse thermique en jeu (fonction principalement de la présence de l'aimant). Le réchauffement prend aussi 24h à 48h, ce qui pose une contrainte non-négligeable sur le nombre d'échantillons qui peuvent être testés dans un délai donné.

Le laboratoire Pioro-Ladrière est présentement équipé de deux cryostats à dilution, soient le BlueFors 1 (modèle BF-LD250) et le BlueFors 2 (modèle BF-LD400). Leur fonctionnement est identique. Le BlueFors 1 est équipé d'un aimant de 7 T alors que le BlueFors 2 est limité à 3 T. Le BlueFors 2 contient par contre 36 lignes thermocoax contrairement aux 24 du BlueFors 1, et pourrait potentiellement être équipé de plus de 36 lignes RF, alors que le BlueFors 1 est présentement limité à 4.

### 2.1.2 Atténuation et filtrage

Les circuits d'atténuation et de filtrage sont essentiels autant pour les signaux DC que AC pour réduire le bruit. Les filtres passe-bas sont utilisés pour les lignes DC (sous la forme de câbles thermocoaxiaux et de filtres RC), tandis que les atténuateurs RF et les filtres passe-bande sont privilégiés pour les signaux à haute fréquence.

#### Câbles thermocoaxiaux

Les câbles thermocoaxiaux sont utilisés à partir du haut du cryostat jusqu'à la chambre à mélange pour filtrer les lignes DC. Ils offrent une excellente réduction du bruit au niveau de l'échantillon [213]. À chaque étage, les câbles thermocoaxiaux sont ancrés thermiquement [214], comme on peut le voir à la figure 2.2(a). La ligne centrale du câble est faite d'un alliage NiCr, et le conducteur externe d'acier inoxydable. L'intérieur est rempli d'une poudre de MgO [215]. Les câbles offrent un filtrage de plus de 100 dB pour des fréquences supérieures à 1 GHz [216, 215]. Nos tests sur les câbles thermocoaxiaux du cryostat BlueFors 2 indiquent une fréquence de coupure (réduction de 3 dB) autour de 1.9 MHz à 8 mK.



Les câbles thermocoaxiaux sont flexibles et minces, ce qui les rend pratiques pour le filage dans les cryostats. Ils sont également relativement fragiles et sujets au vieillissement, puisque la poudre de MgO a tendance à absorber l'humidité lorsque le joint d'époxy entre le câble et les connecteurs n'est pas suffisamment étanche. Cela crée une impédance entre les conducteurs interne et externe qui varie de 5 à 400 M $\Omega$  à température pièce, mais disparaît complètement à basse température [215]. Ces fuites à température pièce sont fréquemment observées avec les câbles thermocoaxiaux du cryostat BlueFors 1, qui ont presque 10 ans de vie. Pour le cryostat BlueFors 2, la résistance à la terre de chacun des câbles thermocoaxiaux à 8 mK est supérieure à 300 G $\Omega$ , en moyenne 800 G $\Omega$ , en accord avec leur jeunesse relative (installés en 2017).

Les câbles thermocoaxiaux offrent également une excellente isolation du signal. La diaphonie entre les câbles thermocoaxiaux du BlueFors 2 a été estimée par Maxime Lapointe-Major à l'aide d'un circuit de mesure synchrone, et le couplage équivalent est inférieur à 100 aF. Ce sont les autres parties du circuit comme la boîte de connexion et les fils électriques non coaxiaux (fils des micro-soudures, filage des portes-échantillons, etc.) qui contribuent davantage à la diaphonie. Un simple fil de cuivre de quelques centimètres de long a un couplage de 1-5 pF avec son voisin. Il est donc important de minimiser les longueurs de fil non écranté lors du design des porte-échantillons/connecteurs pour réduire la diaphonie, en plus des précautions habituelles comme le filage en paires torsadées (technique standard pour réduire l'interférence entre les lignes).

### Filtres passe-bas

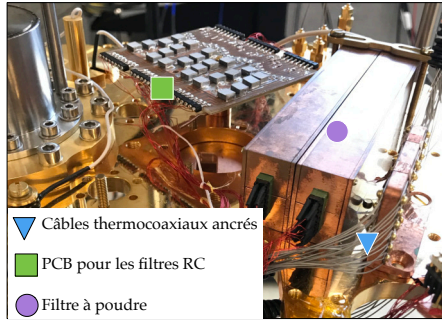
Les filtres passe-bas servent à minimiser la contribution du bruit à haute fréquence au signal DC, ainsi qu'à protéger les grilles (souvent fragiles) ou contacts d'un échantillon des dommages que peuvent occasionner des décharges rapides, que ce soit dû à une erreur de manipulation ou à un problème technique comme une panne de courant. Les filtres sont souvent combinés aux câbles thermocoaxiaux, et installés à l'étage de la chambre à mélange, ou utilisés seuls, étant donné que les câbles thermocoaxiaux sont coûteux et en nombre limités dans les cryostats.

Un filtre passe-bas approprié doit respecter les contraintes suivantes :

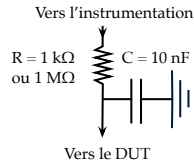
1. **Température d'utilisation** : Les composantes commerciales sont rarement testées à des températures inférieures à celle de l'azote liquide. En raison des applications spatiales et médicales, on commence à retrouver des informations sur les propriétés de composantes commerciales à 4.2 K. Mais les propriétés sous les 100 mK ne sont presque jamais explorées, probablement étant donné l'équipement coûteux requis pour atteindre ces températures, et le nombre limité d'applications. Or, dépendant des matériaux utilisés et du type de fabrication (résistance à film métallique mince, film épais, film de carbone, capacité à film, à céramique, etc.), leur comportement peut varier de façon imprévisible lorsque la température approche le zéro absolu.



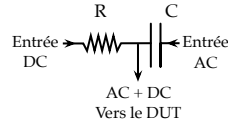
a) Composantes de filtrage passe-bas



b) Filtre RC



c) Bias-tee



d) Comportement des résistances en température

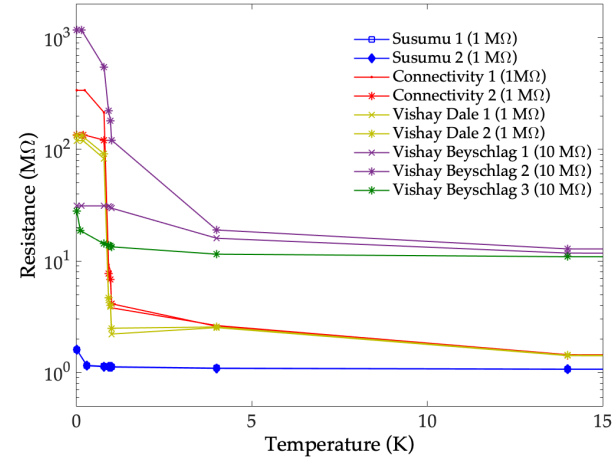


FIGURE 2.2 – (a) Photo des filtres RC (passe-bas) pour les lignes DC. Les composants sont montées sur un PCB et ancrées thermiquement au cryostat. (b) Circuit équivalent d'un filtre RC, qui atténue les signaux de fréquence supérieure à 15 Hz ou 15 kHz. (c) Circuit d'un *bias-tee* RC, qui combine un signal AC et un signal DC en utilisant une résistance  $R$  et une capacitance  $C$ . (d) Comportement en température de diverses résistances. Les composants présentant le meilleur comportement en température sont les résistances de type film mince Susumu (RG2012P-105-B-T1). Les résistances Vishay Beyschlag (MCT06030C1005FP500) ont une grande variabilité, et ne sont pas recommandées pour utilisation cryogénique. Les résistances Connectivity (CRG0402J1M0) et les Vishay Dale (CRCW0402M00FKED) sont de type film épais, et ne sont pas recommandées pour l'utilisation cryogénique également, en raison de la grande augmentation de valeur pour les températures inférieures à 4 K.

Pour les applications cryogéniques, les résistances de type film mince et les capacités de type céramique de classe 1 (à diélectrique simple, par opposition aux capacités de classe 2 à haute constante diélectrique)[217] sont privilégiées car assez stables en température [218, 219]. Malgré tout, chaque nouvelle composante est testée en température jusqu'à 8 mK au laboratoire avant d'être employée dans nos circuits, que ce soit pour des filtres RC ou des *bias-tee* (voir plus loin).

2. **Bande passante :** Bien que l'un des objectifs des filtres passe-bas soit de réduire la contribution au bruit des signaux haute fréquence, un minimum de bande passante est requis pour pouvoir changer rapidement les voltages DC et acquérir les données dans un temps raisonnable. De plus, certaines mesures synchrones à basse fréquence pourront ainsi être effectuées sur les contacts source et drain sans avoir besoin de combiner indépendamment des signaux DC et AC (avec un *bias-tee*), ce qui simplifie le circuit expérimental. Pour les grilles, qui sont souvent très sensibles aux décharges électrostatiques, on préférera un filtrage plus agressif, tout en s'assurant de pouvoir effectuer des rampes de voltage d'au moins 1 V/s sans rectification du profil de la rampe de voltage pour compenser la constante de temps finie du filtre[220].

3. **Valeur de la résistance** : Pour les filtres mis en place sur les lignes des contacts ohmiques, dont la résistance à la terre est de seulement quelques dizaines de  $k\Omega$  dans le régime de blocage de Coulomb, on doit utiliser une résistance petite devant celle-ci, sans quoi la majorité du voltage appliqué serait perdue dans le filtre, avant d'atteindre le contact. Pour les grilles, qui sont très résistives et/ou agissent comme circuit ouvert avec la terre ( $R > 10 M\Omega$  en général), on peut choisir une valeur de résistance plus élevée afin de les protéger des décharges autant que possible, tant que la résistance reste petite devant celle de la grille.

Étant donné ces différentes contraintes pour les grilles et pour les contacts ohmiques, une carte de circuit imprimé (PCB, pour *printed circuit board*), avec des ponts cavaliers aisément ajoutés/enlevés a été conçue pour le cryostat BlueFors 1 (voir figure 2.2(a)). Ainsi, dépendant de l'arrangement des grilles/ contacts/ microsoudures sur un échantillon donné, les filtres peuvent être facilement adaptés. En tenant compte de toutes ces exigences, les résistances choisies pour les filtres RC sont de  $1 M\Omega$  pour les grilles et de  $1 k\Omega$  pour les contacts ohmiques. La capacité est de  $10 nF$ , pour une fréquence de coupure d'environ  $15 kHz$  pour les contacts ohmiques et  $15 Hz$  pour les grilles (voir figure 2.2(b)).

Pour accommoder les lignes DC supplémentaires (non thermocoaxiales) du BlueFors 1, un filtre à poudre a été conçu par Michael Lacerte, responsable technique au laboratoire (voir figure 2.2(a)). Ceux-ci sont généralement utilisés pour filtrer les fréquences micro-ondes ( $100 MHz$ - $100 GHz$ ) [221, 222], et peuvent être conçus pour filtrer aussi bas que  $1 MHz$  [223]. Les filtres utilisés à Sherbrooke ont une fréquence de coupure d'environ  $2 GHz$  à température ambiante<sup>2</sup>. Ils sont constitués d'un PCB sur substrat RF4 standard où les lignes d'amenées se suivent en paires en serpent, au coeur d'un boîtier de cuivre. Le boîtier est rempli d'un mélange d'époxy cryogénique, pour assurer une bonne thermalisation de tout le contenu, et d'une fine poudre d'acier inoxydable. Le principe de fonctionnement est basé sur l'atténuation par effet de peau, par lequel les signaux à haute fréquence tendent à se concentrer à la surface des conducteurs [224, 225, 226].

### Atténuateurs RF

Pour les signaux AC, on utilise des filtres passe-bande en entrée du frigo lorsque approprié, en plus d'atténuer le signal à chaque étage de refroidissement pour réduire le bruit thermique. Typiquement, on choisit l'atténuation  $\alpha$  pour qu'elle corresponde à la diminution de la puissance du bruit thermique entre deux étages :

$$\alpha = 10 \log_{10} \frac{k_B T_i \delta f}{k_B T_{i+1} \delta f}, \quad (2.1)$$

où  $\delta f$  est la largeur de bande du bruit mesuré,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_i$  est la température de l'étage  $i$ , et  $T_{i+1}$  est la température de l'étage suivant. Par exemple, entre l'étage à  $50 K$  et l'étage à  $4 K$ , on choisira, pour une réduction maximale du bruit, une atténuation de  $10 \log_{10}(50/4) \sim 10 dB$ .

2. Les filtres n'ont pas été caractérisés en température à l'heure actuelle.

Des compromis sur la réduction du bruit sont cependant parfois nécessaires. Par exemple, la prescription précédente suggère une atténuation totale de -37 dB, pour amener les signaux de la température ambiante jusqu'à 8 mK. Or, en analysant attentivement les amplitudes AC requises au niveau des grilles pour la réalisation d'expériences de mesure du taux tunnel, en raison des leviers en énergie des grilles disponibles, et en tenant compte des amplitudes et résolutions fournies par nos instruments, on trouve que l'atténuation totale optimale ne devrait pas dépasser les 29 dB. L'arrangement choisi pour la majorité des expériences sur les dispositifs de boîtes quantiques en silicium de type MOS sera discuté à la section 2.2.2.

Les atténuateurs RF utilisés sont des Mini-Circuit BW-SxxW2+ (les xx correspondent à la valeur de l'atténuation en dB) pour les températures supérieures à 1 K, et des atténuateurs cryogéniques XMA corp 2782-6426-xx-CRYO<sup>3</sup> pour les températures inférieures à 1 K.

### 2.1.3 Bias-tee pour la combinaison des signaux AC et DC

Il est parfois nécessaire de combiner des signaux AC et DC sur un même contact de l'échantillon, par exemple pour activer une grille en DC tout en lui appliquant un signal multi-niveaux périodique ou sinusoidal. C'est le cas notamment pour certaines mesures de taux tunnel (voir chapitre 4), les expériences de résonance de spin, et les mesures en transconductance, en conductance différentielle, ou avec un circuit radiofréquence (voir sous-section 2.1.4).

Un *bias-tee* est un circuit qui permet de combiner des signaux AC et DC à proximité de l'échantillon, assurant ainsi que les lignes AC et DC peuvent indépendamment être filtrées de façon optimale. Le *bias-tee* est composé de 3 branches, tel qu'illustré à la figure 2.2(c) : une entrée DC, une entrée AC, et une sortie AC + DC. Dans sa réalisation standard, la branche DC contient une inductance  $L$  dont l'impédance a une réponse en fréquence idéale de  $Z_L = j\omega L$ , c'est à dire qu'elle laisse passer complètement un signal DC et atténue les signaux AC d'autant plus que leur fréquence est élevée. Ceci assure qu'aucun signal AC ne remonte vers la source DC. De son côté, la branche AC est équipée d'une capacité  $C$ , dont l'impédance a une réponse en fréquence idéale de  $Z_C = (j\omega C)^{-1}$ . Elle laisse donc passer les signaux AC et agit comme un circuit ouvert pour le signal DC.

Le choix de la fréquence de coupure est la contrainte principale qui guide le design d'un *bias-tee* et le choix de ses composantes. En général pour les procédures de mesures du taux tunnel et du temps de relaxation, on cherche à couvrir la plage de 1 Hz ou moins jusque dans les MHz [145, 183, 190, 227]. Cependant, il est très difficile d'avoir un *bias-tee* simple à large bande car en pratique les capacités parasites entre chacune des boucles de l'inductance créent des pics de résonance qui "polluent" la réponse en fréquence de l'inductance pure [228]. La partie DC du circuit n'est ainsi plus protégée adéquatement du signal AC, ce qui peut avoir des conséquences néfastes pour l'instrumentation mais aussi pour le niveau de bruit dans les expériences. Un *bias-tee* large bande adéquat est ainsi un circuit RLC très complexe, qui permet d'atténuer les pics de résonance parasites. Une alternative

3. Des XMA corp 2082-6418-xx-CRYO et 4882-6040-xx-CRYO ont aussi été utilisés, dépendant des expériences.

simple lorsque les courants circulant dans la branche DC sont de faible amplitude ( $< 10$  mA) est le *bias-tee* RC, où une résistance est utilisée à la place de l'inductance [229]. La réponse de la résistance en fréquence est constante, et on évite les problèmes de résonances parasites, tout en conservant un circuit relativement simple. Pour les applications typiques de boîtes quantiques, les *bias-tee* RC sont plus fréquents en raison justement de leur simplicité. Ils évitent également les effets complexes lorsque placés en champ magnétique, et le comportement dépendant des matériaux du coeur inductif à basse température [230]. Certains laboratoires ont également observé moins de distortion pour les impulsions carrées de 100 ns et plus en utilisant un *bias-tee* RC plutôt que LC [231]. Pour toutes ces raisons, nous privilégions également les *bias-tee* RC.

Dans le cas des expériences présentées dans cette thèse, on choisit le plus souvent une fréquence de coupure assez basse, en se rappelant que l'on peut toujours utiliser la ligne DC seule pour envoyer des signaux jusqu'à environ 15 Hz lorsque le filtre RC est utilisé, et plus jusqu'à environ 1 MHz sans filtre. Une constante RC est associée au circuit du *bias-tee*, et il est donc préférable de faire de la compensation d'impulsions pour que le signal atteignant l'échantillon soit approprié lorsqu'on utilise des fréquences proches de la fréquence de coupure [220]. Un script Labview a été créé pour automatiser cette compensation en fonction du signal voulu, mais les résultats présentés dans cette thèse (spécifiquement au chapitre 4) n'y ont pas fait appel, ce qui dégrade en partie les signaux mesurés pour des impulsions à basse fréquence.

Plusieurs résistances ont été testées en température pour identifier les meilleures composantes pour les *bias-tees* cryogéniques. Les modèles choisis présentent une augmentation de la résistance d'un facteur 2 au maximum par rapport à la valeur nominale à température pièce, contrairement aux modèles rejetés dont la résistance diverge à basse température, tel qu'illustré à la figure 2.2(d).

#### 2.1.4 Amplification

Malgré toutes les procédures d'atténuation et de filtrage décrites plus haut, comme les signaux mesurés dans les expériences de boîtes quantiques correspondent souvent au déplacement de quelques charges élémentaires, il demeure essentiel d'inclure dans le circuit de mesure des systèmes d'amplification. Par exemple, pour maximiser le ratio signal sur bruit, on a tout intérêt à effectuer la mesure à des fréquences élevées, pour minimiser la contribution du bruit en  $1/f$ . On peut aussi chercher à ce que ces circuits d'amplification se trouvent aussi près que possible de l'échantillon et à la même température, ou encore à exciter le système à une seule fréquence en filtrant toutes les autres pour réduire le bruit au maximum. Chacune de ces méthodes comporte des avantages et des inconvénients, et peut être implémentée de différentes façons. Cette sous-section décrit quelques implémentations telles que réalisées dans les expériences pour ce projet.

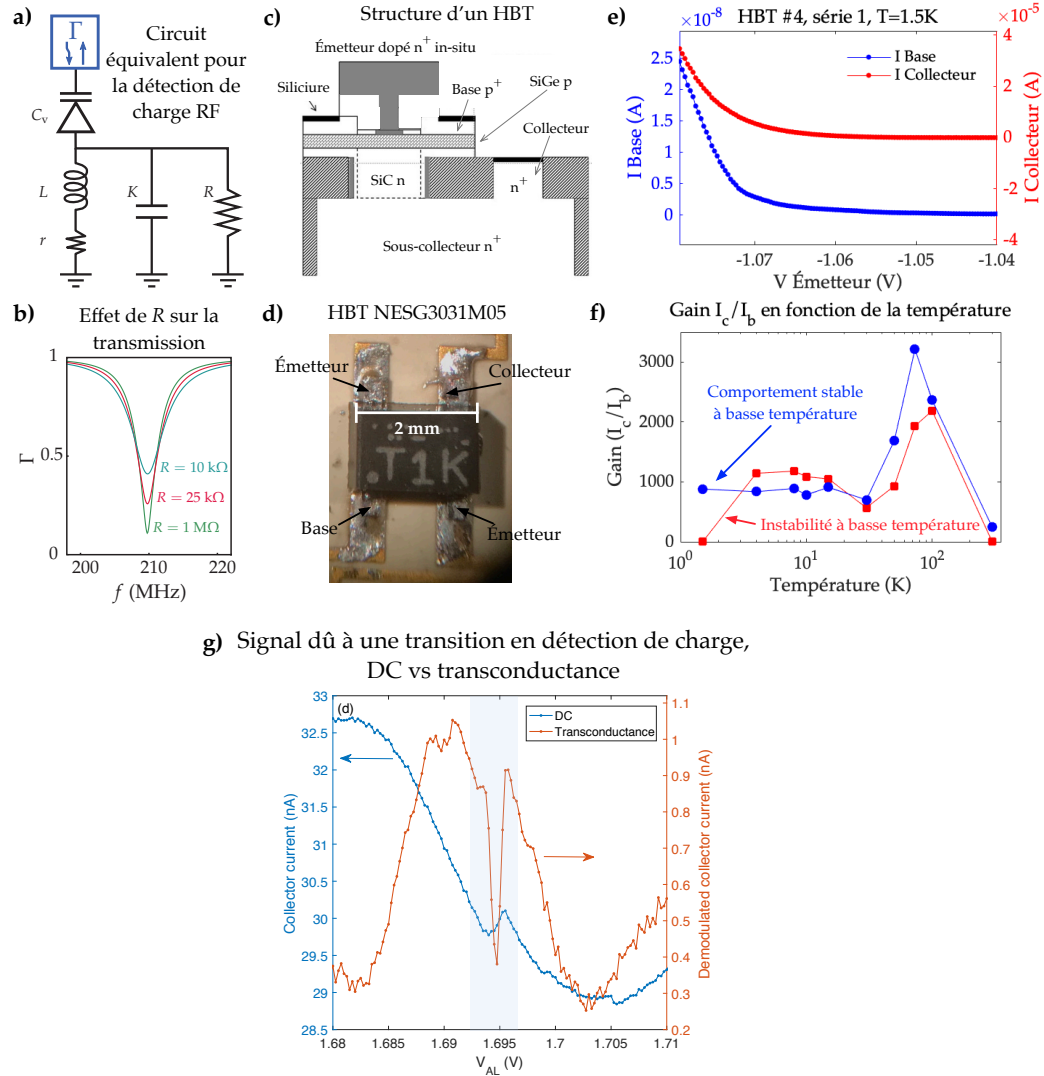


FIGURE 2.3 – (a) Circuit équivalent RLC pour la détection de charge radiofréquence, comprenant une résistance  $R$  (SET), une résistance  $r$  (résistances parasites), une capacité  $K$  fixe et une capacité variable  $C_v$ , et une inductance  $L$ . (b) Calcul de l'effet d'un changement de la valeur de  $R$  sur la transmission  $T$  du circuit de détection radiofréquence, en fonction de la fréquence  $f$ . Les valeurs fixes sont  $L=90 \text{ nH}$ ,  $K=5.4 \text{ pF}$ ,  $r=1.5 \text{ }\Omega$ ,  $C_v=1 \text{ pF}$ . (c) Structure d'un HBT typique de 3<sup>ème</sup> génération en SiGe. Figure adaptée de [232]. (d) HBT NESC3031M05 soudé à un PCB. La base est identifiable par le point blanc. (e) Courant à travers la base ( $I_b$ ) et le collecteur ( $I_c$ ) en fonction du voltage appliqué sur l'émetteur pour un HBT à 1.5 K. (f) Gain  $I_c/I_b$  en fonction de la température, pour  $I_b=0.5 \text{ nA}$ . La courbe bleue (cercles) illustre le comportement stable à basse température d'un HBT indiquant qu'il devrait bien fonctionner même à 8 mK. La courbe rouge (carrés) illustre le comportement typique d'un HBT présentant une instabilité à basse température, alors que le gain devient quasi-nul à 1.5 K. (g) Comparaison des signaux de détection de charge dus à une transition de charge mesurée en DC (courbe bleue) et en transconductance (courbe orange). Dans cet exemple, un HBT procure une amplification préalable. L'excitation AC à  $f=1 \text{ kHz}$  est appliquée sur une grille adjacente à la boîte quantique, et le courant du collecteur est démodulé à cette même fréquence. La figure est tirée d'une note d'application Nanonis Tramea [233]. Les figures (a) et (b) sont tirées du mémoire de Anne-Marie Roy [234].

### Circuit de détection de charge radiofréquence

Pour des mesures en détection de charge avec un SET typique, la résistance du SET est de l'ordre de  $100\text{ k}\Omega$  [235] dans le régime de Coulomb [236, 237, 238], ce qui donne, en prenant compte des capacités parasites dans le câblage et l'impédance d'entrée de l'amplificateur à température pièce, une fréquence de coupure inférieure à quelques  $\text{k}\Omega$ . Pourtant, la fréquence de coupure intrinsèque d'un SET typique est supérieure à  $10\text{ GHz}$  [235]. Il est donc difficile avec un SET typique de détecter des événements rapides, tels que l'observation de transfert d'électrons uniques en temps réel ("*single-shot*"), en particulier lorsque le taux tunnel est élevé. Or ces mesures *single-shot* sont un ingrédient essentiel pour plusieurs approches de lecture de qubits, tel que décrit au chapitre 1.

Un circuit de détection de charge radiofréquence (circuit RF) [235] est un circuit RLC dont la fréquence de résonance est de l'ordre de  $100\text{ MHz}$ . Il utilise le SET comme élément résistif pour traduire un changement de conductance dans celui-ci (causé par des oscillations de Coulomb et/ou des événements tunnel d'un îlot adjacent qui y est couplé capacitivement) par un changement dans la transmission du signal RF d'excitation. Lorsque excité à proximité de sa fréquence de résonance, ce circuit de détection est sensible à des très petites variations de résistance du SET. Un autre avantage de cette technique est la faible densité de bruit  $1/f$  aux fréquences micro-ondes, ce qui contribue à la qualité du signal de détection de charge. De plus, la bande-passante d'un tel circuit est de l'ordre de  $100\text{ MHz}$ , ce qui permet la détection d'événements rapides.

Une partie des mesures réalisées pour cette thèse ont été obtenues grâce à un circuit RF implémenté par Anne-Marie Roy pendant sa maîtrise [234] et basé sur les travaux de Thomas Müller du ETH Zurich [239]. La figure 2.3(a) montre un circuit équivalent RLC réaliste pour la détection de charge radiofréquence, prenant en compte des pertes dans le circuit et incluant une capacité variable pour l'ajustement en temps réel de la fréquence de résonance du circuit [240]. La figure 2.3(b) montre des résultats de simulation de ce circuit et l'effet d'un changement de la résistance  $R$ , qui correspond au SET, sur la courbe de transmission du circuit. Pour une fréquence fixe injectée dans le circuit, un changement de la résistance du SET causera une modification importante de la transmission qui est directement mesurable. Le circuit complet permettant les mesures de détection de charge radiofréquence est décrit dans la section 2.2.2.

### Amplificateur cryogénique : transistor à hétérojonction bipolaire

Bien que la détection de charge radiofréquence offre une excellente performance en termes de bande passante et un ratio signal sur bruit intéressant, l'implémentation d'un circuit RF présente plusieurs défis. Son potentiel d'intégration aux dispositifs de boîtes quantiques (fabrication intégrée) est limité, et la méthode n'est pas compatible avec toutes les techniques de lecture du spin [241].

Une autre approche populaire est d'utiliser un amplificateur cryogénique, placé aussi près que possible de l'échantillon, ce qui a pour effet de réduire la capacité parasite effective du câble de mesure, et donc d'augmenter la bande passante, et de réduire le niveau de bruit thermique [242]. Les propriétés requises pour cet amplificateur sont alors un fonctionnement adéquat à basse température et un niveau de dissipation bas (faible puissance). Les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) ont



été étudiés à cet effet [242], mais les transistors à hétérojonction bipolaires (HBT) fonctionnent à plus basse puissance ( $0.01\text{--}5\ \mu\text{W}$ ) et peuvent être utilisés dans une configuration qui procure une meilleure bande passante [241]. L'utilisation de transistors commerciaux pour l'amplification cryogénique présente des avantages en coûts non-négligeables, et offre un potentiel d'intégration directe avec les boîtes quantiques en silicium.

L'équipe des Sandia National Laboratories a étudié quelques HBTs commerciaux comme candidats potentiels. Un candidat retenu est le HBT California Eastern Laboratories (CEL) NESG3031M05, en raison de son gain important, typiquement entre 100 et 2000, et de sa bande passante procurant un ratio signal sur bruit supérieur à 1 jusqu'à 1 MHz. Il s'agit d'un transistor silicium-germanium à hétérojonction bipolaire, dont la structure est illustrée à la figure 2.3(c). La figure 2.3(d) montre une photographie d'un dispositif, avec les contacts de la base, de l'émetteur (2 contacts disponibles) et du collecteur. Le voltage appliqué sur l'émetteur  $V_E$  dicte le gain  $I_c/I_b$ , où  $I_c$  est le courant du collecteur, et  $I_b$  le courant de la base.

Avant de placer un HBT sur un PCB pour amplification d'un dispositif de boîte quantique, une caractérisation en température du gain est effectuée, de 300 K à 1.5 K, à l'aide d'un PCB dédié (conçu par Julien Camirand Lemyre). Les propriétés recherchées pour les HBT sont un gain stable à basse température, et un gain supérieur à 100 à 1.5 K. La figure 2.3(e) montre les courants  $I_b$  et  $I_c$  pour un HBT en fonction de  $V_e$ , à 1.5 K. On remarque que le transistor procure encore un gain substantiel ( $>1000$ ) même à cette température. De façon générale, la tension de seuil (voltage  $V_E$  nécessaire à l'activation du courant) est déplacée vers les valeurs plus négatives lorsque la température est réduite. La figure 2.3(f) montre le gain pour  $I_b=0.5\ \text{nA}$  en fonction de la température pour un dispositif stable, ainsi qu'un exemple de HBT avec un gain instable en température. Ce dernier ne serait pas sélectionné comme amplificateur pour un dispositif de boîte quantique puisqu'il aurait potentiellement un gain trop faible, voir nul, à 8 mK. Une fois un HBT sélectionné, il est connecté à un dispositif de boîte quantique. La base est connectée par micro-soudure au contact ohmique source du SET, et le contact ohmique drain du SET est mis à la terre. L'activation de l'émetteur du HBT crée un voltage de l'ordre de 1 mV à la base pour un  $V_e = -1.051\ \text{V}$  environ (on estime que dans la plage typique d'opération de l'émetteur, le  $V_{SD}$  effectif varie de 0.1 à 2 mV) [241], et induit le biais source-drain nécessaire pour le transport dans le SET. La méthode employée pour bien ajuster le régime du SET lorsqu'on utilise un HBT sera décrite à la section 2.3.2.

Le modèle de HBT présentement en usage au laboratoire est malheureusement discontinué. Grâce à la collaboration continue avec Sandia, il reste possible d'en obtenir sur demande grâce aux grandes quantités qu'ils se sont procurés. Cependant, la recherche d'alternatives fonctionnelles à basse température est essentielle, surtout que typiquement, seulement environ 30% des HBTs testés affichent un comportement adéquat, et ils sont facilement détruits par les décharges électrostatiques lors de manipulations de routine (les HBTs doivent être conservés connectés à un PCB planté dans la mousse électrostatique en tout temps). L'article de Curry *et al.* [241] souligne qu'un autre modèle, le Infineon BFP842ESD HBT, présente une courbe de calibration du biais similaire à 4 K, et serait donc une alternative possible.

### Mesures synchrones : transconductance et conductance différentielle

Une autre technique qui est souvent utilisée pour maximiser le rapport signal sur bruit consiste à appliquer un petit signal AC de fréquence donnée sur un contact ohmique (conductance différentielle) ou une grille du dispositif (transconductance). On mesure ensuite la réponse du système, en transport ou en détection de charge, à cette même fréquence, éliminant ainsi les contributions au bruit des autres fréquences. L'instrument utilisé à cet effet est un amplificateur à détection synchrone (*lock-in*). Les mesures synchrones peuvent être utilisées seules ou en combinaison avec un autre type d'amplification compatible, par exemple un HBT.

Lorsque l'amplitude de l'excitation est suffisamment petite, le signal correspond à la dérivée du courant par rapport au biais source-drain dans le cas de la conductance différentielle, et à la dérivée du courant par rapport au voltage de grille dans le cas de la transconductance. La figure 2.3(g) montre la différence entre les signaux mesurés en DC et en transconductance pour la détection d'une transition de charge à l'aide d'un SET. Dans cet exemple, le signal en transconductance est d'une amplitude beaucoup plus grande par rapport au signal de base que le signal en DC. Les techniques de conductance différentielle et de transconductance permettent ainsi de faciliter la visualisation du signal dû à des transitions de charge ou même à des niveaux excités.

La fréquence est choisie pour être compatible avec le phénomène à observer, pour éviter les sources de bruit majeur (harmoniques du 60 Hz notamment), et pour minimiser le temps de mesure ou le ratio signal sur bruit, c'est-à-dire qu'on privilégiera une plus haute fréquence pour pouvoir moyenner la mesure sur un grand nombre de cycles en moins de temps (temps d'intégration). L'amplitude de l'excitation quant à elle est choisie suffisamment grande pour maximiser le signal et respecter les limites des instruments, mais elle doit rester petite devant les détails que l'on cherche à observer. Par exemple, pour une boîte quantique dont l'énergie orbitale est de l'ordre de 1 meV, si l'on veut pouvoir observer les niveaux excités en conductance différentielle, on choisira une excitation de l'ordre de 100-200  $\mu\text{eV}$ , ou même moins. En fait, des diviseurs de tension sont souvent utilisés pour atteindre des amplitudes de l'ordre de 50-100  $\mu\text{eV}$  au niveau de l'échantillon avec un faible niveau de bruit. De manière générale, un processus d'optimisation doit être effectué pour bien sélectionner la fréquence et l'amplitude qui produisent le signal le plus visible.

#### 2.1.5 Bonnes pratiques pour les mesures de haute précision cryogéniques

Avant chaque refroidissement d'un échantillon, une vérification doit être faite pour s'assurer qu'il n'y a pas de court-circuits ou de discontinuités au niveau du câblage, du porte-échantillon, des PCBs, etc. Lorsque de nouvelles composantes sont installées (câbles thermocoaxiaux, câbles RF, etc), il est parfois nécessaire de tester le montage en température également.

Une attention particulière est portée, lors de chaque refroidissement, à la minimisation des vibrations, qui peuvent causer du bruit, en fixant toutes les parties mobiles du montage avec du fil dentaire ou du ruban adhésif cryogénique (de type *Mylar*). Pour offrir un bon ancrage thermique, du vernis basse température GE (*GE Varnish*) est utilisé pour fixer certains câbles de façon permanente,



ou pour fixer les échantillons aux porte-échantillons, puisqu'il procure également une bonne isolation électrique, tout en séchant rapidement. On cherchera à utiliser une bonne longueur de fil pour les câblages DC permanents, pour pouvoir les enrouler sur les échangeurs de chaleur du cryostat et ainsi améliorer l'ancrage thermique. Pour les câblages RF, dans le cas où aucune atténuation n'est requise à un étage donné, on ajoutera tout de même un atténuateur RF 0 dB ou -1dB, encore une fois pour un meilleur ancrage thermique.

Lorsque toutes ces précautions sont prises, en combinaison avec les techniques de réduction du bruit décrites plus haut, on peut espérer obtenir une température électronique assez proche de la température de base du frigo. En effet, dans les semi-conducteurs et les métaux, un mécanisme important de thermalisation des électrons est via les interactions électrons-phonons. Or la population de phonons tend vers zéro à basse température, ce qui signifie que les électrons ont plus de difficulté à thermaliser avec leur environnement via les phonons. Ainsi la température des électrons dans le matériau, aux températures cryogéniques, est plus élevée règle générale que celle de son environnement [243, 244, 245, 246].

Il existe plusieurs façons de mesurer la température des électrons dans les semi-conducteurs. L'une s'appuie sur l'élargissement en température des pics de Coulomb [83]. Il est donc nécessaire de former un SET dans le régime approprié, c'est-à-dire à faible biais source-drain pour s'assurer qu'un seul niveau contribue au transport, et dans la limite où l'énergie thermique est beaucoup plus petite que l'énergie de charge de la boîte quantique, notamment. La température électronique d'une double boîte quantique de type MOS incluant un SET a été mesurée à 120 mK dans le BlueFors 1 réglé à 8 mK avec cette technique. L'échantillon était alors connecté électriquement par les câbles thermocoax et les filtres RC passe-bas, et les fils étaient thermalisés sur le doigt froid avec du *GE varnish*. Le dispositif était également fixé sur un porte-échantillon 48 contacts en substrat RF4 pour PCB standard à l'aide de *GE varnish*.

Une autre technique de mesure de la température électronique consiste à caractériser les oscillations de Shubnikov-de Haas, soit la résistivité électrique longitudinale en fonction du champ magnétique d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans un dispositif en croix de Hall. La résistivité longitudinale  $\rho_{xx}$  présente des minima dont la valeur augmente en température[247]. Cette technique a été utilisée précédemment par Chloé Bureau-Oxton [248] avec un dispositif de croix de Hall dans une hétérostructure GaAs/AlGaAs pour mesurer une température électronique de 92 mK dans le BlueFors 1 lorsque seuls les filtres RC étaient utilisés, et de 16.5 mK lorsque les câbles thermocoax étaient également utilisés. La température électronique mesurée dans un dispositif à croix de Hall est typiquement plus basse que celle obtenue dans un dispositif de boîte quantique avec des grilles, en raison du bruit de charge résultant de la présence des grilles [249, 250, 251]. Des différences dans la façon dont les échantillons sont thermalisés, dans la conductivité thermique de l'arsenure de gallium et du silicium, et dans l'extraction des données elle-mêmes peuvent également expliquer une partie de ces différences entre la température électronique mesurée via l'élargissement des pics de Coulomb, et celle mesurée avec les oscillations de Shubnikov-de Haas. Le même échantillon de GaAs a été utilisé pour mesurer la température électronique dans le BlueFors 2 et caractériser son

filtrage et son ancrage thermique, dans le cadre du projet actuel. Au moment de cette mesure, les fils n'étaient pas complètement ancrés thermiquement, et la température obtenue est de 157 mK. L'ancrage des fils a par la suite été amélioré en les enroulant autour des échangeurs de chaleur et en les fixant avec du *GE varnish*, mais la température électronique n'a pas été mesurée à nouveau depuis.

## 2.2 Montages expérimentaux

---

Dans cette section, chacun des montages utilisés pour les expériences présentées dans cette thèse est décrit, ainsi que les astuces utilisées pour adapter les montages aux échantillons ou vice-versa. Avant tout, on discute des défis liés aux microsoudures et des précautions à prendre lors de la manipulation et de l'installation des échantillons.

### 2.2.1 Microsoudures et précautions électrostatiques

Les échantillons arrivent sous forme de puces contenant plusieurs dispositifs indépendants. Dans le cas des échantillons fournis par les Sandia National Laboratories, 4 échantillons se retrouvent sur chaque puce, et pour la plupart des expériences une découpe est nécessaire pour pouvoir travailler avec un seul dispositif à la fois (voir figure 2.4(a)). La correspondance entre la position des contacts sur le périmètre de la puce et la grille ohmique correspondant du dispositif n'est pas la même pour tous les dispositifs, ce qui signifie que l'arrangement des micro-soudures est différent pour chacun. Pour ce qui est des échantillons provenant de STMicro, les puces arrivent déjà découpées à la taille appropriée, bien que de 1 à 4 dispositifs puissent être présents sur chaque puce (voir figure 2.4(b)).

Pour la découpe, la surface supérieure de l'échantillon doit être protégée avec une résine. Typiquement, on utilise la résine S1818, étalée sur l'échantillon avec le programme F de l'étaleur de la salle propre 2 de l'IMDQ au département de physique. La résine est ensuite recuite à 115 °C sur la plaque chauffante pendant 1 minute. La découpe est ensuite effectuée au LCSM du 3IT avec la scie à découper Disco DAD320, typiquement par René Labrecque. La lame utilisée est de 40  $\mu\text{m}$  de largeur. Pour les séries 108x, 163x, 18xx, 21xx, et 26xx de Sandia, bien que la séparation entre chaque contact soit typiquement de 140  $\mu\text{m}$ , sur l'axe horizontal, la distance entre les contacts extrêmes des échantillons du haut et ceux du bas est de seulement 20  $\mu\text{m}$ . Un des contacts pour les dispositifs 1 (#19) et 2 (#35) doit donc être sacrifié en découpant au travers pour éviter d'abimer les contacts #17 (dispositif 3) et #1 (dispositif 4). Jusqu'à présent cette technique n'a pas semblé occasionner de problèmes de fuites pour les échantillons MOS de Sandia.

Une fois les échantillons découpés et montés au PCB avec du *GE varnish*, leurs contacts doivent être connectés par microsoudures au PCB. La microsoudureuse est un appareil semi-automatisé équipé d'un binoculaire pour le travail de précision, avec un support mobile contrôlé par l'utilisateur, pour amener la pointe de soudure alimentée par un fil d'or ou d'aluminium de quelques dizaines de

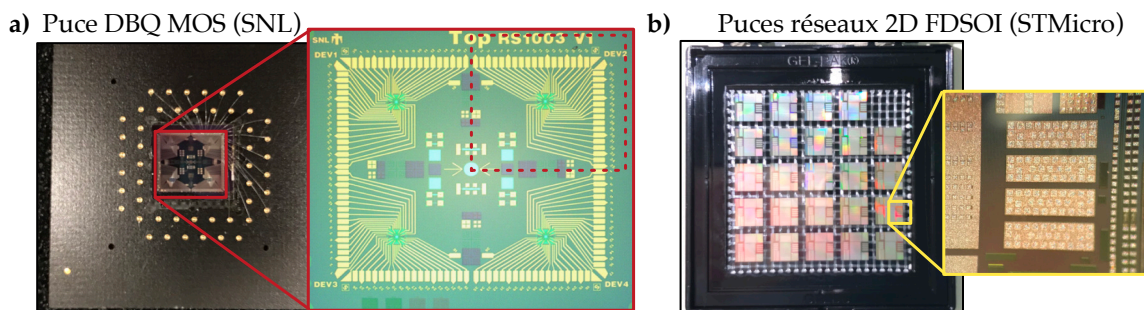


FIGURE 2.4 – (a) Puce de dispositifs à double boîte quantique MOS des Sandia National Laboratories contenant 4 dispositifs, ici montrée après avoir été soudée à un porte-échantillon. L’encart rouge montre la disposition des contacts sur la puce plus en détail. L’encadré rouge pointillé délimite un seul des 4 dispositifs. Typiquement, ces puces sont découpées pour pouvoir manipuler un seul dispositif à la fois. Chaque puce (contenant 4 dispositifs distincts) mesure environ 1 cm de côté. (b) Puces de dispositifs à réseaux 2D en FD-SOI de STMicroelectronics. Chaque puce contient 4 dispositifs à réseaux 2D, dont les contacts sont montrés dans l’encart à contour jaune. Chaque puce mesure un peu moins de 0.5 cm de côté.

microns de diamètre aux plots de contacts désirés. La soudure se fait par un mélange de pression, de chaleur, et d’ultrasons. La microsoudreuse utilisée dans le cadre de cette thèse est une Kulicke & Soffa 4700 convertible *wedge* et *ball* (voir figure 2.5(a) et (b)), référant aux deux techniques de micro-soudures standard.

Le choix de la méthode de soudure et des paramètres est crucial. Dans le *wedge bonding*, le fil est écrasé sur la surface du plot avec une force  $F$  pour une durée  $T$ , et des ultrasons avec une puissance  $P$  sont simultanément émis, ce qui forme la soudure. La pointe est ensuite relevée et amenée au deuxième bond, où la soudure est faite de façon similaire, et le fil coupé lorsque la pointe remonte. Pour le *ball bonding* (procédure illustrée à la figure 2.5(c)), une pointe différente est utilisée. Le premier bond est plutôt réalisé en appuyant sur le plot une boule de métal de diamètre choisi préalablement formée par un arc électrique. Le deuxième bond est formé en écrasant la pointe sur le plot comme dans le cas du *wedge*, mais est souvent moins solide parce que la pointe *ball* n’est pas optimisée pour le *wedge* (voir figure 2.5(c)). On solidifie donc le deuxième bond en allant y écraser une autre boule par la suite. L’échantillon est souvent chauffé jusqu’à 100 °C pour le *ball bonding* pour favoriser la soudure.

Le *ball bonding* est préféré pour les dispositifs de type MOS de Sandia (figure 2.6(a)). Certains des échantillons SNL étudiés dans cette thèse ont été soudés par *wedge*, mais on soupçonne que le *wedge* aurait pu abimer certains d’entre eux, en craquant l’oxide de champ qui se trouve sous les contacts et en créant des fuites. Marc-Antoine Roux a trouvé les paramètres les plus bas possibles permettant de réaliser des bonds en *ball bonding* solides, avec la taille de boule la plus petite possible, permettant ainsi à la procédure d’être utilisée également sur les échantillons STMicro dont les plots (zones de contact) font à peine 60  $\mu\text{m}$  de large (figure 2.6(c)).

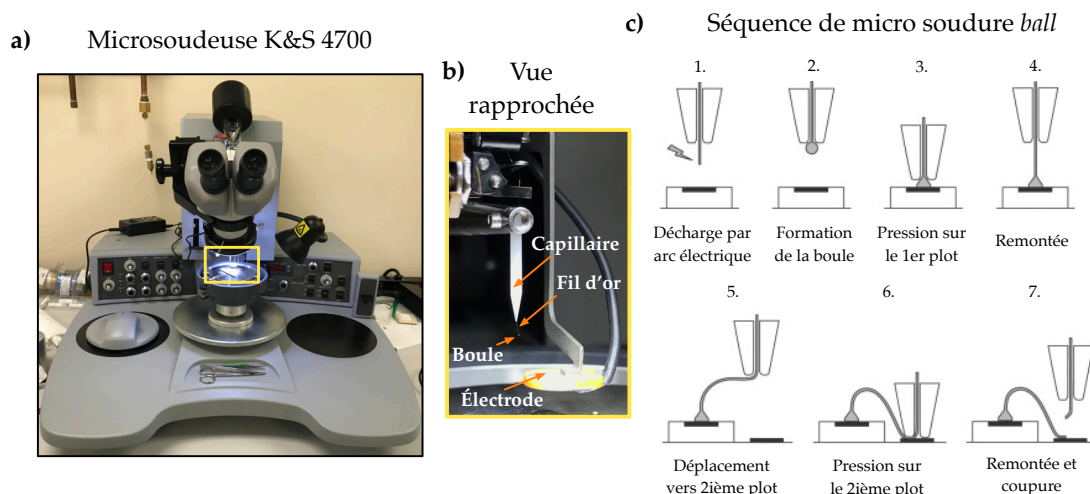


FIGURE 2.5 – (a) Photo de la microsoudreuse Kulicke & Soffa 4700 convertible *wedge* et *ball*. (b) Photo rapprochée de la pointe de la microsoudreuse, montrant le capillaire à travers lequel se trouve le fil d'or pour la soudure. En mode *ball*, une boule est formée au bout du fil, par un arc électrique créé en rapprochant l'électrode du fil et en appliquant une tension électrique. (c) Séquence de microsoudure de type *ball*. La boule est d'abord formée par l'arc électrique (1 et 2), et est ensuite appuyée sur le contact de l'échantillon désiré (3). La soudure est formée par une combinaison d'ultrasons et de pression. Le capillaire est éloigné de la surface (4) pour se diriger vers le deuxième contact, sur le porte-échantillon (5). Le fil est écrasé à la surface du contact (6), et finalement le capillaire est soulevé et le fil est coupé (7), suite à quoi le cycle recommence. Schéma adapté de [252]

La microsoudure comporte des risques pour les échantillons. C'est pourquoi un objectif du groupe Pioro-Ladrière et de ses collaborateurs est de développer des méthodes de connexions sans soudures, par exemple avec des interposeurs fonctionnant par contact direct. En attendant le développement de cette méthode, qui nécessite de changer l'arrangement des plots de contact lors du procédé de fabrication en plus de tester la performance des interposeurs aux températures cryogéniques, les microsoudures continuent d'être utilisées. Plusieurs précautions sont alors prises pour minimiser les risques de décharges électrostatiques et éviter la formation de courts-circuits. Le porte-échantillon est notamment mis à la terre pour que chaque nouvelle connexion soit automatiquement mise à la masse, et un ventilateur ionisant est souvent utilisé pour aider à décharger la pointe et le fil de la machine. Chaque soudure doit être faite de façon très prudente et bien planifiée pour minimiser les erreurs qui peuvent parfois rendre un ou plusieurs contacts inutilisables, de façon non-réversible, surtout quand les contacts sont très petits et rapprochés.

Aux contraintes liées à l'arrangement des contacts sur les dispositifs et à leur taille souvent aux limites de performance de la microsoudreuse s'ajoutent celles dues au design du porte-échantillon. L'accord entre l'emplacement des contacts du dispositif et du porte-échantillon n'est généralement pas idéal, ce qui oblige à faire passer des fils par-dessus d'autres, et donc à contrôler la courbure et l'orientation fine des fils (voir figure 2.6(b)). De plus, pour les fils utilisés pour connecter des lignes RF, la longueur des fils doit être minimisée pour augmenter la transmission du signal. Bref, en

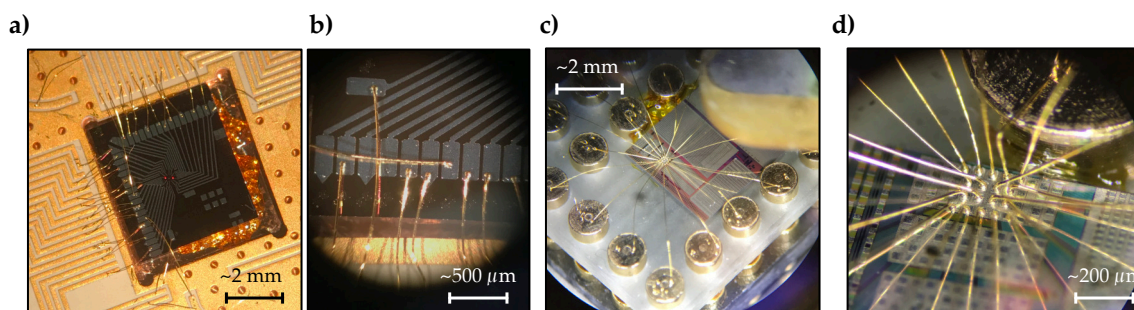


FIGURE 2.6 – (a) et (b) Exemples de microsoudures *ball* sur un dispositif de DBQ de Sandia. On remarque sur b) que la disposition des contacts de l'échantillon et du porte-échantillon oblige parfois à faire passer des fils par-dessus d'autres. (c) et (d) Exemples de microsoudures *ball* sur un dispositif de STMicro. Les contacts sont très rapprochés les uns des autres, et disposés en 3 ou 4 rangées, ce qui oblige à faire les soudures de l'extérieur en premier, vers les contacts internes du porte-échantillon, puis à faire les soudures de l'intérieur vers les contacts externes du porte-échantillon, autant que possible.

pratique, la connexion par microsoudures des dispositifs MOS et FD-SOI demande une préparation minutieuse et beaucoup d'expérience de la part de l'opérateur (voir figure 2.6(d)).

Une fois les microsoudures complétées, les dispositifs sont conservés dans une boîte remplie de mousse anti-statique. On s'assure également de toujours se mettre à la terre lors de la manipulation, avec des bracelets au poignet et à la cheville.

## 2.2.2 Circuit RF et mesures avec amplificateur synchrone

On discute maintenant des montages spécifiques aux expériences qui seront présentées dans les prochains chapitres, en débutant par le montage 1, qui permet de faire des mesures radio-fréquences ou des mesures synchrones au choix, et a ainsi permis de caractériser la performance du circuit RF en la comparant à celle du circuit synchrone [234]. Ce montage est utilisé pour les mesures réalisées avec le dispositif 1639 #1, une double boîte quantique MOS de design A1, soit une partie des mesures présentées au chapitre 3, celles du chapitre 4, et une partie de celles du chapitre 6.

La figure 2.7 montre le PCB utilisé dans ce montage (a), son circuit équivalent (b), le circuit complet de mesure (c), et le circuit de démodulation (d). Tous les détails du fonctionnement du circuit peuvent être trouvés dans la référence [234]. Ici, nous discuterons donc seulement des aspects les plus essentiels à la compréhension du circuit et des expériences.

Le dispositif sous étude est monté sur un porte-échantillon mâle à 19 plots, auquel il est connecté par microsoudures, de façon similaire au dispositif de STMicro à la figure 2.6(c). La partie mâle est installée sur la partie femelle du porte-échantillon qui est fixée au centre de l'endos du PCB (non visible sur la figure 2.7(a)). Le rôle du PCB est de combiner les signaux RF, AC et DC nécessaires au fonctionnement du dispositif et à sa caractérisation. Tel qu'illustré à la figure 2.7(b), le PCB amène le



signal d'excitation RF, via RF16, vers l'un des contacts ohmiques du SET du dispositif. Le SET est l'élément résistif du circuit de résonance RLC, qui comprend également l'inductance de 180 nH et la capacité variable de 2 à 10.5 pF. Le signal DC (DC16), qui sert à appliquer un biais DC sur le contact ohmique, est combiné au circuit résonant par un *bias-tee* LC. La capacité variable est alimentée par une tension DC via la ligne DC20, connectée au circuit résonant par un autre *bias-tee* LC.

La capacité parasite totale du PCB et de l'échantillon de boîte quantique a été estimée à environ 5 pF (en turquoise dans le circuit de la figure 2.7(b)). Le signal réfléchi par le circuit résonant retourne dans la ligne RF16, où un coupleur directionnel sépare le signal entrant et le signal sortant ( $V_{RF}$ ) sur leur lignes respectives. Une autre ligne, DC5, sert à appliquer/mesurer un signal sur le contact drain du SET. Toutes les autres lignes DC sont construites de la même façon, pour biaiser les grilles DC de l'échantillon, sauf les lignes 6, 8, et 14, sur lesquelles des signaux AC peuvent également être appliqués via des *bias-tee* RC. Ces lignes sont connectées à des grilles de l'échantillon qui seront utilisées pour l'application d'impulsions carrées dans les mesures de spectroscopie par impulsions (voir le chapitre 4).

La figure 2.7(c) montre le circuit complet pour ce montage, incluant les atténuations utilisées sur chaque ligne RF du cryostat et les appareils de mesure et de contrôle. Le AWG-5014C de Tektronix est un générateur de signal arbitraire avec un taux d'échantillonnage de 1.2 GHz, et est utilisé pour l'application d'impulsions de forme arbitraires sur les grilles de l'échantillon. Pour certaines expériences, le AWG-3390 de Keithley a plutôt été utilisé. Le module Bias-DAC (*Digital to Analog Converter*), conçu à l'Université de Technologie de Delft (TUDelft) permet d'appliquer jusqu'à 16 signaux DC de -4 à 4 V avec un très faible niveau de bruit, grâce au contrôle via fibre optique et à l'alimentation par batterie. Le module comprend également deux canaux avec amplificateur à isolation et atténuateurs pour l'application de petits signaux sur les contacts source et drain lors de mesures synchrones, et deux canaux avec convertisseur courant-voltage et amplificateurs à isolation pour la lecture. Une autre source DC a parfois été utilisée pour l'alimentation de la capacité variable en raison des voltages supérieurs à 4V souvent requis pour les grilles d'accumulation des réservoirs dans les dispositifs MOS.

Le signal RF pour l'excitation du circuit résonant est produit par le générateur de signal analogique micro-ondes N5183 de Keysight. Le signal passe par le circuit de démodulation avant d'entrer dans le frigo par la ligne RF 1, et passer dans un coupleur directionnel avant d'arriver à l'échantillon. Le signal réfléchi remonte par la ligne RF2 où il est amplifié, et passe dans le circuit de démodulation. Celui-ci multiplie le signal de la source et le signal réfléchi pour produire un signal DC correspondant à l'amplitude du signal réfléchi. Les détails de ses composantes et de son fonctionnement sont disponibles dans la référence [234]. Le signal résultant est mesuré soit par le convertisseur analogique vers digital AD-WIN II avec taux d'acquisition de 200 kHz, ou par l'oscilloscope rapide DSO-9254A de Keysight, dont le taux d'échantillonnage est de 20 GHz. Pour les mesures réalisées avec ce montage, toutes les données ont été acquises via l'interface FMA, codée en LabView.

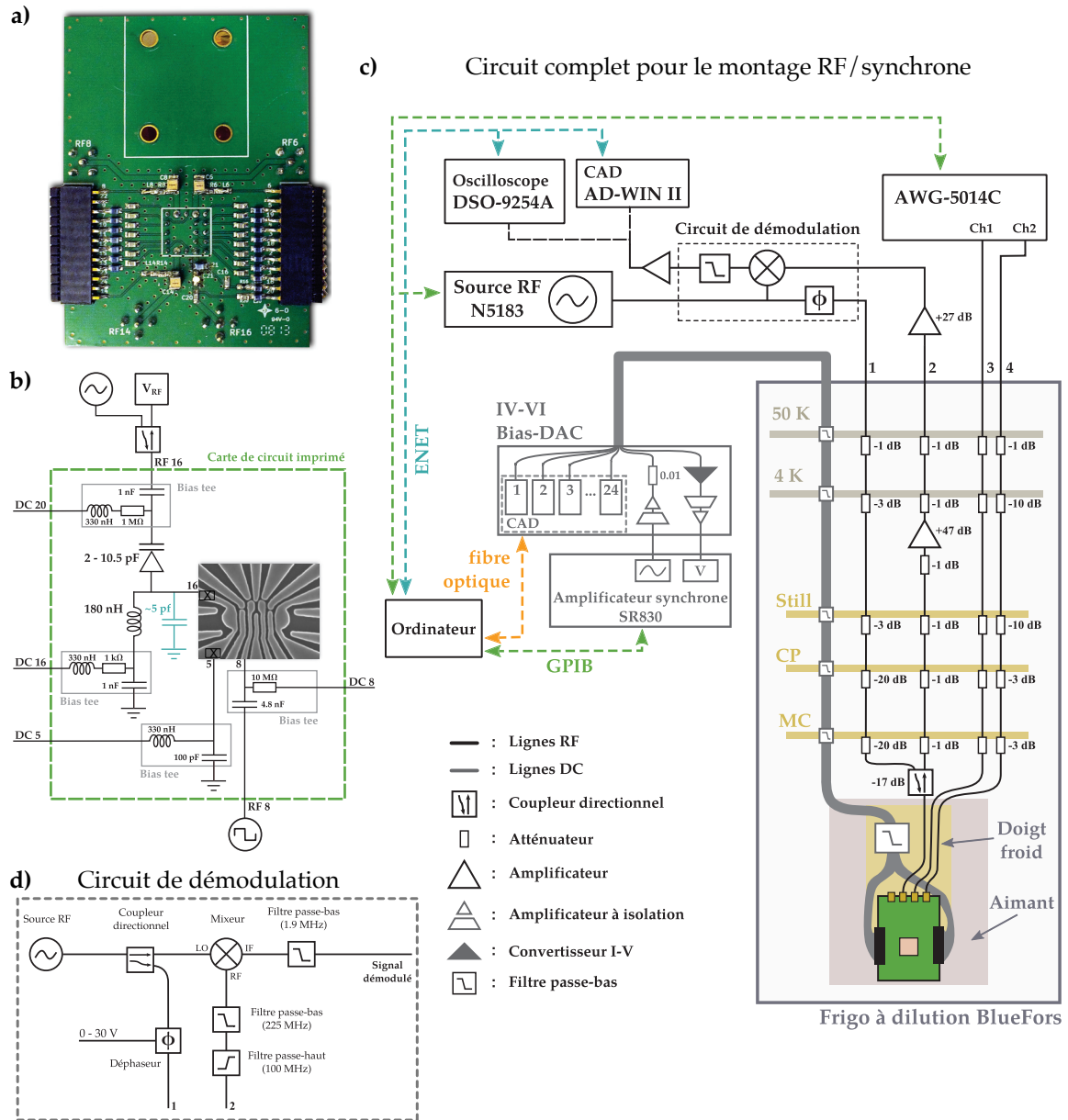


FIGURE 2.7 – (a) Photo du PCB utilisé pour les mesures RF. (b) Circuit équivalent du PCB. (c) Circuit complet de mesure pour les le montage RF/synchrone, incluant le câblage à l'intérieur du cryostat, les atténuations, les amplifications, et les filtres, ainsi que les instruments de mesure. (d) Schéma du circuit de démodulation. Une partie du signal RF est envoyée vers le mixeur, et une autre partie vers la ligne 1 (en direction de l'échantillon), et sa phase est ajustée *in-situ* par le déphaseur, alimenté par une source DC. Le signal en sortie du montage arrive par la ligne 2, et passe par un filtre passe-bas et un filtre passe-haut pour éliminer les contributions au bruit qui sont éloignées de la fréquence d'excitation. Le signal de sortie (RF) est ensuite combiné au signal d'excitation (LO) dans le mixeur. Le signal résultant (IF) a une amplitude DC correspondant à l'amplitude du signal réfléchi par l'échantillon. Le signal démodulé est finalement filtré puis envoyé vers l'appareil de mesure.

### 2.2.3 Circuit avec amplification par HBT

Certaines des mesures effectuées sur les dispositifs des séries 18xx et 21xx, de type A2, ont été réalisées en connectant un échantillon de type MOS à un HBT. Pour ce faire, différents types de PCBs ont été utilisés. Dans certains cas, le dispositif a été fixé à un PCB à 48 plots (figure 2.8(a)). Dans d'autre cas, le dispositif était monté sur un PCB plus complexe, incluant des contacts dédiés pour l'installation des HBTs, des ports RF, et des contacts pour les composantes nécessaires aux *bias-tee*. L'un de ceux-ci est le Omnetics 1439, fourni par nos collaborateurs des Sandia National Laboratories (figure 2.8(b)). L'autre instance sera désignée par l'appellation PCB *versatile* puisqu'il permet une grande flexibilité dans les types de dispositifs, de composantes, et de branchements possibles (figure 2.8(c)).

Les PCB *versatiles* ont été conçus en s'inspirant du design de PCB créé par Dany Lachance-Quirion pour ses dispositifs de résonateurs coplanaires [253]. Les mêmes règles de dessin ont été utilisées et les boîtiers de résonance déjà disponibles et certains connecteurs ont pu être réutilisés également. Les objectifs derrière la conception de ces nouveaux PCBs étaient de simplifier la procédure de micro-soudures pour améliorer le rendement des dispositifs, de minimiser la longueur des fils pour les contacts RF afin de maximiser la transmission, et de faciliter les connexions DC et AC au cryostat, en prévision de l'intégration de micro-aimants aux dispositifs de Sandia et des expériences de résonance de spin à venir. Un certain travail d'adaptation aux contraintes des boîtiers déjà existants (dans une optique de standardisation des montages utilisés au laboratoire) et connexions du design original des PCBs a dû être fait pour rendre celui-ci le plus compatible possible avec les dispositifs MOS de Sandia. Ainsi, 4 designs différents ont été réalisés, un pour chaque type de dispositif (1, 2, 3 et 4), incluant 38 lignes DC, 2 *bias-tee* avec chacun leur ligne RF, 2 HBTs, ainsi qu'une ligne haute fréquence pour la résonance de spin (voir figure 2.8(c)). Le PCB permet l'utilisation de deux types de résistances pour les *bias-tee* au besoin, et les lignes DC ont été arrangées de façon à être situées sur deux côtés adjacents des dispositifs de Sandia, afin de correspondre à l'arrangement des contacts sur les échantillons (voir figure 2.8(d)). Une petite quantité de PCBs ont également été produits sans *bias-tee* et avec 4 lignes RF au total. Les PCBs ont été manufacturés chez Printech Circuit Laboratories Limited, sur un substrat TMM10i de 0.015 pouces d'épaisseur, conçu pour les applications micro-ondes.

La figure 2.8(e) montre le montage après que le boîtier de résonance ait été vissé par dessus le PCB *versatile*. Celui-ci aide à favoriser la transmission des signaux à haute fréquence et permet de débrancher les câbles RF sans risquer d'arracher les connecteurs soudés au PCB. La figure 2.8(f) montre le montage une fois que le boîtier externe est rajouté. Celui-ci permet d'éviter d'endommager les connecteurs. On y voit deux connecteurs RF, avec les autres ouvertures bloquées par du ruban métallique. Les connecteurs DC sont montés sur place au laboratoire, à partir de morceaux de PCB sur lesquels on soude des câbles. Le connecteur est complété par un boîtier de résine machiné au département.



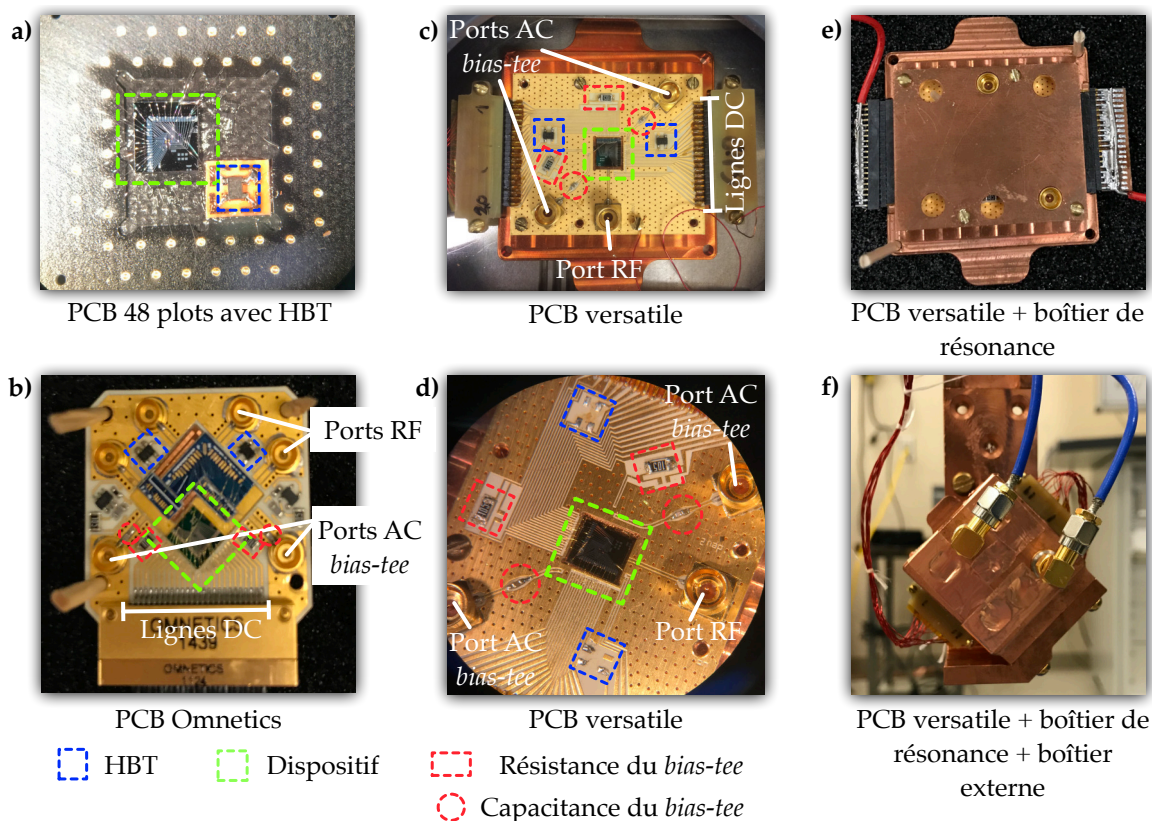


FIGURE 2.8 – (a) Dispositif MOS (encadré vert) installé sur un PCB 48 plots avec HBT (encadré bleu). Le HBT est installé sur un PCB imprimé au département. (b) Dispositif MOS (encadré vert) installé sur une PCB Omnetics 1439, fourni par Sandia National Laboratories. Ce PCB inclut des lignes DC et des ports RF pour l'application de signaux haute fréquence. Des HBTs (encadré bleu) sont aussi présents. La base du HBT est connectée au contact ohmique source du SET de l'échantillon. Deux *bias-tee* sont également présents sur ce PCB, en bas, à gauche et à droite. Les ports AC amènent le signal AC vers l'échantillon à travers une capacité placée sur la ligne à transmission (cercle rouge). Les lignes DC aux extrémités gauche et droite peuvent être utilisées pour combiner une partie DC au signal AC, en connectant la ligne par micro-soudure à la résistance (rectangle rouge), puis en combinant les lignes DC et AC par micro-soudure au contact voulu du dispositif. Le morceau de PCB bleu foncé sert à offrir plus de versatilité pour les connexions aux *bias-tee* et faciliter les micro-soudures en offrant des plots de connexions intermédiaires. (c) Dispositifs MOS (encadré vert) installé sur un PCB dit *versatile* conçu dans le cadre de cette thèse. Le PCB comprend deux HBTs (encadrés bleus), deux résistances (rectangles rouges), deux capacités (cercles rouges), et deux ports AC pour les *bias-tee* (lorsqu'applicable), de 1 à 4 ports RF (dépendant du design utilisé), et 38 lignes DC. Le PCB est vissé sur une plaque de cuivre, à laquelle est collé l'échantillon (avec du *GEvarnish*) pour une bonne conduction thermique. (d) Vue rapprochée d'un PCB *versatile*. On remarque les 4 contacts pour connecter les HBTs, ainsi que les deux types de paires de contacts pour les résistances des *bias-tee*, permettant d'installer des résistances de différentes dimensions, ou même de faire un arrangement en parallèle personnalisé. (e) PCB *versatile* avec boîtier 1 vissé au PCB. (f) PCB *versatile* monté au doigt froid du BlueFors 1. Le boîtier 2 est installé par dessus le boîtier 1, et vissé à la plaque de cuivre postérieure. Le boîtier 2 est ensuite vissé à l'adaptateur incliné, qui est attaché au doigt froid. L'adaptateur est incliné dans ce cas-ci pour aligner le champ magnétique avec des directions cristallines spécifiques pour certaines expériences de formation de qubit spin-orbite [49]. Les câbles rouges transportent les signaux DC, et les câbles bleus les signaux AC.

La figure 2.9 montre un schéma du circuit complet pour les mesures avec les PCBs mentionnés ci-haut dans le cryostat BlueFors 1. La majorité des signaux sont appliqués et lus par le système Nanonis Tramea [254], qui est une plateforme de contrôle et de mesure comprenant 2 modules de contrôle pour un total de 16 canaux d'entrée et 16 canaux de sortie. Des amplificateurs synchrones sont intégrés à chaque canaux d'entrée, et le signal d'excitation peut être appliqué à un canal de sortie au choix lorsque désiré. Plusieurs autres instruments sont intégrés au système pour offrir une capacité accrue de traitement des données (analyseur de spectre, oscilloscope, etc). Nanonis est géré par son propre logiciel d'acquisition de données, mais peut aussi être accédé via Labber [255], le logiciel d'acquisition de données principal au laboratoire, qui permet de réaliser des mesures avec plusieurs instruments et de les synchroniser.

## 2.2.4 Circuit de mesure pour les transistors industriels

Les échantillons de type FD-SOI, dont l'analyse sera exposée au chapitre 6, ont jusqu'à maintenant été étudiés principalement en transport DC ou en conductance différentielle, sans amplificateur cryogénique ou autre. Les signaux sont appliqués et lus par des unités source-mesure (SMU), ou par les canaux du module Nanonis (avec modulateur et démodulateur intégrés) ou d'un amplificateur synchrone SR830. L'échantillon est monté sur un porte-échantillon à 19 contacts. Pour les mesures en fonction de la température, deux échantillons à la fois peuvent être installés dans le VTI Janis, comme le montre la photo à la figure 2.10(a) et (b). Dans ce cas le seul filtrage du signal provient des câbles coaxiaux et des boîtes de connexions qui comprennent des filtres Pi. Pour les mesures à 8 mK, on peut également mesurer deux échantillons pendant le même refroidissement, en utilisant les adaptateurs adéquats pour les fixer et les brancher (voir figure 2.10(c)). Les filtres RC et/ou à poudre et/ou les câbles thermocoaxiaux habituels sont alors utilisés, de façon similaire au circuit de mesure pour les PCB avec HBTs (figure 2.9).

## 2.3 Méthode de caractérisation d'un dispositif métal-oxyde-semiconducteur

Au fil des expériences des dernières années, un processus de caractérisation initiale des dispositifs de type MOS a été développé. Il vise à vérifier l'intégrité d'un dispositif et acquérir l'information de base sur son fonctionnement pour pouvoir par la suite former une ou des boîtes quantiques et réaliser des expériences plus poussées. Les étapes, que nous décrivons dans la section qui suit, sont : (1) les tests de fuites et de continuité; (2) l'activation et la caractérisation du SET et/ou du HBT selon le cas; (3) la vérification du levier des grilles. Nous ne discuterons pas ici des méthodes d'optimisation du régime d'opération du circuit RF, puisqu'elles sont bien décrites dans la référence [234].

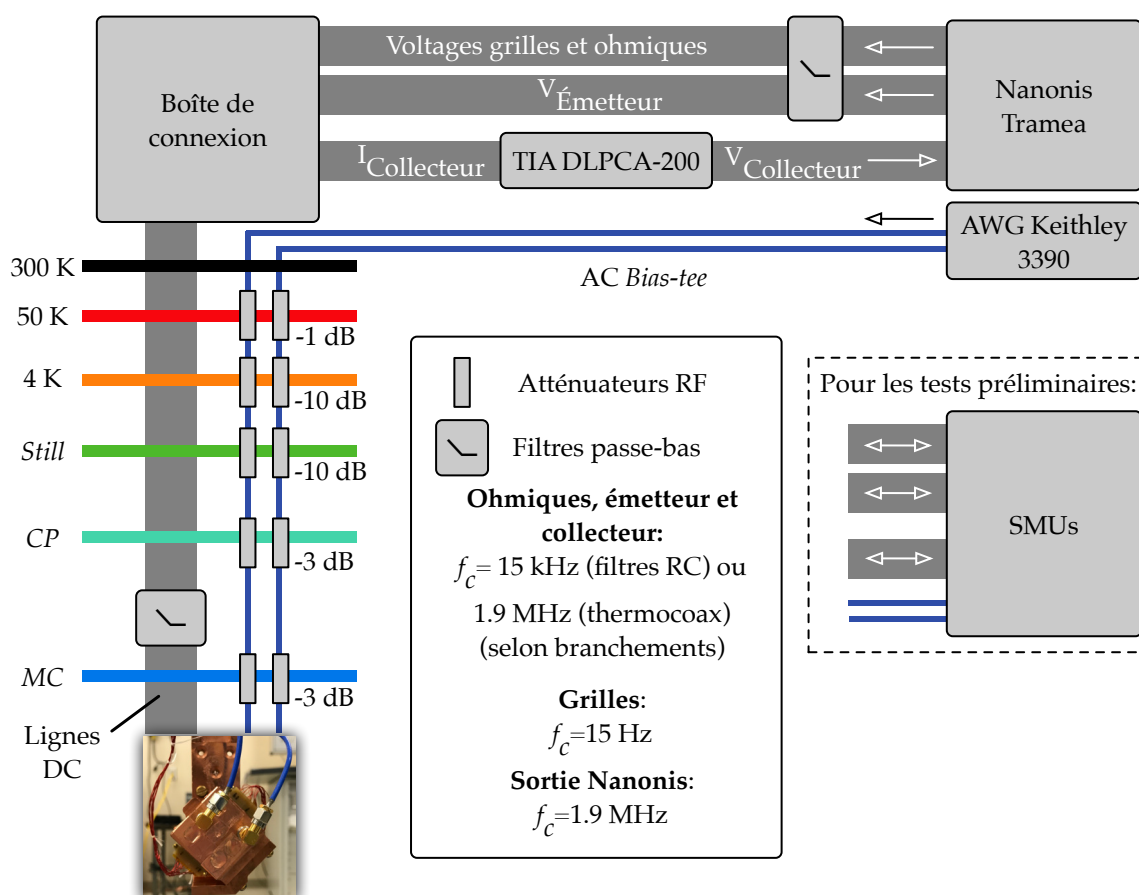


FIGURE 2.9 – Circuit de mesure complet pour les expériences sur dispositif MOS avec amplification par HBT et *bias-tee*. Les flèches indiquent la direction du signal (*input* vs *output*). Les lignes DC sont filtrées par des composants différentes et donc avec des fréquences de coupure différentes selon la nature du signal et les contraintes de branchement (voir encadré). Les signaux sortant de la plateforme Nanonis Tramea sont également filtrés. Le courant en sortie du collecteur du HBT est amplifié (gain choisi entre  $10^6$  et  $10^8$ ) et converti en voltage par l'amplificateur à transimpédance (TIA), permettant au signal d'être lu par un port d'entrée du Nanonis. Les impulsions sont appliquées par le générateur de signal arbitraire (AWG) Keithley 3390. Pour les mesures préliminaires, telles que les mesures de fuite et de continuité, les signaux sont plutôt appliqués et lus par un ou des unités sources-mesures (SMUs), qui permettent d'appliquer et de lire un signal sur un même port. Enfin, des atténuateurs RF sont installés à chaque étage du cryostat sur les lignes AC.

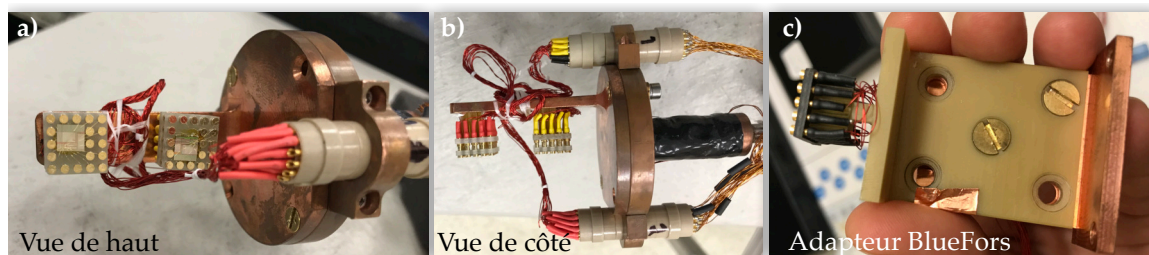


FIGURE 2.10 – Photo du montage utilisé pour la caractérisation des échantillons FDSOI dans le VTI Janis, (a) vue de haut, et (b) vue de côté. (c) Adapteur utilisé pour le montage d’un échantillon FDSOI au doigt froid du cryostat BlueFors 1. Un deuxième échantillon peut-être installé sur la plaque de la chambre à mélange avec un adapteur similaire.

### 2.3.1 Tests de fuites et continuité

La première étape de caractérisation d’un échantillon consiste à vérifier les fuites entre les contacts et la continuité des grilles et des canaux de conduction. On mesure donc la résistance vers la masse de chaque grille ou contact ohmique, et on s’assure que le courant est sous un seuil acceptable (dépendant du dispositif, du montage expérimental, et de la température). Cela permet de savoir s’il existe des courts-circuits entre certains contacts, et à quel endroit (au niveau de la nanostructure, des micro-soudures, ou parfois du porte-échantillon), dépendant de la résistance mesurée. Ces mesures de fuites peuvent être réalisées à température pièce sous pointes, avant de faire les micro-soudures, mais elles sont toujours effectuées de nouveau à froid. En effet, particulièrement pour les dispositifs MOS avec oxyde ALD supplémentaire (voir la section 1.3.3), les courants de fuites au-dessus du seuil acceptable à température ambiante (500 pA à 300 mV pour les fuites grille-ohmique, et 200 pA à 1 V pour les fuites grilles-grilles) disparaissent presque complètement à basse température. Par exemple, pour le dispositif 2135 dev 4, comportant une couche de 60 nm de ALD, les 20 fuites grille-ohmiques et 18 des 20 fuites grilles-grilles présentes à température ambiante disparaissent à 8 mK. Pour les dispositifs sans ALD, la moyenne de 0.2 fuite grille-ohmique et 0.2 fuite grille-grille par dispositif est généralement constante en température. Les fuites observées pour les dispositifs avec ALD sont attribuées à une mauvaise qualité de l’oxyde supplémentaire.

En pratique, à froid, le courant de fuite des grilles est d’abord mesuré sur une petite plage de voltage (-10 mV à 10 mV) pour s’assurer qu’il n’y a pas de court-circuit majeur, auquel cas le courant résultant pourrait causer des dommages additionnels à un dispositif encore potentiellement utilisable. Ensuite le courant de fuite est mesuré sur la plage d’utilisation typique de la grille, indiquant la plage d’utilisation effective, avec une limite de sécurité de 1 nA. Comme illustré à la figure 2.9, le circuit de mesure pour les tests de fuite et de continuité est le même que pour le reste des mesures, si ce n’est que les signaux sont appliqués et mesurés par un SMU. Selon les appareils disponibles, les SMU E5281B contrôlés par l’unité centrale E5270B (de Keysight, auparavant Agilent) ou le SMU Keithley 2400 ont été utilisés.

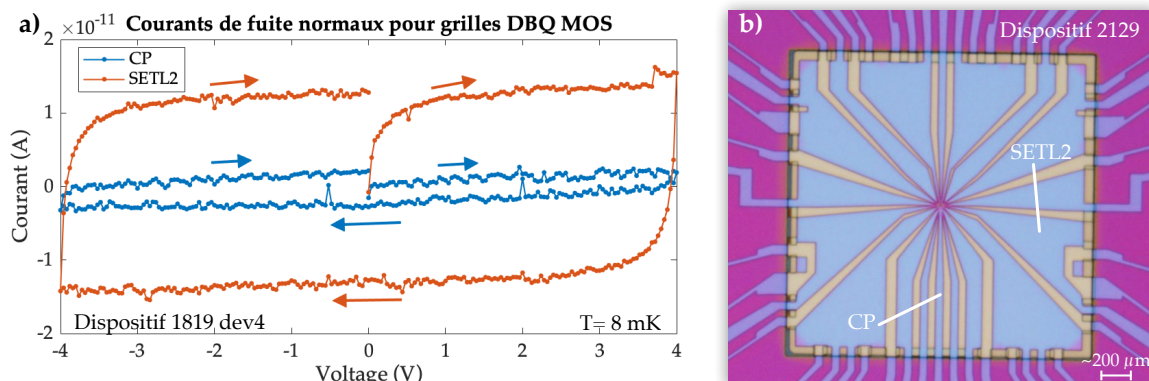


FIGURE 2.11 – (a) Courants de fuite normaux pour deux grilles d'un dispositif de double boîte quantique MOS à 8 mK. Les flèches indiquent les directions de balayage. Chacune des grilles est connectée au filtre à poudre et à la même boîte de connexion. (b) Photographie par microscope optique de la fenêtre d'ouverture de l'oxyde pour un dispositif de double boîte quantique MOS, prise après l'étape de gravure du polysilicium. Le polysilicium apparaît en bleu sur l'image, et l'oxyde sous-jacent en jaune. Le dispositif 2129 est de type A2.

Un exemple de courant de fuite normal pour des grilles dans un dispositif de type MOS est illustré à la figure 2.11(a). À 8 mK, on s'attend à des courants de fuite en-dessous de 100 pA à 4 V, mais l'amplitude peut varier fortement dépendant des composantes capacitives liées au circuit de branchement et à la taille de la grille. C'est ce qu'on remarque à la figure 2.11(a), où la grille SETL2, qui occupe une superficie environ 5 fois plus grande que CP dans la fenêtre d'ouverture de l'oxyde (voir figure 2.11(b)), présente un courant de fuite plus élevé, avec un comportement capacitif bien visible. Pour un contact ohmique avec le même circuit de branchement, les fuites normales sont inférieures à 500 fA à 1 mV. Si une fuite est détectée sur une grille ou un contact ohmique, la mesure est répétée en mettant des contacts avoisinants flottants, pour tenter d'isoler l'origine de la fuite. Une fuite n'est pas toujours problématique, par exemple si elle se fait via un autre contact qui peut être mis flottant sans compromettre le fonctionnement du dispositif.

Pour certaines grilles qui possèdent plusieurs points de branchement possibles, par exemple la grille d'accumulation du SET, on vérifie la continuité en appliquant un faible voltage (-10 mV à 10 mV environ) sur une extrémité de la grille, avec l'autre extrémité mise à la terre. La résistance attendue est d'environ 50 à 100 kΩ. Si une résistance de plusieurs MΩ ou plus est obtenue, après avoir vérifié que ce n'est pas dû à un mauvais contact en répétant avec les autres contacts de la grille disponibles, on suppose que la grille n'est pas continue. Dans ce cas, il reste possible d'utiliser le SET si celui-ci est discontinu en un seul endroit, en appliquant la tension aux deux bouts de la grille. On peut alors vérifier qu'il y a accumulation en mesurant l'effet du voltage appliqué sur la résistance entre les contacts ohmiques du SET. Celle-ci devrait alors diminuer jusqu'à quelques dizaines de kΩ ou moins aux températures cryogéniques. Cependant, il s'agit d'une instance rare, et une discontinuité signifie généralement que le SET en question ne sera pas utilisable. Un des deux SETs est discontinu dans un dispositif sur 3 en moyenne (séries 18xx et 21xx).



### 2.3.2 Activation et caractérisation du détecteur de charge

Une fois les mesures de fuites et de continuité terminées et indiquant un dispositif potentiellement fonctionnel, le SET est activé afin de vérifier qu'il peut être utilisé dans des régimes adéquats de détection de charge. La formation initiale du SET est aussi importante pour vérifier les fonctionnalités du dispositif, avant même de tenter de former une boîte quantique : le SET servira à vérifier l'effet des différentes grilles et confirmer qu'elles fonctionnent comme prévu.

Dans le cas où on utilise un HBT pour amplifier le signal du SET, il faut d'abord activer celui-ci puis optimiser le gain pour avoir une amplification suffisante sans créer de dissipation de chaleur qui réchaufferait le dispositif et le cryostat. Comme expliqué précédemment, la base du HBT est connectée à un des contacts ohmiques du SET, par exemple la source. Le contact ohmique drain est pour sa part mis à la masse. Le voltage appliqué sur l'émetteur,  $V_E$ , induit une tension  $V_B$  à la base, et donc un biais source-drain pour le SET. Le voltage  $V_E$  dicte le gain  $I_C/I_B$ , soit le ratio des courant à travers le collecteur et la base, respectivement. Les étapes d'activation du SET sont les suivantes :

1. Le courant dans le collecteur est mesuré en fonction du voltage appliqué sur TSET (de 0 à 4V) pour  $V_E = 0$  V. Cela permet de vérifier qu'il n'y a pas de fuite au niveau du HBT. On s'attend à cette étape à ne mesurer aucun courant dans le collecteur.
2. On fixe  $V_{TSET} = 4$  V. Dans ce régime, le canal du SET devrait être complètement ouvert, avec une résistance de l'ordre de 10 k $\Omega$  au plus. On mesure alors  $I_C$  en fonction de  $V_E$ , de 0 à -1.1V (au plus). Le résultat attendu est la courbe caractéristique d'amplification du courant en fonction de  $V_E$ , telle qu'illustrée à la figure 2.12(a).
3. On mesure des courbes d'accumulation du SET, c'est-à-dire  $I_C$  en fonction de  $V_{TSET}$ , pour différentes valeurs de  $V_E$  autour de la valeur attendue d'après la caractérisation initiale en température du HBT seul, comme à la figure 2.12(b). Pour la majorité des dispositifs à grilles d'accumulation séparées MOS étudiées avec ce circuit de mesure, le courant augmente significativement à partir de 2.4-2.5 V environ. Étant donné la forme de TSET, un ou plusieurs îlots d'électrons et leurs barrières de potentiel associées vont naturellement se former à partir d'un certain voltage appliquée sur celle-ci. C'est pourquoi on peut observer déjà des pics de conductance accrue, même sans l'aide des grilles latérales.
4. On répète ces courbes d'accumulation à différentes valeurs de  $V_E$  en diminuant graduellement le voltage sur les grilles latérales du SET, jusqu'à ce qu'on observe des oscillations de Coulomb. Généralement, - 0.3 à - 0.5 V sur les 4 grilles est suffisant pour y arriver, comme on peut le voir à la figure 2.12(c). Il n'est pas nécessaire à cette étape d'avoir des oscillations de Coulomb optimisée pour la détection de charge.

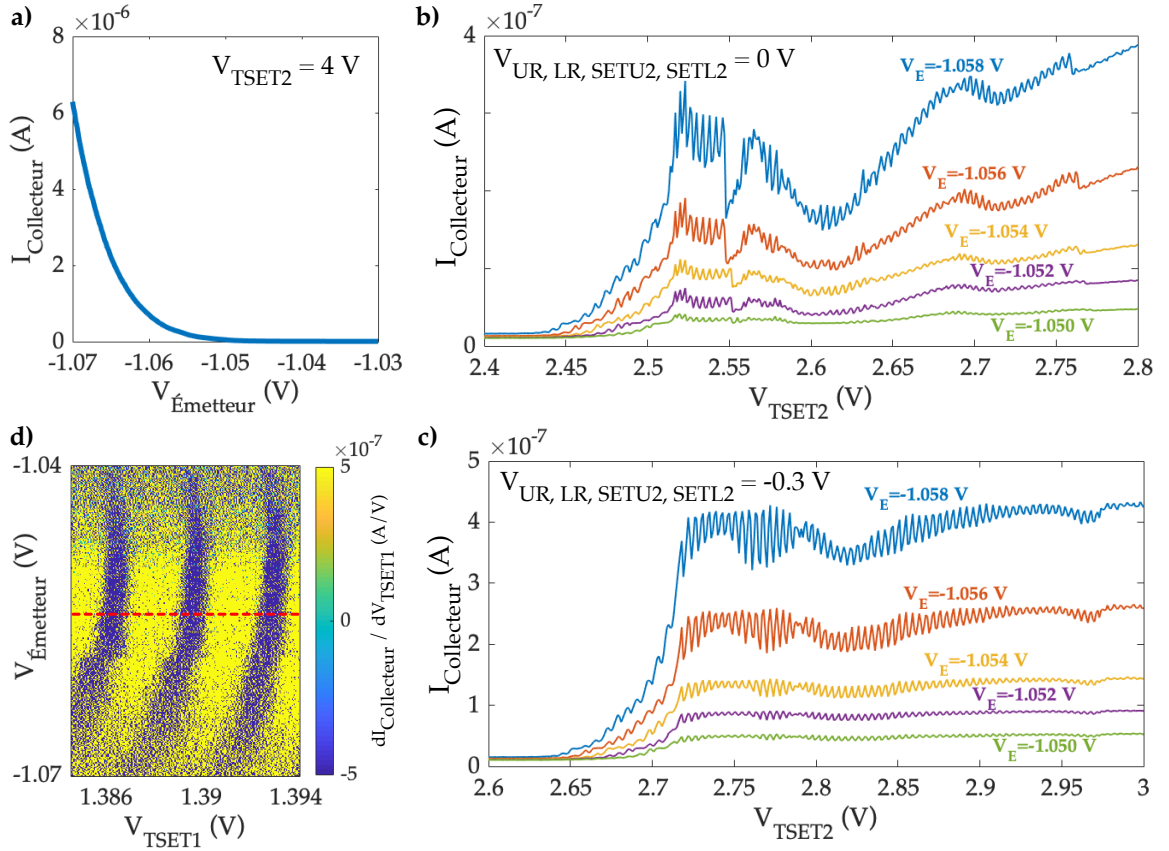


FIGURE 2.12 – (a) Courant dans le collecteur ( $I_C$ ) du HBT en fonction du voltage appliqué sur l'émetteur ( $V_E$ ) pour  $V_{\text{TSET2}} = 4$  V. (b) Courbes d'accumulation du SET pour différentes valeurs de  $V_E$ , avec toutes les grilles de confinement (UR, LR, SETU2, SETL2) à 0 V. (c) Courbes d'accumulation du SET pour différentes valeurs de  $V_E$ , avec les grilles de confinement à -0.3 V. (d) Effet de  $V_E$  sur les oscillations de Coulomb du SET. La ligne pointillée indique le  $V_E$  maximal permis pour éviter une dissipation de chaleur importante, se traduisant par une dérive du courant et un élargissement des pics de Coulomb. Dans ce cas-ci,  $V_{E_{\text{max}}} = -1.053$  V. Mesures (a), (b), et (c) acquises sur le dispositif 2130 #3, à une température de 8 mK au niveau de la chambre à mélange du cryostat. Mesure (d) acquise sur le dispositif 2136 #1, à une température de 10 mK au niveau de la chambre à mélange.

5. En cadrant en  $V_{TSET}$  3 à 5 oscillations de Coulomb bien visibles, on vérifie l'effet de petites variations de  $V_E$ , en commençant par la plus petite valeur absolue. Une haute résolution est privilégiée à cette étape. Lorsqu'un élargissement des pics et/ou une dérive du courant est observée, comme à la figure 2.12(d), cela indique que la dissipation de chaleur due au courant circulant dans le collecteur est trop importante, et que l'on commence à réchauffer l'échantillon. Cette étape permet donc de trouver le point d'amplification maximal du HBT, et de fixer  $V_E$  pour la suite. On remarque parfois à cette étape que certaines valeurs très précises de  $V_E$  sont associées à des régions de bruit élevé. Il faut alors parfois compromettre l'amplification maximale pour éviter ces zones bruyantes.
6. Dans le régime  $V_E = V_{E_{max}}$  trouvé à l'étape 5, on cherche maintenant un régime approprié pour vérifier le levier des grilles du dispositif. Pour ce faire, on trace un ou plusieurs diagrammes de stabilité autour des valeurs de grilles de confinement trouvées précédemment, et pour une valeur de TSET produisant des pics de Coulomb d'une amplitude élevée. Les critères recherchés sont ainsi un rapport hauteur du pic sur signal de base élevé (10% ou plus), et une constance dans la hauteur et la largeur des oscillations sur une large plage de potentiels de grilles typiques. À moins de zones particulièrement bruyantes, un régime approprié est généralement trouvé rapidement. Un exemple de diagramme de stabilité présentant des caractéristiques appropriées est illustré à la figure 2.13(a). Pour les mesures des leviers des grilles du dispositif, que l'on poussera vers les valeurs négatives, le point de départ choisi serait le point A. Pour les mesures d'accumulation des réservoirs et des boîtes quantiques, où on appliquera des voltages fortement positifs sur plusieurs grilles, on choisira plutôt le point B comme point de départ. Dans les deux cas, l'objectif est de maintenir des oscillations régulières lors de la mesure.

Le SET est maintenant prêt à être utilisé pour la caractérisation du dispositif. À ce point, le régime choisi devrait permettre de détecter des transitions de charges dues à la boîte quantique. Un ajustement très fin de  $V_{TSET}$ , sur une plage de quelques millivolts, sera parfois nécessaire plus tard pour optimiser les oscillations pour la détection de charge.

Dans le cas d'un SET mesuré par amplification synchrone avec une excitation de 100-200  $\mu V$ , sans HBT, la procédure est similaire mais simplifiée. La tension de seuil pour la grille TSET (lorsque le SET commence à conduire le courant) est typiquement autour de 1.2 V. Un arrangement typique de voltages pour des oscillations de Coulomb régulières lors de mesures synchrones, lorsque toutes les grilles sont complètes et que les autres grilles du dispositif ne sont pas encore activées, est  $V_{TSET} = 2$  V,  $V_{SETU} = -0.5$  à  $-1$  V,  $V_{SETL} = -0.5$  à  $-1$  V,  $V_{UL(UR)} = -0.5$  à  $-1$  V,  $V_{LL(LR)} = -1$  à  $-1.5$  V. Les détails dépendent des dimensions et des espacements entre les grilles, c'est-à-dire si l'échantillon provient de la série 16xx (type A1) ou de la série 18xx-21xx (type A2).



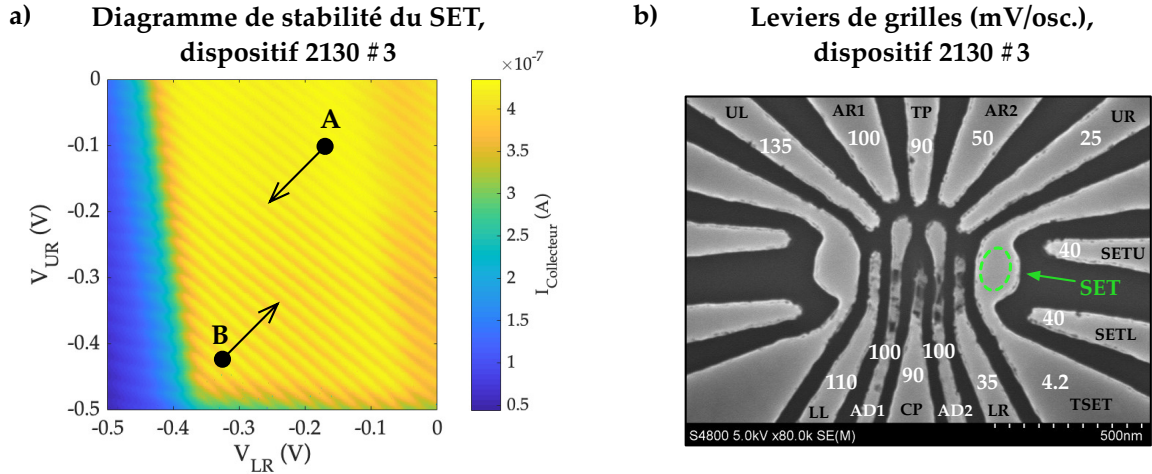


FIGURE 2.13 – (a) Exemple de diagramme de stabilité du SET, en fonction des grilles LR et UR pour le dispositif 2130 #3, de type A2. Dans ce régime,  $V_{TSET}=2.79$  V,  $V_{SETU} = V_{SETL}=-0.5$  V). Le point A indique un exemple de point de départ qui serait choisi pour les tests de leviers des grilles. Le point B montre un exemple d'un point de départ qui serait choisi pour les tests d'accumulation (voir chapitre 3). (b) Leviers de grilles sur le SET de droite, pour le dispositif 2130 #3, mais calculés en mV/oscillation. Ainsi un fort levier correspond à un petit chiffre sur cette image. L'image SEM d'un dispositif de la puce 2130 à l'arrière-plan montre les discontinuités présentes dans certaines grilles.

### 2.3.3 Vérification du fonctionnement des grilles

Une fois qu'un régime intéressant pour le détecteur de charge a été identifié, on utilise celui-ci pour vérifier l'intégrité des autres grilles du dispositif. Cela consiste à estimer les bras de levier en énergie de chaque grille sur le SET, et à s'assurer que les valeurs trouvées sont en accord avec les mesures standards. En effet, plus une grille est éloignée du SET, plus son levier sur celui-ci, évalué par le déplacement qu'elle induit sur ses pics de Coulomb, devrait être faible. Ceci est valide au premier ordre, puisque l'orientation et la dimension des grilles peut mener à des variations. Si deux SETs sont utilisables sur un même dispositif, à gauche et à droite, il est même possible de répéter la procédure pour chacun des détecteurs, ce qui donnera encore plus de confiance dans les conclusions tirées sur l'intégrité des grilles. Cette vérification devrait être faite dès le début de la caractérisation, avant de perdre trop de temps à essayer de former des boîtes quantiques avec un dispositif dont les grilles sont brisées.

Pour faciliter la mesure, on utilisera le nombre de mV par oscillation de Coulomb comme quantité à comparer. Ainsi, plus le nombre de mV par oscillation est petit, plus le levier de la grille est grand. On mesure d'abord cette quantité pour la grille de déplétion du SET qui devrait avoir le plus fort levier sur les pics de Coulomb. Ce résultat sera notre référence pour comparer les leviers des autres grilles. Ensuite, en partant des mêmes coordonnées en voltage, chaque grille est balayée vers les voltages négatifs. À la figure 2.13(b), on montre les quantités obtenues pour le dispositif 2130 #3. On remarque que les leviers tendent à diminuer lorsqu'une grille est plus éloignée du SET, c'est-à-dire

que la quantité nombre de mV / oscillation augmente, tel qu'attendu. Il y a toutefois certaines anomalies. En particulier, les leviers de AD1 et de AD2 sur le SET2 sont à peu près égaux, alors que le levier de AD2 devrait être beaucoup plus grand que celui de AD1, et certainement plus grand que celui de CP. Cela suggère fortement que la grille AD2 est trop courte. Les images SEM des dispositifs de la puce 2130 (en arrière-plan à la figure 2.13(b)) appuient cette hypothèse. En effet, un problème de dosage en énergie du faisceau d'électrons ou de développement chimique lors de la fabrication des grilles de polysilicium a créé des discontinuités dans celles-ci qui sont en accord avec les anomalies de bras de levier observées.

Une fois les tests initiaux passés avec succès, le dispositif de boîte quantique peut être amené dans un régime adéquat de confinement pour former un réservoir sous AR, une boîte quantique sous AD, et détecter les transitions de charge dans cette dernière à l'aide d'un diagramme de stabilité. Le résultat est présenté au chapitre suivant.

## Chapitre 3

# Structure à grilles d'accumulation séparées : particularités, confinement et contrôle des vallées

Ce chapitre révèle les particularités du fonctionnement de la structure à grilles d'accumulation séparées telles qu'observées dans trois variantes de la géométrie, représentées par les trois dispositifs présentés à la section 1.3.3, les dispositifs métal-oxyde-semiconducteur (MOS) à double boîte quantique, A1 et A2, et à simple boîte quantique, B. Le fonctionnement des dispositifs de type A1 et A2, avec un seul réservoir par boîte quantique, est d'abord survolé à la section 3.1, à l'aide d'une revue des résultats de simulations numériques et des particularités du diagramme de stabilité. Ensuite, à la section 3.2, l'atteinte du régime à électron unique est démontrée à l'aide de mesures de magnéto spectroscopie. Les particularités du confinement électrostatique dans les dispositifs A1 et A2 sont étudiés à la section 3.4. Une étude similaire du diagramme de stabilité et du confinement est faite par la suite pour le dispositif B, équipé de deux réservoirs en série avec la boîte quantique, à la section 3.4. Par la suite, le contrôle de la séparation de vallée est démontré à la section 3.5. Enfin, la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées, en termes de qualité du confinement et du degré de contrôle de la séparation de vallée, est comparée à celles de dispositifs à grille de contrôle dédiée pour la barrière réservoir-boîte quantique. L'impact des résultats est discuté à la section 3.6.

**Contributions :** Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus d'une collaboration étroite entre l'équipe de l'Université de Sherbrooke et celle des Sandia National Laboratories. Les dispositifs MOS à double boîte quantique (A1 et A2) ont été conçus en collaboration par les deux équipes. Les dispositifs MOS à une seule boîte quantique (B) ont été conçus par l'équipe SNL. Les dispositifs ont tous été fabriqués aux SNL. Les données de simulation QCAD (Quantum Computer Aided Design) ont été obtenues par Matthew J. Curry (M.J. C., Sandia National Laboratories). Le choix

des paramètres de simulations ainsi que l'analyse et l'interprétation des résultats ont été effectués par Sophie Rochette (S. R., UdeS). Les données expérimentales recueillies sur les dispositifs MOS à double boîte quantique (A1 et A2) ont été réalisées par S. R.. Celles recueillies sur le dispositif MOS à une seule boîte quantique (B) ont été obtenues par Martin Rudolph (M. R., SNL). L'analyse des résultats et leur interprétation sont un travail conjoint entre les équipes UdeS et SNL.

### 3.1 Fonctionnement des dispositifs

---

L'objectif de cette section est de donner un aperçu des particularités du fonctionnement des dispositifs A1 et A2. Il s'agit de doubles boîtes quantiques avec un seul réservoir par boîte, qui sont opérées ici dans un régime à simple boîte quantique, en regardant un seul côté du dispositif à la fois.

#### 3.1.1 Profils de confinement simulés

Nous débutons l'étude des dispositifs à grilles d'accumulation séparées par une exploration des profils de confinement produits par la structure dans des régimes d'opération typiques, à l'aide de simulations numériques. Celles-ci sont produites par l'outil QCAD (*Quantum Computer Aided Design*) développé aux Sandia National Laboratories [256]<sup>1</sup>.

QCAD est utilisé pour modéliser des dispositifs quantiques en trois dimensions, tels que les boîtes quantiques. Il s'agit d'un simulateur à éléments finis qui offre une convergence supérieure même à des températures approchant le zéro Kelvin, une tâche typiquement complexe en raisons de la dominance des effets quantiques et de l'ionisation incomplète des donneurs [256]. Il permet de considérer les effets de confinement quantique en 3D dans des dispositifs aux géométries complexes, et notamment d'obtenir les profils de bande de conduction et de densité électronique, en plus des capacités entre une boîte quantique et une grille de contrôle [256].

Les résultats de simulation présentés dans cette thèse ont été obtenus en utilisant le modèle semi-classique Thomas-Fermi [257, 258, 259, 260]. La zone critique du dispositif A1 (environ 1500 nm par 1200 nm) est modélisée, tel qu'illustré à la figure 3.1(a). Dans la direction  $z$ , la structure inclut les grilles de polysilicium de 200 nm d'épaisseur, et un oxyde de champ  $\text{SiO}_2$  d'environ 100 nm par-dessus celles-ci. Un oxyde de grille de 35 nm se trouve sous les grilles, suivi du substrat de silicium d'environ un micron d'épaisseur. Les charges sont contraintes à une zone "quantique" de 50 nm d'épaisseur, à l'interface substrat/oxyde de grille (région en jaune ocre). Un maillage grossier est utilisé pour les grilles, alors qu'un maillage fin, avec des points séparés de quelques nanomètres seulement, est utilisé pour la région quantique du G2DE. La température de simulation est de 200 mK. Les voltages de grilles utilisés correspondent à un régime expérimental où la boîte quantique de

---

1. Les simulations ont été réalisées par Matthew J. Curry, des Sandia National Laboratories, dans le cadre de cette collaboration. Le choix des paramètres de simulations, l'analyse des données et leur interprétation ont été effectués par Sophie Rochette.

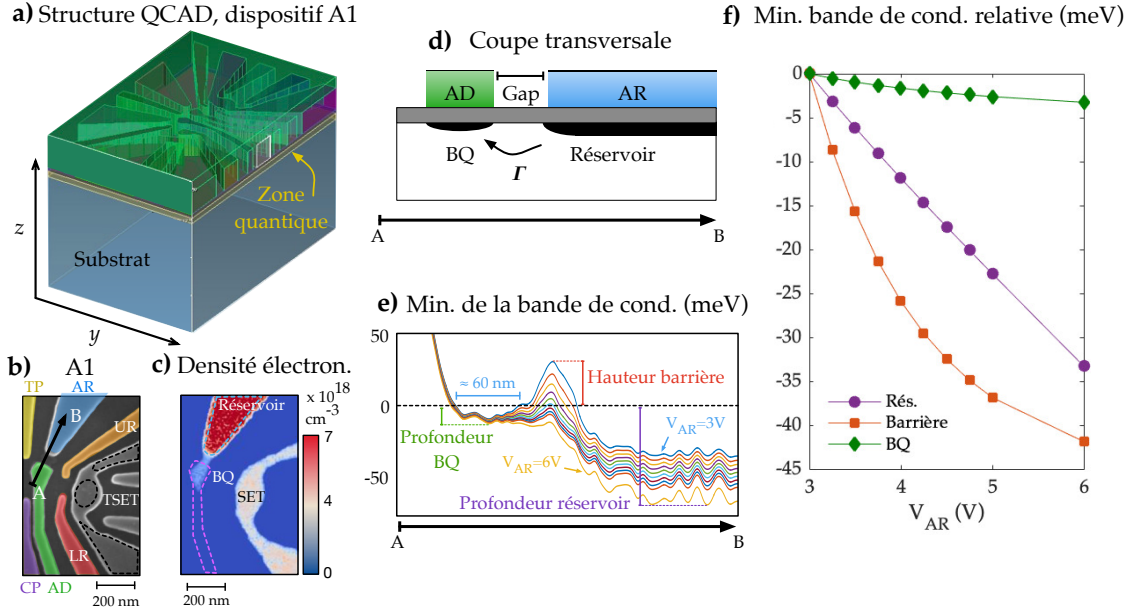


FIGURE 3.1 – (a) Illustration de la structure 3D simulée dans QCAD pour modéliser le dispositif A1. (b) Image SEM de la partie de droite du dispositif A1. AR est la grille d’accumulation du réservoir, et AD est la grille d’accumulation de la boîte quantique. Les grilles latérales servent au confinement, et la grille continue à droite forme le SET pour la détection de charge, représenté par l’îlot noir pointillé. (c) Densité électronique à l’interface Si/SiO<sub>2</sub> d’après les simulations QCAD. Les voltages utilisés sont :  $V_{AR2} = 4$  V,  $V_{AD2} = 1.75$  V,  $V_{AR1} = 7$  V,  $V_{AD1} = 0.98$  V,  $V_{CP} = -1$  V,  $V_{TP} = -1$  V,  $V_{LL} = -3$  V,  $V_{LR} = -3$  V,  $V_{UL} = -1$  V,  $V_{UR} = -1$  V,  $V_{TSET} = 2.59$  V,  $V_{SETU} = -2.32$  V,  $V_{SETL} = -2.06$  V,  $V_{TQPC} = 0$  V,  $V_{gQPC} = 0$  V. (d) Schéma d’une coupe transversale le long de la flèche noire A→B de (c). (e) Profil du minima de la bande de conduction le long de la même flèche, pour un voltage  $V_{AR} = [3, 5]$  V avec des incréments de 0.25 V, et à 6 V, avec tous les autres voltages gardés constants. Le niveau de Fermi est défini à 0 meV. (f) Profondeurs du réservoir et de la boîte quantique et hauteur de la barrière relativement à leur valeur à  $V_{AR} = 3$  V, en fonction de  $V_{AR}$ , pour les profils présentés en (e).

droite contient un estimé de  $\sim 20$  électrons, et la boîte de gauche est vide (bien que les deux grilles de réservoir et les deux grilles de boîte quantique soient polarisées positivement). Les voltages exacts sont indiqués dans la légende de la figure 3.1. Ces paramètres sont valides pour tous les résultats de simulation QCAD présentés dans la thèse.

Un autre paramètre qui doit être fixé pour les simulation est la densité effective de charges piégées. Le processus de fabrication des structures MOS influence la densité de charges piégées dans l’oxyde et à l’interface Si/SiO<sub>2</sub>. Ces charges affectent le comportement du transistor, notamment sa tension de seuil [81]. Dans les simulations QCAD, une densité effective de charges fixes dans l’oxyde est choisie de façon à reproduire la tension de seuil observée expérimentalement lors de l’activation d’un canal de conduction. Pour le dispositif étudié ici, une densité de charges négatives fixées dans l’oxyde de  $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a été choisie en confirmant l’observation d’un canal de conduction continu sous la grille TSET dans les simulations de densité électronique, en utilisant des paramètres de voltages correspondant à la tension de seuil mesurée expérimentalement pour le SET. Cependant, les

simulations présentées à la figure 3.1(e) ont été obtenues avec une densité de charges négatives fixées dans l'oxyde de  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Les simulations présentées ici correspondent donc en quelque sorte à un dispositif qui aurait une tension de seuil plus élevée [261]. Les densités électroniques simulées sont donc probablement sous-estimées par rapport au cas réel. C'est le cas pour tous les résultats de simulation QCAD présentés dans la thèse.

La section de droite du dispositif A1 est illustrée à la figure 3.1(b), et la densité électronique à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> se trouve en (c). Tel qu'attendu pour les tensions appliquées, un réservoir est formé sous la grille AR, et une boîte quantique est formée sous l'extrémité de la grille AD. Les deux régions sont séparées par une barrière tunnel. Cette situation est schématisée à la figure 3.1(d). La coupe transversale le long de la flèche A→B en (b) montre la position de la boîte quantique, du réservoir, et de la barrière tunnel caractérisée par un taux tunnel  $T$ , se trouvant sous le gap entre les deux grilles d'accumulation AD et AR.

La figure 3.1(e) illustre l'énergie du minima de la bande de conduction le long de la flèche A→B en fonction du voltage appliqué sur la grille d'accumulation du réservoir, AR, entre 3 et 6 V. On note que les traces sont lissées en post-traitement numérique, et que les modulations de petite amplitude résultent de la résolution de maille utilisée et de la routine d'interpolation sous-optimale qui y est associée. Des zones associées à la boîte quantique, à la barrière, et au réservoir sont définies afin de caractériser la variation de la position du minima de la bande de conduction dans chacune des régions en fonction de  $V_{AR}$ . Ainsi, on suppose la formation d'une boîte quantique d'environ 60 nm de diamètre pour  $V_{AR} = 3 \text{ V}$ . La hauteur de la barrière est définie par rapport au niveau de Fermi, et correspond ici au point le plus haut atteint par le minimum de la bande de conduction dans la région définie pour la barrière. Le même principe est employé pour définir la profondeur du réservoir.

À la figure 3.1(f), on compare la variation dans la hauteur/profondeur de chacune des régions par rapport à leur valeur à  $V_{AR} = 3 \text{ V}$ . On remarque que la grille AR a un effet notable sur la hauteur de la barrière (et sa largeur, bien que cette dernière ne soit pas quantifiée), mais il semble que la bande de conduction au niveau du creux de la boîte quantique reste relativement fixe par rapport au niveau de Fermi. On note que la hauteur de la barrière devient négligeable devant les modulations précédemment mentionnées pour  $V_{AR} > 5 \text{ V}$ , et le périmètre de la boîte quantique n'est donc plus clairement défini. Cet effet à  $V_{AR} > 5 \text{ V}$  n'est pas observé dans les mesures expérimentales correspondantes, pour lesquelles des transitions de charge boîte-réservoir continuent d'être distinctement observées. Un maillage plus fin pourrait potentiellement éliminer cette discordance, mais d'autres effets non pris en compte dans la simulation, comme des défauts locaux dans le potentiel électrique du dispositif réel pourraient aussi expliquer la différence entre simulations et mesures expérimentales.

L'approfondissement quasi linéaire du réservoir est en accord avec le comportement typique pour la courbure de bande en fonction du voltage de grille dans un MOSFET [81]. Il est aussi prévu que l'effet de la grille AR diminue avec la distance, donc une augmentation faible de la profondeur de la boîte quantique comparativement à l'augmentation de la hauteur de la barrière tunnel est attendue. Cet effet est amplifié par la présence de la grille AD, qui écrante l'influence de la grille AR au niveau de la boîte quantique, alors que l'absence de grille au-dessus de la barrière rend cette

région plus sensible aux voltages environnants, ce qui expliquerait la décroissance rapide de celle-ci. La décroissance ralentit toutefois pour des  $V_{AR}$  plus élevés, ce qui laisse envisager que la formation du réservoir d'électrons sous AR vient contrecarrer en partie l'influence de la grille AR. Bien que plus difficile à voir puisque à plus petite échelle, la profondeur de la boîte quantique suit également une tendance similaire avec un ralentissement de la décroissance aux tensions AR plus élevées.

Ces observations suggèrent qu'il est possible de (1) contrôler la barrière tunnel entre la boîte quantique et son réservoir à l'aide de la grille AR, sans utiliser une grille de contrôle dédiée, et que (2) ce contrôle possède un certain niveau d'indépendance par rapport à l'occupation de la boîte quantique. En effet, la hauteur de la barrière varie fortement pour une variation minime de la profondeur de la boîte quantique. On note toutefois qu'il est difficile de définir adéquatement la largeur de la barrière tunnel en raison des irrégularités dans les profils de potentiel, et que le taux tunnel en dépend fortement. De plus, bien que le minimum de la boîte quantique varie peu, la largeur de celle-ci varie et les niveaux quantiques en seront affectés. Il est donc important de caractériser expérimentalement la variation du taux tunnel. Cependant, il semblerait que le comportement du profil de la bande de conduction en fonction de  $V_{AR}$  soit fondamentalement différent de celui qui serait obtenu en utilisant une grille de contrôle dédiée directement au-dessus de la barrière pour contrôler le taux tunnel. En effet, on s'attendrait à un contrôle linéaire du potentiel directement sous la grille dédiée, avec une pente semblable à celle observée pour le réservoir, quoique peut-être plus élevée en l'absence de la couche d'inversion qui écrante le potentiel de la grille. L'effet serait également plus prononcé sur le profil de la boîte quantique, en raison de la distance réduite. Bref, une caractérisation expérimentale de ces effets et une comparaison quantifiable avec les dispositifs à grille de contrôle dédiée est essentielle pour se prononcer sur la performance de la structure à grille d'accumulation séparée en terme de contrôle du taux tunnel.

### 3.1.2 Diagramme de stabilité caractéristique

Les constatations ci-haut indiquent un mode de fonctionnement particulier pour les dispositifs à grilles d'accumulation séparées, où la formation du réservoir, de la boîte quantique, et de la barrière tunnel, dépend fortement de l'équilibre entre les voltages appliqués sur les grilles AR et AD. Une exploration dynamique des régimes résultants de ces voltages devrait donc mener à des observations intéressantes, surtout que la grille d'accumulation du réservoir est rarement employée dynamiquement dans les diagrammes de stabilité des dispositifs multi-couches.

L'étude expérimentale débute avec la boîte quantique du côté gauche d'un dispositif A2 (figure 1.9(b)). Après avoir formé à gauche un SET dans un régime approprié pour la détection de charge, des voltages négatifs conservateurs sont appliqués sur les grilles de déplétion TP, CP, UL et LL pour créer un premier "niveau" de confinement pour la boîte quantique et le réservoir. Ensuite, un diagramme de stabilité  $V_{AD}$  en fonction de  $V_{AR}$  est réalisé en détection de charge, tel que présenté à la figure 3.2(a). La dérivée du courant du SET est tracée, ce qui rend visibles des transitions de charges, superposées aux oscillations du SET en arrière-plan. Ce diagramme est obtenu avec un



montage sur PCB à 48 plots, comme à la figure 2.8(a), mais sans HBT. L'amplification du signal est faite par conductance différentielle, avec une excitation de  $100 \mu\text{V}$  à 16.4 Hz.

Plusieurs particularités sont observées dans ce diagramme de stabilité :

1. L'absence de transitions additionnelles pour les tensions les plus négatives sur AR et AD. Cela indique possiblement l'atteinte du **régime à électron unique** (le nombre d'électrons dans la boîte correspondant  $N$  est indiqué pour chaque région de stabilité). La position des trois premières transitions de charge a été extraite et tracée à la figure 3.2(b) pour aider à la visualisation.
2. Une évolution dans la netteté des transitions en fonction de  $V_{AR}$ . En effet, on peut remarquer une "pixellisation" des transitions à faible  $V_{AR}$ , par exemple dans la région de l'encadré mauve à la figure 3.2. Les transitions deviennent plus nettes et continues à  $V_{AR}$  plus élevé, par exemple à l'intérieur de l'encadré rouge. Cet effet suggère, comme nous le verrons plus loin, une **variation du taux tunnel** entre la boîte quantique et son réservoir en fonction de  $V_{AR}$ .
3. Une **courbure des transitions de charge**. Des droites tangentes aux deux extrémités de la transition  $0 \rightarrow 1$  ont été tracées en bleu à la figure 3.2(b) pour mettre en évidence le changement de pente le long des transitions. Cette courbure est absente dans un diagramme de stabilité typique et semble donc être causée par l'utilisation d'une grille de réservoir pour créer le diagramme. La courbure suggère une variation du ratio des capacités de grilles  $C_{AR \rightarrow BQ}$  et  $C_{AD \rightarrow BQ}$  en fonction de  $V_{AR}$ , que nous examinerons plus loin.

En raison de la courbure caractéristique des transitions de charge, les diagramme de stabilité  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$  seront parfois surnommés diagrammes «fontaine». Le point 1 sera étudié plus en détail dans la suite de ce chapitre, alors que le point 2 et le point 3 seront analysés aux chapitres 4 et 5 respectivement.

## 3.2 Régime à électron unique

---

L'absence de transitions dans le coin inférieur gauche du diagramme de stabilité de la figure 3.2(a) suggère fortement l'atteinte du régime à électron unique. Pour en augmenter la certitude, des mesures de magnétospectroscopie ont été effectuées. Celles-ci consistent à observer l'effet d'un champ magnétique sur les niveaux d'énergie de la boîte quantique. La position en voltage d'une transition de charge dépend du spectre d'énergies orbitales (dû au confinement), de la séparation de vallée, et de l'occupation de la boîte quantique. Ce spectre dépend du champ magnétique appliqué.

La figure 3.3(a) montre de façon schématisée l'énergie des 5 premiers niveaux d'énergie de la boîte quantique en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement à la surface du dispositif, selon l'axe  $x$  dans le schéma du dispositif de la figure 3.1(a). On se concentre d'abord sur la position des niveaux d'énergie à  $B = 0$  T. À cet endroit, 3 niveaux d'énergie possibles sont apparents. Le



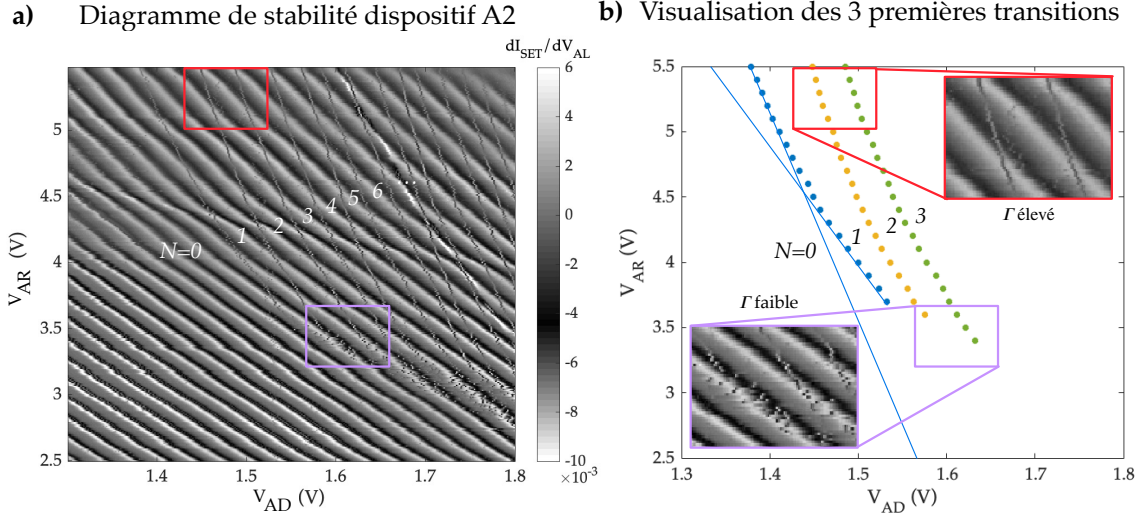


FIGURE 3.2 – (a) Diagramme de stabilité «fontaine» typique pour le dispositif A2, pour une boîte quantique formée à gauche du dispositif, et mesurée par un SET du même côté. La détection de charge est effectuée en conductance différentielle, avec une excitation de  $100 \mu\text{V}$  appliquée à la source du SET, avec une fréquence  $f = 16.4 \text{ Hz}$ . Ici la dérivée  $dI_{\text{SET}}/dV_{\text{AL}}$  du signal de conductance est montrée. Les tensions appliquées sont  $V_{\text{CP}} = -3 \text{ V}$ ,  $V_{\text{TP}} = -1 \text{ V}$ ,  $V_{\text{UL}} = V_{\text{LL}} = V_{\text{SETU}} = V_{\text{SETL}} = -1.4 \text{ V}$ ,  $V_{\text{TSET}} = 2 \text{ V}$ , et toutes les autres grilles à  $0 \text{ V}$ . L'occupation  $N$  de la boîte quantique est indiquée en blanc. Les encadrés rouge et mauve indiquent des régions de taux tunnel  $\Gamma$  élevé et faible, respectivement. (b) Extraction de la position des trois premières transitions de charge du diagramme fontaine en (a), avec  $N = 0 \rightarrow 1$  en bleu,  $N = 1 \rightarrow 2$  en ocre, et  $N = 2 \rightarrow 3$  en vert. Les lignes pleines bleues sont des guides pour l'oeil d'une extrapolation linéaire des régions à faible et fort  $V_{\text{AR}}$ . Une vue rapprochée de l'allure des transitions à  $\Gamma$  élevé (rouge) et faible (mauve) est visible dans les encadrés.

premier est dégénéré et contient les états vert et violet (spin  $\downarrow$  et  $\uparrow$  respectivement), et appartient à l'orbitale 1. L'orbitale 1 comprend aussi les états orange et jaune (spin  $\downarrow$  et  $\uparrow$  respectivement), qui se trouvent dans l'état de vallée supérieur. Les deux vallées de l'orbitale 1 sont ainsi séparées par  $E_{\text{ST}}$ , l'énergie de séparation singulet-triplet. En effet, il s'agit de l'énergie additionnelle nécessaire pour créer un état triplet avec une énergie  $E_{\text{T}}$  plutôt que singulet ( $E_{\text{S}}$ ) en rajoutant un second électron à la BQ. L'orbitale 2 (à laquelle appartient l'état bleu clair) est séparée de l'orbitale 1 par l'énergie orbitale  $\Delta E$ .

La dégénérescence présente à  $B = 0 \text{ T}$  est levée à champ magnétique non-nul, selon  $E = \pm 1/2 g \mu_B B$ , où  $g$  est le facteur de Landé,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr, et le signe dépend du spin. Dans le schéma de la figure 3.3(a), l'énergie relative des niveaux est estimée d'après cette relation, en supposant une séparation d'énergie orbitale  $\Delta E$  plus importante que la séparation singulet-triplet  $E_{\text{ST}}$ .

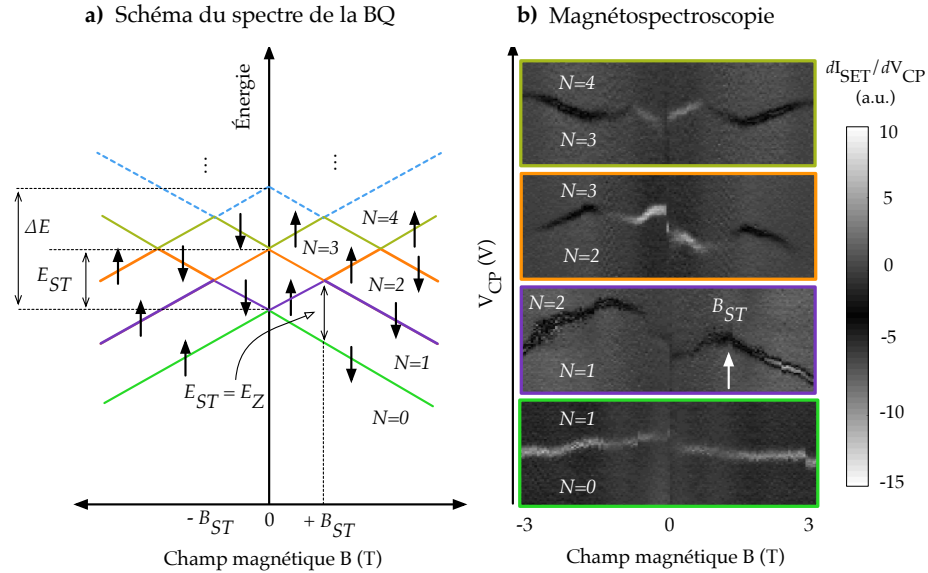


FIGURE 3.3 – (a) Schéma du spectre en énergie de la boîte quantique en présence d’une séparation de vallée inférieure à l’énergie orbitale  $\Delta E$ . Les petites flèches indiquent l’état de spin de l’électron entrant ou sortant de la boîte quantique pour chaque portion de transition. (b) Mesures en magnétospectroscopie effectuées sur le dispositif A2 dans le même régime qu’à la figure 3.2. Pour chaque courbe présentée, la grille CP est balayée à travers les transitions sur une plage de 7 mV autour de -3 V, avec  $V_{AR} = 6.5$  V, et  $V_{AD}$  choisi pour se placer sur la transition de charge désirée. L’inflexion dans la transition de charge  $N = 1 \rightarrow 2$ , pointée par la flèche blanche, indique la valeur du champ magnétique  $B_{ST}$ .

L’énergie de séparation singulet-triplet  $E_{ST}$  fournit une borne inférieure pour la séparation de vallée  $E_{VS}$ . En effet,  $E_T$  est abaissé de l’énergie d’échange  $E_J$  en raison de l’interaction de Coulomb réduite pour un électron ajouté à une orbite/vallée différente [17, 18]. Ainsi  $E_{ST} = E_T - E_S = E_{VS} - E_J$ , où  $E_T$  est l’énergie pour un deuxième électron ajouté à la vallée 2 avec un spin parallèle au premier électron déjà présent dans la BQ, et  $E_S$  est l’énergie pour un deuxième électron ajouté à la même vallée que le premier électron et avec un spin anti-parallèle. Les deux états correspondants sont  $|S\rangle = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\rangle)$  et  $|T\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$ .

On note que l’interprétation ci-haut utilise des nombres quantiques distincts pour les vallées et les orbites. Cependant, ces états peuvent s’hybrider, et il n’est alors plus approprié de les distinguer par des nombres de vallée et d’orbites purs [262]. Plusieurs études du remplissage de la boîte quantique en fonction du champ magnétiques utilisent plutôt l’appellation vallée-orbite, avec les deux premiers états identifiés par  $E_{VO1}$  et  $E_{VO2}$  (vallée-orbite 1 et vallée-orbite 2), et la séparation d’énergie entre les deux niveaux dénommée par la séparation fondamentale (*ground state gap*). Selon le couplage entre les états de vallée et d’orbite, les états vallée-orbite agiront plutôt comme des vallées ou plutôt comme des orbites. Cependant, par souci de simplicité et en raison de l’accord suffisant entre nos observations et une interprétation sans hybridisation notable des états de vallée et d’orbite, la notation distincte d’orbite et de vallée continuera d’être utilisée dans ce qui suit.

Dans le schéma de la figure 3.3(a), chaque couleur indique l'allure d'une transition distincte, puisque chaque électron étant rajouté à la boîte le fera dans l'état minimisant l'énergie pour un champ magnétique donné. En pratique, chaque transition sera séparée de la prochaine par l'énergie de charge, non-représentée dans le schéma pour mieux visualiser les points de croisement. Ainsi, si notre interprétation du nombre d'électrons dans la boîte quantique est adéquate, les transitions devraient suivre le comportement caractéristique dicté par le schéma. Le point de croisement à  $B_{ST}$  correspond notamment à la transition entre l'état singulet et l'état triplet. En effet, pour  $0 < B < B_{ST}$ , l'état de plus faible énergie est l'état singulet  $|S\rangle$ . Par contre pour  $B > B_{ST}$ , l'état de plus faible énergie est plutôt celui correspondant à l'ajout d'un électron de spin parallèle au premier, soit l'état  $|T\rangle$ . On voit sur le schéma que la séparation en énergie Zeeman entre les deux premiers niveaux  $E_Z = g\mu_B B$  à  $B = B_{ST}$  correspond à la séparation singulet-triplet  $E_{ST}$ . On peut donc estimer une borne inférieure sur la séparation de vallée à partir du champ magnétique pour lequel une inflexion se produit dans la transition de charge  $N = 1 \rightarrow 2$ .

À la figure 3.3(b), les transitions de charge dans le régime présenté à la figure 3.2(a) sont donc examinées en fonction du champ magnétique. L'encadré de couleur autour de chaque transition indique à quelle transition du schéma de gauche elle devrait correspondre selon notre interprétation de l'occupation de la boîte quantique. Même si les transitions devraient être symétriques en champ magnétique, la mesure dans les deux polarités de champ permet notamment de confirmer les pentes des transitions et de réduire l'influence de la dérive du courant. Pour chaque transition, on se place à  $V_{AR} = 6.5$  V pour que le taux tunnel soit de bonne amplitude, ce qui facilite la visualisation des transitions. Ici, la grille AD est fixée selon la position de la transition dans le diagramme 3.2a. La grille CP est ensuite balayée autour de sa valeur (-3 V) sur une plage de 7 mV. Puisque CP possède un plus petit levier sur la boîte quantique que AD, cela nous assure que la résolution en énergie ne soit pas limitée par celle des sources de voltage (environ  $80 \mu\text{V}$ ). L'échelle de couleur correspond à la dérivée du signal du détecteur de charge (unités arbitraires). Ainsi, la transition change d'intensité selon la position de la transition par rapport au pic de Coulomb du SET (flanc gauche ou droit résultant en une dérivée positive ou négative). L'intensité varie dans une même mesure parce que le courant dans le SET est également affecté par le changement de champ magnétique (dérive du courant, chauffage des réservoirs, etc.).

Les transitions de charge expérimentales correspondent globalement à ce qui est attendu pour le régime à faible nombre d'électrons, mais plusieurs anomalies sont présentes, dont on discutera dans les paragraphes suivants. Malgré tout, à partir de la position de l'inflexion dans la transition de charge  $N = 1 \rightarrow 2$  (encadré violet), à  $B_{ST} = 1.5 \pm 0.3$  T, on extrait une énergie de séparation de vallée de  $E_{VS} = 174 \pm 35 \mu\text{eV}$ .

De la pente  $\Delta V_{CP}/\Delta B$  de cette même transition en fonction de  $B$ , pour  $B < B_{ST}$ , on extrait le bras de levier de CP sur l'occupation de la boîte quantique, en utilisant  $g = 2$  :<sup>2</sup>

$$\begin{aligned}\alpha_{CP \rightarrow BQ} &= \frac{1}{2} g \mu_B \Delta B / \Delta V_{CP} \\ &= 0.054 \text{ meV/mV}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

La conversion du bras de levier de CP vers un bras de levier de AD est faite à partir d'un diagramme de stabilité entre ces deux grilles, ce qui donne  $\alpha_{AD \rightarrow BQ} = 0.254 \text{ meV/mV}$ . Ainsi une énergie de charge d'environ 8 meV pour le dernier électron peut être obtenue du diagramme fontaine 3.2a, ce qui permet également d'estimer la capacité totale pour la boîte quantique à  $C_{tot} \sim 20 \text{ aF}$ .

L'incertitude sur  $E_{VS}$  et sur les bras de leviers est due principalement à la largeur des transitions ainsi qu'aux instabilités dans le signal de magnétospectroscopie. Les transitions sont larges en raison du couplage tunnel élevé entre la boîte et le réservoir, et ce dernier pourrait être optimisé davantage pour ce genre de mesure. Les instabilités sont causées par une dérive du signal qui est probablement due au délai utilisé entre chaque valeur de champ magnétique, nécessaire à la stabilisation du champ produit par l'aimant. De plus, le champ magnétique doit être balayé lentement pour éviter le chauffage dans les composantes non supraconductrices du circuit de l'aimant, ce qui rajoute un autre délai entre chaque balayage en voltage et augmente les probabilités de dérive. Finalement, un délai est présent à  $B = 0 \text{ T}$  en raison du temps requis pour changer la polarité de l'aimant à ce moment. Des sauts dans le signal près de  $B = 0 \text{ T}$  sont associés à la même origine.

D'autres anomalies par rapport au cas idéalisé de la figure 3.3(a) sont observées dans les transitions de charges mesurées à la figure 3.3(b). Notamment, la transition  $N = 0 \rightarrow 1$  est très aplatie par rapport à la pente à laquelle on s'attendrait, qui devrait être semblable à celle observée pour la transition  $N = 1 \rightarrow 2$  et les suivantes (la plage de voltage sur l'axe  $y$  est la même pour toutes les transitions présentées). La transition  $N = 1 \rightarrow 2$  présente d'ailleurs une instabilité plus importante que les suivantes. Le mécanisme exact impliqué demeure flou, mais une hypothèse pour expliquer ces anomalies repose sur le confinement sous-optimal de la boîte quantique. La présence de plusieurs minima locaux pourrait favoriser un remplissage non polarisé en moyenne, menant à un aplatissement de la première transition notamment. L'écrantage des charges déjà présentes lisserait le potentiel de confinement pour les transitions subséquentes. Cette hypothèse est évoquée parce que ces anomalies ne sont pas présentes dans les mesures de magnétospectroscopie du dispositif B (voir plus loin), dont la caractéristique distinctive principale par rapport au dispositif A2 est un fort confinement. Toutefois, d'autres différences entre les dispositifs, et entre les montages expérimentaux, pourraient jouer un rôle plus important. Malgré tout cela, l'allure générale des transitions de charge en fonction du champ magnétique s'accorde bien à une occupation de la boîte quantique telle que modélisée à la figure 3.3(a) surtout considérant l'absence de transitions additionnelles dans le diagramme de stabilité.

---

2. La valeur mesurée exacte pour les porteurs de charge dans le silicium est de  $g = 1.99875 \pm 0.0001$  [263], mais elle varie dans les structures avec confinement [264]. Le facteur  $g$  peut même être contrôlé par le champ électrique vertical via une grille afin d'ajuster la fréquence de résonance d'un qubit de spin et améliorer l'adressabilité dans des systèmes multi-qubits [38, 265].

Il apparaît donc que le régime à électron unique est atteignable dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées. Les transitions de charges sont bien distinctes dans le diagramme de stabilité, indiquant un confinement important, également suggéré par l'énergie de charge de 8 meV. On comparera plus attentivement ces résultats à ceux obtenus dans les dispositifs multi-couches de la littérature à la section 3.6. Cependant, les paramètres de voltages et les dimensions et espacements des grilles jouent un rôle critique dans la qualité du confinement. Nous examinons cet aspect à la section suivante.

### 3.3 Effet du confinement de la boîte quantique sur le diagramme de stabilité

Les mesures présentées à la figure 3.2 ont été réalisées à  $V_{CP} = -3$  V pour que la boîte quantique présente un confinement aussi régulier que possible. En effet, le rôle de CP (avec l'aide de LL et LR) est de d'appauvrir en électrons la région sous le bras de AD, tel qu'expliqué au chapitre 1 lors de la présentation des dispositifs. À la figure 3.4, on montre l'effet du choix de  $V_{CP}$  sur l'allure du diagramme de stabilité. Ici un traitement numérique a été appliqué sur chaque diagramme pour minimiser l'apparence des oscillations du SET en arrière-plan afin de mieux visualiser les transitions, qui apparaissent en blanc [266]. La dérivée du signal est ensuite tracée. Chaque diagramme de stabilité est complété d'une visualisation du potentiel au niveau de la boîte quantique,  $V(x, y, z = -35$  nm), obtenue par des simulations électrostatiques. Ces simulations ne prennent pas en compte les interactions, les effets quantiques, l'écrantage, ou la structure de bande des matériaux, et ne sont pas auto-cohérentes. Malgré tout, il s'agit d'un outil simple et efficace pour visualiser rapidement l'effet d'une grille ou d'un changement de géométrie et appuyer le design des dispositifs<sup>3</sup>.

On constate que pour  $V_{CP} = -3$  V, à la figure 3.4(a), les transitions de charge sont très régulièrement espacées en fonction de  $V_{AR}$ . À mesure que CP devient moins négative, des irrégularités deviennent plus apparentes dans les transitions. Pour  $V_{CP} = 0$  V, il devient même difficile d'associer une occupation à la boîte quantique dans le diagramme, puisque l'espacement entre les transitions varie beaucoup selon la valeur de  $V_{AR}$ . Parallèlement, les simulations de potentiel à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> ( $z = -35$  nm par rapport à la surface de l'oxyde de grille) montrent que les électrons auront tendance à s'accumuler à l'extrémité de AD dans le cas  $V_{CP} = -3$  V. La région correspondante est délimitée par la ligne pointillée bleu foncé à la figure 3.4(b), et est reproduite sur les autres graphiques pour comparaison (la ligne pointillée gris pâle aide à visualiser les limites de la grille AD). Par contre, pour  $V_{CP} = 0$  V, le puits de potentiel n'est pas aussi bien défini et les électrons auront tendance à s'accumuler également sous le bras de AD, comme on peut le voir à la figure 3.4(h) : la région sous le bras de AD est à un potentiel plus élevé (couleur orangée) que pour  $V_{CP} = -3$  V, où cette même région est à un potentiel plus bas (couleur jaune-vert). On peut donc supposer que l'irrégularité dans l'espacement entre les transitions de charge pour les voltages CP moins négatifs est peut-être dû à

3. Le script Matlab pour réaliser ces simulations a été conçu par Dany Lachance-Quirion. Il prend en entrée la position des grilles du dispositif, et les voltages appliqués sur chacune, et calcule le potentiel résultant aux points  $(x, y)$  dans le plan  $z$  voulu. Une formule non-triviale utilisée pour le calcul du potentiel se trouve dans la référence [267].

un réarrangement plus étendu des électrons et délocalisé sous le bras de AR dans la boîte quantique en fonction du voltage sur AR, permis par le confinement moins sévère.

Le choix des voltages sur les grilles de déplétion est donc critique à la qualité de confinement atteignable dans les dispositifs simple couche. De plus, les dimensions des grilles et l'espacement entre celles-ci pose des contraintes sur les voltages nécessaires. Considérant les limites de voltages, qui diffèrent selon les matériaux et la méthode de fabrication du dispositif, et l'effet des capacités croisées, il est généralement préférable de viser les dimensions les plus étroites possibles. Une diminution de l'épaisseur de l'oxyde de grille peut également aider à resserrer le confinement, mais au prix d'une réduction des plages de voltages applicables.

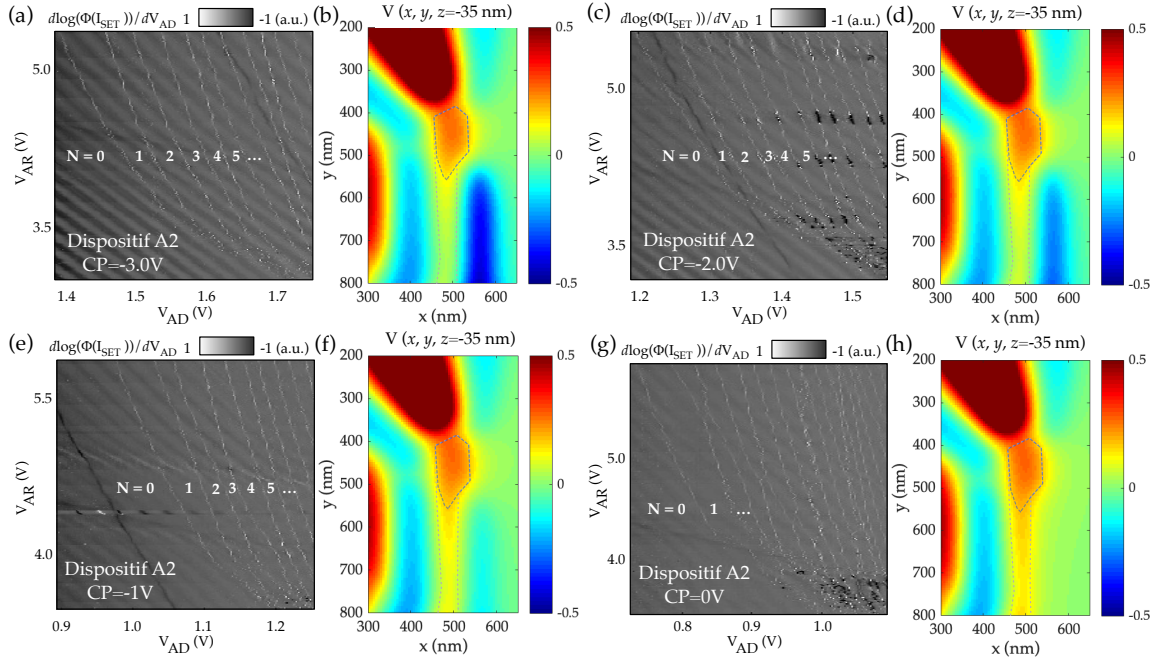


FIGURE 3.4 – (a) Diagramme de stabilité fontaine pour le dispositif A2, à  $V_{CP} = -3$  V,  $V_{TP} = -1$  V,  $V_{UL} = V_{LL} = V_{SETU} = V_{SETL} = -1.4$  V,  $V_{TSET} = 2$  V, et toutes les autres grilles à 0 V. Le signal tracé est la dérivée du logarithme de la phase du courant dans le SET, obtenue par l'application d'un filtre digital Butterworth du 5ième ordre et d'une transformée de Hilbert [266]. L'occupation  $N$  de la boîte quantique est indiquée pour chaque région du diagramme. (b) Simulation purement électrostatique du potentiel au niveau de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> à partir des voltages appliqués sur les grilles 35 nm au-dessus (en  $z$ ), pour  $V_{CP} = -3$  V. Les voltages de grilles utilisés sont les mêmes que dans le diagramme correspondant en (a). La ligne pointillée gris pâle délimite la grille AD, et la ligne pointillée bleu foncé illustre une zone arbitraire de confinement possible de la boîte quantique pour comparaison entre les différents régimes. (c) Diagramme fontaine pour  $V_{CP} = -2$  V. (d) Simulation du potentiel au niveau de la boîte quantique pour  $V_{CP} = -2$  V. (e) Diagramme fontaine pour  $V_{CP} = -1$  V. (f) Simulation du potentiel au niveau de la boîte quantique pour  $V_{CP} = -1$  V. (g) Diagramme fontaine pour  $V_{CP} = 0$  V. (h) Simulation du potentiel au niveau de la boîte quantique pour  $V_{CP} = 0$  V.



### 3.4 Variante de la structure avec deux réservoirs en série

---

Les dispositifs de type A1 et A2 étudiés jusqu'à maintenant l'ont été dans un régime où les électrons traversent par effet tunnel la barrière entre une boîte quantique et un seul réservoir. Des mesures en transport ne sont pas possibles dans ce régime, mais le seraient en utilisant les deux boîtes quantiques et leurs réservoirs respectifs. On présentera quelques résultats obtenus dans le régime de double boîte quantique (en détection de charge) dans ces dispositifs au chapitre 6. Le dispositif de type B permet quant à lui des mesures en transport dans le régime de simple boîte quantique grâce à ses deux réservoirs connectés en série à la boîte quantique.

Nous étudions dans la présente section les similarités dans les caractéristiques de la structure à grilles d'accumulation séparées entre les variantes à un et à deux réservoirs par boîte. L'analyse de la variante B de la structure permet aussi de mettre en lumière l'impact des paramètres tels que la séparation entre les grilles AD et AR, et de comparer les résultats en transport et en détection de charge. Les données expérimentales réalisées avec le dispositif B ont été recueillies par nos collaborateurs des Sandia National Laboratories, en particulier Martin Rudolph.

#### 3.4.1 Caractéristiques du diagramme de stabilité

La figure 3.5(a) illustre un dispositif de type B identique à celui étudié. Tel qu'expliqué à la figure 1.9 au chapitre 1, cette structure permet un transport entre les deux réservoirs sous AR1 et AR2 à travers la boîte quantique sous AD, ainsi que la détection de charge grâce à la structure miroir en haut. À la figure 3.5(b), on présente un diagramme de stabilité AD versus AR1 (avec le réservoir AR2 activé à 3.5 V) en détection de charge, obtenu en conductance différentielle. Les paramètres exacts pour cette expérience sont indiqués au tableau S3 du matériel supplémentaire de la référence [82], inclus à l'annexe A. Dans ce qui suit, on compare les particularités de ce diagramme de stabilité pour vérifier la présence des mêmes caractéristiques que pour l'implémentation à un seul réservoir par boîte de la structure à grilles d'accumulation séparées, dans les dispositifs A1 et A2, c'est-à-dire l'atteinte du régime à électron unique, la variation du taux tunnel réservoir-boîte quantique, et la courbure des transitions de charge.

#### Régime à électron unique

Le diagramme de stabilité de la figure 3.5(b) présente des transitions de charge bien visibles dans la dérivée du courant à travers le SET. L'absence de transition dans le coin inférieur gauche suggère, comme dans le cas du dispositif A2, l'atteinte du régime à un seul électron. L'occupation  $N$  pour chaque région du diagramme est indiquée. Des mesures de magnétospectroscopie ont permis de confirmer cette occupation, grâce au comportement en champ magnétique des transitions de charges successives, compatible avec le modèle de confinement présenté à la figure 3.3(a). Elles sont présentées à la section 3.5.

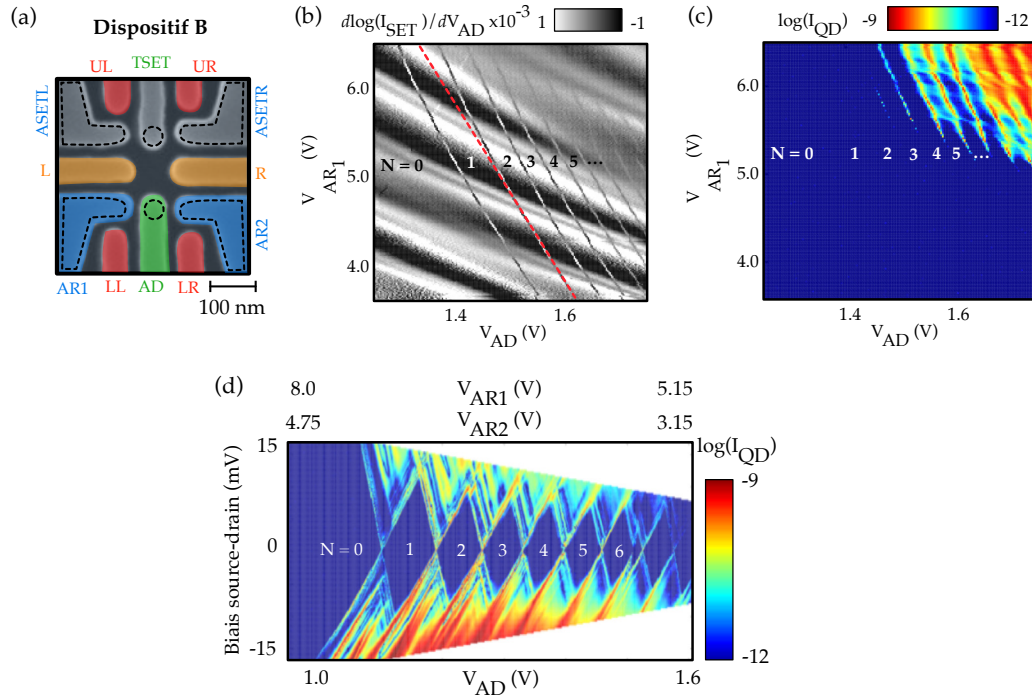


FIGURE 3.5 – (a) Image SEM colorée du dispositif de type B. (b) Diagramme de stabilité en détection de charge pour le dispositif B. La droite pointillée rouge est un guide pour l’oeil pour mettre en évidence la courbure des transitions de charge. Les voltages appliqués pour ce diagramme et les suivants sont indiqués au tableau S3 du matériel supplémentaire de la référence [82], inclus à l’annexe A. (c) Diagramme de stabilité en transport, dans le même régime que (b). (d) Diamants de Coulomb pour le dispositif B.

On remarque que le confinement de la boîte quantique dans le dispositif B semble davantage régulier que dans le dispositif A2. En effet, les transitions de charge sont très lisses, et l’espacement entre celles-ci est maintenu en fonction de  $V_{AR1}$ . Ce comportement est attendu en raison des dimensions plus serrées pour ce dispositif et de son design symétrique. À titre de comparaison, la largeur de l’extrémité de la grille AD fait 50 nm environ pour le dispositif B, et 75 nm pour le dispositif A2, alors que la distance entre la grille AD et la grille de confinement LR (centre à centre) est de 25-30 nm dans les deux dispositifs. La distance entre l’extrémité de AD et celle de la grille d’accumulation de réservoir est aussi beaucoup plus petite pour le dispositif B (15-20 nm) que pour le dispositif A2 (environ 30 nm) et A1 (30-60 nm).

### Variation du taux tunnel réservoir-boîte quantique

On ne distingue pas de pixellisation des transitions dans le diagramme de la figure 3.5(b), ce qui indique que le taux tunnel demeure grand par rapport au temps de mesure. Ici, la fréquence de l’amplificateur synchrone pour la conductance différentielle est de 492.6 Hz, et la bande passante, inversement proportionnelle au temps de moyennage, est de 8 Hz. On verra au chapitre 4 que le taux tunnel a été mesuré à 10 Hz dans le dispositif A1 lorsque  $V_{AR} = 4.2$  V. Si les dispositifs A1 et B



étaient identiques, on s'attendrait donc à la même situation, et la pixellisation des transitions, due au faible nombre d'événements tunnel survenant dans la période de moyennage, surviendrait autour de  $V_{AR} = 4.2$  V. Cependant, la plus petite séparation AD-AR1 dans le cas du dispositif B devrait mener à une barrière tunnel plus transparente, et à un taux tunnel 10 Hz atteint pour une valeur beaucoup plus faible de  $V_{AR1}$ , qui n'est pas couverte par le diagramme montré ici.

Les mesures en transport sont également accessibles dans le dispositif de type B. Simplement en appliquant l'excitation synchrone sur la source sous AR1 plutôt qu'au niveau du SET, et en mesurant au drain sous AR2, le diagramme à la figure 3.5(c) est obtenu. Cette fois, les premières transitions ne sont pas visibles et le courant apparaît seulement pour des voltages élevés sur AR1, indiquant une augmentation du taux tunnel. Les transitions apparaissent toutefois aux mêmes coordonnées ( $V_{AD}$ ,  $V_{AR1}$ ) qu'en détection de charge.

On remarque un élargissement des transitions dans le coin supérieur droit, probablement dû au temps de vie d'élargissement (*lifetime broadening*, LTB)[268, 186]. Dans la même région du diagramme, en détection de charge, les transitions sont plus floues, pour la même raison. Le taux tunnel  $\Gamma_{LTB}$  nécessaire pour entrer dans le régime d'élargissement thermique est donné par  $\Gamma = k_B T / h$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température électronique, et  $h$  est la constante de Planck. Pour les mesures sur le dispositif B, avec une température électronique estimée à 160 mK<sup>4</sup>, cela représente  $\Gamma_{LTB} \sim 0.7$  GHz. Le courant maximal mesuré dans la plage de voltages pour le diagramme de la figure 3.5(c) est équivalent à un taux tunnel de 3 GHz. Bref, tout comme dans le cas du dispositif A2, on observe une variation substantielle du taux tunnel en fonction du voltage appliqué sur la grille d'accumulation du réservoir.

### Courbure des transitions de charge

La courbure des transitions de charge est plus difficile à observer dans les diagrammes de stabilité du dispositif B, mais elle est bien présente. Pour s'en convaincre, on a tracé une ligne pointillée rouge comme guide pour l'oeil, à la figure 3.5(b). Cette ligne suit la pente des transitions de charge à faible  $V_{AR1}$ , mais on voit que la transition de charge en dévie pour un voltage plus grand.

Le dispositif B reproduit donc, qualitativement, les caractéristiques distinctes du diagramme de stabilité  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$  auparavant observées dans les dispositifs A1 et A2. Les particularités du diagramme de stabilité semblent intrinsèques à la géométrie à grilles d'accumulation séparées, et reproductibles qualitativement dans plusieurs variantes de la géométrie.

---

4. Ces mesures ont été effectuées aux Sandia National Laboratories, la température électronique estimée est donc plus élevée que pour les résultats obtenus à l'Université de Sherbrooke. Les personnes impliquées dans l'acquisition de données de la figure 3.5 sont Martin Rudolph et Chloé Bureau-Oxton.

### 3.4.2 Diamants de Coulomb

L'accessibilité des mesures en transport pour le dispositif B permet de tracer des diamants de Coulomb, tels que présentés à la section 1.1.3. À la figure 3.5(d), le biais source-drain pour la boîte quantique est varié, en balayant l'espace des voltages de grilles selon un axe bien précis. Ici, la grille AD est balayée à travers les 7 dernières transitions de la boîte quantique, en parallèle avec les voltages sur les deux grilles d'accumulation de réservoirs. Cet axe de balayage permet de garder autant que possible les barrières tunnel source et drain symétriques, et ainsi maximiser le courant mesuré. Au contraire, à la figure 3.5(c), la grille AR2 est gardée fixe. La dernière transition partiellement visible,  $2 \rightarrow 3$ , apparaît alors seulement autour de 5.7 V sur AR1, lorsque la condition de symétrie est remplie. Cela démontre la capacité d'ajuster de façon indépendante les taux tunnel des deux barrières.

Le résultat est une série de diamants dont le dernier ne se referme pas, indiquant que la boîte quantique est vide. La taille des diamants indique l'énergie d'addition, ce qui donne dans notre cas  $E_{add} = 11$  meV pour le dernier électron. Les lignes parallèles aux diamants principaux indiquent quant à elles la présence de niveaux excités qui contribuent au courant à travers la boîte quantique lorsque la fenêtre de transport est suffisamment large [17, 18]. Ainsi, on identifie un premier état excité pour le dernier électron avec une énergie de 3 meV environ.

On remarque que la plage de voltage pour la grille AR1 est plus grande que celle pour la grille AR2. Cette différence est attribuée aux asymétries dans les voltages de grilles environnants (voir le tableau S4 dans le matériel supplémentaire de la référence [82], présenté à l'annexe A, pour les voltages appliqués sur toutes les grilles).

### 3.4.3 Taille des boîtes quantiques

À partir des énergies caractéristiques obtenues des diamants de Coulomb, il est possible d'estimer la taille de la boîte quantique. Tout d'abord, on calcule la capacité entre la boîte quantique et la grille AD à partir du bras de levier de celle-ci, obtenu de l'espacement entre les transitions de charge du diagramme de stabilité. On peut utiliser une approximation classique pour associer cette capacité à un disque (2D) et en déterminer le rayon. En effet, la capacité (classique)  $C$  pour une capacitance circulaire composée de deux disques métalliques de rayon  $r$  séparés par une épaisseur  $t_{ox}$  de  $\text{SiO}_2$  est :

$$C = \pi r^2 \epsilon_{\text{SiO}_2} / t_{ox} \quad (3.2)$$

où  $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 3.9\epsilon_0$  est la permittivité relative de l'oxyde de silicium, et  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide. Avec une capacité  $C_{AD \rightarrow BQ}$  estimée à 2.9 aF et pour 35 nm d'oxyde, on trouve un diamètre de  $\sim 60$  nm.

En utilisant plutôt la capacité totale de la boîte quantique, estimée à partir de l'énergie d'addition que l'on suppose entre deux états fondamentaux ( $E_{add} = E_C$ ), on peut estimer d'une autre manière

les dimensions de la boîte quantique. Ainsi, une énergie de charge de 11 meV correspond à une capacité totale de  $\sim 14.5$  aF. La capacité totale d'un disque de rayon  $r$  est donnée par :

$$C = 8\epsilon_{Si}r \quad (3.3)$$

où on utilise la permittivité du silicium et non celle de l'oxyde,  $\epsilon_{Si} = 11.7\epsilon_0$ . Cette énergie de charge correspond donc à une boîte quantique circulaire de 35 nm de diamètre. Alternativement, on peut associer la boîte quantique à une boîte 2D de longueur effective  $L$  ( $\pi r^2 = L^2$ ) dont le confinement crée une quantification des niveaux d'énergie [186]. En utilisant  $\Delta E = \frac{3\hbar^2\pi^2}{2m^*L^2} = 3$  meV, avec  $m^* = 0.19m_e$  la masse effective électronique dans le silicium, on trouve  $L \sim 50$  nm. Il faut toutefois noter que cet estimé suppose que la séparation  $\Delta E$  observée est une séparation orbitale, et non une séparation de vallée à l'intérieur de la même orbitale. Bref, la méthode utilisée influence le résultat, mais le diamètre de la boîte quantique formée dans le dispositif B semble se situer entre 35 et 60 nm, ce qui est raisonnable considérant que la grille AD fait 50 nm de large environ.

Ce diamètre se compare bien à celui de 58 nm [186] estimé dans un dispositif SiGe multi-couches avec grilles de contrôle de barrières dédiées, et à celui de 50 nm [187] estimé pour un dispositif MOS multi-couches. Cependant, dans l'état de l'art des structures MOS, démontré par l'équipe de l'Université de New South Wales [38, 53, 52, 58], les diamètres des boîtes quantiques peuvent être estimés à moins de 20 nm. Cela est rendu possible par la mince couche d'oxyde, qui fait seulement 8 nm, ce qui concentre les lignes de champ électrique, ainsi que par la très petite aire de recouvrement effective entre la surface de la grille d'accumulation de la boîte quantique et le substrat, grâce à la superposition des grilles de déplétion et d'accumulation.

À titre de comparaison, dans le dispositif A2, la méthode utilisant la capacité  $C_{AD \rightarrow BQ}$  et celle utilisant la capacité totale à partir de l'énergie de charge mènent à des diamètres de 77 nm et 48 nm respectivement. Ces valeurs sont en accord avec la largeur accrue de la grille AD (environ 75 nm) par rapport à celle dans le dispositif B.

### 3.4.4 Comparaison des variantes de géométrie à grilles d'accumulation séparées

Les résultats présentés jusqu'à maintenant dans ce chapitre démontrent l'application de la structure à grilles d'accumulation séparées dans différentes géométries basées sur le même concept. D'abord, l'atteinte du régime à électron unique est possible dans toutes ces implémentations, avec un confinement respectable directement relié aux espacements et largeurs de grilles atteignables. Ensuite, une variation du taux tunnel réservoir-boîte quantique dépendante du voltage appliqué sur la grille d'accumulation du réservoir est observée dans les deux géométries, avec une capacité de contrôle indépendant des barrières source et drain dans le cas du dispositif à deux réservoirs. L'espacement entre les grilles AD et AR semble également jouer un rôle dans la plage de valeurs de taux tunnel atteignable, et est potentiellement un facteur critique pour la performance des dispositifs à grilles d'accumulation séparées. Enfin, la courbure des transitions de charge dans le diagramme

de stabilité  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$  apparaît comme une caractéristique intrinsèque à l'utilisation d'une structure à grilles d'accumulation séparées. L'espacement boîte-réservoir semble ici aussi jouer un rôle, cette fois sur le niveau de courbure.

D'autres différences de design influencent le fonctionnement des dispositifs. Le détecteur de charge dans le dispositif B est une structure miroir, et fonctionne selon le principe des grilles d'accumulation séparées. La symétrie du design et les dimensions resserrées permettent de former un SET très propre et régulier. Par contraste, le SET dans les dispositifs A1 et A2 est formé par une grille d'accumulation continue avec des constriction. Les asymétries inhérentes à ce design ont pour effet de rendre le SET un peu moins régulier (bien que cela puisse être amélioré par une itération sur le design jusqu'à un certain point). Par contre, la formation du SET dans les dispositifs de type A nécessite moins de grilles indépendantes, et est donc avantageuse dans un contexte de contacts limités, surtout pour intégrer un grand nombre de boîtes quantiques. Bref, la flexibilité offerte par la structure B n'est pas toujours nécessaire pour la formation d'un SET adéquat pour la détection de charge, et peut donc être sacrifiée pour minimiser le nombre de grilles requis.

### 3.5 Contrôle de la séparation de vallée

---

Tel que mentionné à la section 1.2.2, l'habileté à contrôler la séparation de vallée dans les boîtes quantiques en silicium est critique pour assurer la formation de niveaux d'énergie bien définis, mais aussi pour l'implémentation de certains protocoles exploitant les états mixtes de spin-vallée ou vallée-orbite [171, 172, 173, 174, 175]. Dans les structures MOS, un contrôle linéaire de la séparation de vallée en fonction du champ électrique vertical a été démontré à maintes reprises [174, 178, 179], et des calculs détaillés ont révélé que les différences géométriques entre les architectures (simple couche ou multi-couches) sont responsables des différences de contrôle observées, la physique des vallées étant cohérente à travers les implémentations [179].

Dans cette section, on utilise les mesures de magnétospectroscopie sur les 4 premières transitions de charge dans le dispositif B pour confirmer le régime d'occupation de la boîte quantique. Ces mesures sont répétées à différentes valeurs de la grille AD, produisant un champ électrique vertical différent. L'analyse quantitative du contrôle de la séparation de vallée sera faite à partir des données du dispositif B, mais les données obtenues dans le dispositif A2 seront également intégrées pour une comparaison qualitative, bien que leur précision laisse à désirer.

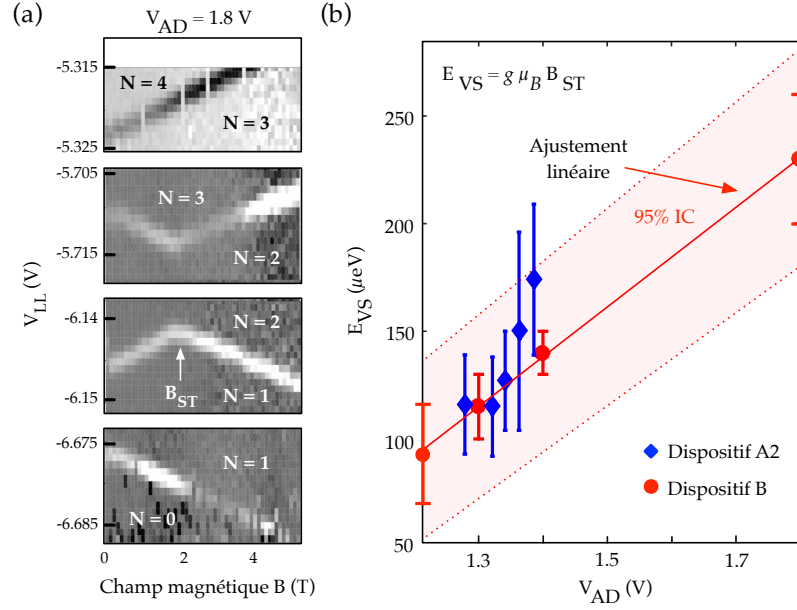


FIGURE 3.6 – (a) Magnétospectroscopie pour les 4 premières transitions de charge du dispositif B, à  $V_{AD} = 1.8$  V. L’inflexion due au croisement des états de vallée est indiquée par  $B_{ST}$ . (b) Séparation de vallée  $E_{VS}$  en fonction du voltage appliqué sur la grille de boîte quantique AD, pour les dispositifs A2 (diamants bleus) et B (cercles rouges). La droite rouge est un ajustement linéaire sur les données pour le dispositif B. La région ombragée rouge délimite l’intervalle de confiance à 95%, d’après les intervalles obtenus pour les paramètres d’ajustement de courbe.

### 3.5.1 Extraction de la séparation singulet-triplet

Tel que décrit à la section 3.2, pour une boîte quantique avec une séparation de vallée inférieure à son énergie orbitale, les niveaux d’énergie en fonction du champ magnétique présentent des anticroisements à des valeurs de champ bien précises. À la figure 3.6(a), on reconnaît le comportement attendu pour les transitions  $N = 0 \rightarrow 1$ ,  $N = 1 \rightarrow 2$ ,  $N = 2 \rightarrow 3$  et  $N = 3 \rightarrow 4$ . La grille AD est maintenue à 1.8 V, et c’est la grille LL qui est utilisée pour balayer les transitions. L’inflexion caractéristique à  $B = B_{ST}$  dans les transitions  $N = 1 \rightarrow 2$  et  $N = 2 \rightarrow 3$  indique que la séparation Zeeman est égale à la séparation singulet-triplet. Pour calculer l’énergie Zeeman à  $B = B_{ST}$ , on suppose  $g = 2$ . Le déplacement en voltage  $\Delta V_{LL}$  combiné à l’énergie obtenue permet d’estimer le bras de levier de la grille LL. L’utilisation de  $g = 2$  est validée par le fait que le bras de levier obtenu correspond à celui trouvé à partir de l’élargissement des pics de Coulomb en température avec une erreur inférieure à 15%.

### 3.5.2 Contrôle de la séparation de vallée avec un champ électrique vertical

Les mesures de la figure 3.6(a) sont répétées pour différentes valeurs de  $V_{AD}$ . On obtient ainsi les points en rouge à la figure 3.6(b), où la borne inférieure sur la séparation de vallée est tracée en

fonction de  $V_{AD}$ . Les barres d'erreur sur chaque point proviennent de l'incertitude sur la position exacte du point d'inflexion à  $B_{ST}$ , en raison de la résolution des traces mais aussi de la largeur des transitions. On note que c'est toujours le point d'inflexion de la trace  $N = 1 \rightarrow 2$  qui est utilisée pour extraire  $B_{ST}$ . La droite rouge est un ajustement linéaire sur les données du dispositif B, menant à une contrôlabilité de  $E_{VS}$  de  $231 \mu\text{eV} / V_{AD}$ . La séparation de vallée est ainsi variée de 100 à 220  $\mu\text{eV}$  sur une plage de voltages AD typique pour le régime à faible nombre d'électrons. On note que les séparations de vallée mesurées viennent renforcer notre hypothèse de séparation orbitale supérieure à celle de vallée. En effet, si ces énergies correspondaient plutôt à une séparation orbitale, cela correspondrait à une boîte quantique avec un diamètre approchant les 140 nm au moins, ce qui est peu probable pour le dispositif B d'après les autres estimations et l'image SEM.

La région ombragée délimitée par les droites pointillées représente les valeurs possibles de séparation de vallée d'après les intervalles de confiance à 95% des paramètres d'ajustement de courbe. Les données en bleu, obtenues du dispositif A2 avec la même procédure, se trouvent toutes à l'intérieur de cette région de confiance, malgré la difficulté d'extraction de  $B_{ST}$  pour ce dispositif, causée par des instabilités du signal. On note qu'une différence dans le degré de contrôlabilité de la séparation de vallée entre les dispositifs A2 et B est attendue en raison des variations dans l'environnement électrostatique, incluant la géométrie des grilles et leurs dimensions et les voltages appliqués. Les dispositifs A et B présentent également des rugosités de surface de 0.24 et 0.18 nm respectivement [269], ce qui représente une variation d'environ 20 %. Or, le désordre à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> joue un rôle critique dans la suppression de la séparation de vallée [31, 270, 167, 271, 166].

Le voltage de grille  $V_{AD}$  peut être converti en un champ électrique vertical  $F_z = V_{AD}/t_{ox}$ , connaissant l'épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 35$  nm. Il s'agit bien sûr d'une approximation compte tenu des effets de bords pour ces grilles nanométriques. On obtient ainsi une contrôlabilité de la séparation de vallée de  $8.1 \pm 0.6 \mu\text{eV m/MV}$ , en utilisant les intervalles de confiance sur les paramètres d'ajustement de courbe pour obtenir l'incertitude. Si on utilise plutôt les barres d'erreur sur les données pour calculer une pente maximale et minimale, on obtient une contrôlabilité maximale de  $11.3 \mu\text{eV m/MV}$ , et une borne inférieure de  $4.97 \mu\text{eV m/MV}$ . À titre de comparaison, la contrôlabilité de la séparation de vallée obtenue dans un dispositif MOS multi-couches avec oxyde de 8 nm d'épaisseur est de  $640 \mu\text{eV/V}$ , ou  $5.12 \mu\text{eV m/MV}$  [174]. La contrôlabilité en fonction du champ électrique vertical du dispositif à grilles d'accumulation séparées est donc supérieure à celle du dispositif MOS multi-couches, bien qu'il y ait recouvrement lorsqu'on tient compte des larges incertitudes sur la position de l'inflexion dans les transitions de charge.

### 3.6 Discussion des résultats et impact des travaux

---

Les résultats présentés dans ce chapitre permettent de mettre en évidence le fonctionnement de la structure à grilles d'accumulation séparées et ses particularités. D'abord, les caractéristiques du diagramme de stabilité «fontaine» indiquent qu'il est possible, dans les variantes de la géométrie à un seul réservoir A1 et A2 et dans la variante à deux réservoirs B, d'atteindre le régime à électron unique, et de contrôler le taux tunnel entre la boîte quantique et le réservoir à l'aide de la grille d'accumulation du réservoir. Dans toutes les implémentations, le diagramme de stabilité présente également une courbure des transitions de charge caractéristique.

Le confinement de la boîte quantique atteignable dans ces dispositifs à couche d'électrodes unique se compare avantageusement à plusieurs implémentations dans les architectures multi-couches, si l'on considère l'importance de l'épaisseur de l'oxyde de grille et de l'ajustement adéquat des voltages de grilles pour les tailles de boîtes quantiques obtenues. En effet, le diamètre de la boîte quantique est estimé entre 35 et 60 nm dans le dispositif B, dépendant de la méthode de calcul utilisée, et entre 48 et 77 nm dans le dispositif A2. Pour les dispositifs multi-couches, les diamètres varient de 58 nm (dans le Si/SiGe) à 50 nm (MOS) mais peuvent atteindre moins de 20 nm dans certaines implémentations MOS avec une très mince couche d'oxyde de grille.

La séparation de vallée peut être ajustée linéairement avec le voltage de grille AD dans le dispositif B, avec une contrôlabilité de  $231 \mu\text{eV}/\text{V}$ , équivalente à  $8.1 \pm 0.6 \mu\text{eV m}/\text{MV}$ , lorsqu'on tient compte de l'oxyde de grille de 35 nm. Si l'on considère la contrôlabilité en fonction du voltage de grille, le dispositif MOS multi-couches utilisé pour notre comparaison est plus efficace ( $640 \mu\text{eV}/\text{V}$ ), mais c'est principalement dû à l'oxyde de grille de 8 nm seulement. Si on compare plutôt les contrôlabilités en fonction du champ électrique vertical, c'est le dispositif simple couche à grilles d'accumulation séparées qui domine (8.1 versus  $5.12 \mu\text{eV m}/\text{MV}$ ). Cela ne signifie pas pour autant que l'une des structures performe mieux que l'autre sur cet aspect, mais plutôt que les mécanismes sont similaires et que l'épaisseur d'oxyde choisie sera un facteur dans l'amplitude des variations de voltage qu'il faudra appliquer pour ajuster la séparation de vallée sur une plage donnée.

L'impact de ces résultats est la révélation du potentiel d'utilisation de la structure à grilles d'accumulation séparées. Tout d'abord, les observations de ce chapitre démontrent bien la reproductibilité mais aussi la versatilité de la géométrie, qui peut être implémentée de différentes façons (un seul réservoir, deux réservoirs avec ajustement indépendant des taux tunnels, utilisation en détection de charge et/ou en transport) tout en conservant ses caractéristiques. L'analyse précédente illustre également le rôle critique de l'espacement des grilles et de leur largeur sur le confinement atteignable et le couplage tunnel entre la boîte quantique et son/ses réservoirs.

De plus, les résultats ci-haut indiquent que la structure à grilles d'accumulation remplit les deux premiers critères de performance mentionnés au chapitre 1 : la capacité à former une boîte quantique régulière et fortement confinée, et la capacité à contrôler la séparation des états de vallée. Pour ces deux conditions, la structure simple couche à grilles d'accumulation séparées performe

similairement aux dispositifs multi-couches, considérant le rôle de l'épaisseur d'oxyde qui n'est pas un paramètre fixe dans l'une ou l'autre approche.

L'utilisation d'une structure simple couche à grilles d'accumulation séparées s'est révélée attrayante pour plusieurs groupes de recherche, qui se sont inspirés de l'idée pour leurs propres plateformes expérimentales. Un dispositif à une seule couche d'électrodes avec un design très similaire à celui des dispositifs A1 et A2 a ainsi été utilisé dans une architecture Si/SiGe pour démontrer un fort couplage spin-photon [61]. De plus, avec l'objectif explicite de simplifier le design, un dispositif MOS a été implémenté avec des grilles d'accumulation séparées pour multiplier le nombre de boîtes quantiques tout en minimisant le nombre de grilles requises [272].

Dans le prochain chapitre, on examine le contrôle du taux tunnel, pour caractériser la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées par rapport au 3<sup>ème</sup> critère établi au chapitre 1.



## Chapitre 4

# Ajustement du taux tunnel réservoir-boîte quantique avec la structure à grilles d'accumulation séparées

La capacité d'ajuster le taux tunnel entre le réservoir et la boîte quantique est primordiale pour plusieurs techniques d'initialisation et de lecture de la boîte quantique. Dans ce chapitre, le niveau de contrôle du taux tunnel qu'il est possible d'atteindre dans la structure à grilles d'accumulation séparées est caractérisé. À la section 4.1, la méthode de contrôle du taux tunnel sans grille de barrière dédiée est présentée. Ensuite, à la section 4.2, la technique d'extraction des taux tunnel par transfert d'électron unique et les résultats obtenus sont décrits. Subséquemment, la méthode d'extraction des taux tunnels avec la spectroscopie par impulsions est illustrée, et les données obtenues sont présentées, à la section 4.3. Puis, à la section 4.4, le paramètre d'orthogonalité de contrôle  $\beta$  est défini, et les résultats obtenus avec les deux méthodes d'extraction du taux tunnel sont combinés et utilisés pour calculer l'orthogonalité de contrôle du dispositif, et la comparer à celle d'un dispositif multi-couches dans la littérature.

**Contributions :** Les résultats présentés dans ce chapitre sont le fruit d'une collaboration entre des équipes de l'Université de Sherbrooke (UdeS) et des Sandia National Laboratories (SNL). La prise de données pour les taux tunnel par transfert de charge unique a été réalisée conjointement par Sophie Rochette (S. R., UdeS) et Anne-Marie Roy (A.-M. R., UdeS), grâce au circuit de détection de charge radiofréquence développé par A.-M. R.. L'analyse subséquente des taux tunnel a été faite par A.-M. R. avec le support de S. R.. Les mesures de spectroscopie par impulsions ont été réalisées par S. R.. La méthode d'analyse pour la lecture à fréquence synchrone fixe a été développée par S. R.. Le paramètre d'orthogonalité de contrôle a été défini par S. R. avec le support de Martin Rudolph (M. R., SNL). L'analyse et l'interprétation des données d'orthogonalité de contrôle ont été faites par S. R..

## 4.1 Contrôle du taux tunnel sans grille de barrière dédiée

---

Dans les dispositifs multi-couches typiques, le contrôle du taux tunnel est réalisé via une grille directement au-dessus de la barrière tunnel, une grille dédiée. Cette grille a été éliminée dans la structure à grilles d'accumulation séparées afin de permettre une structure simple couche tout en maintenant la proximité du réservoir et de la boîte quantique. Ainsi, tel que suggéré par le diagramme de stabilité caractéristique présenté au chapitre précédent, nous étudierons le contrôle du taux tunnel à l'aide de la grille d'accumulation du réservoir. Cette technique est fondamentalement différente de celle à grille dédiée, puisqu'elle emploie une grille d'accumulation, sous laquelle un réservoir de charges est formé, plutôt qu'une grille de déplétion qui surplombe une région, typiquement, de faible densité. La contrôlabilité atteignable avec ce type de géométrie reste à établir.

On a remarqué au dernier chapitre que les transitions de charge changent d'apparence dans le diagramme de stabilité  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$ . La pixellisation parfois observée à faible  $V_{AR}$  se produit lorsque le taux de transfert des électrons entre la boîte quantique et le réservoir est faible devant la fréquence d'échantillonnage de la mesure. L'élargissement des transitions, parfois observé à  $V_{AR}$  élevé, est le fruit d'un couplage tunnel élevé entre la boîte et son réservoir. Pour compléter ces observations qualitatives, on se penche maintenant sur une caractérisation précise du pouvoir d'ajustement du taux tunnel par la grille AR.

Les taux tunnels sont mesurés de deux façons. Pour les taux tunnel faibles, on utilise une technique basée sur le transfert d'électrons uniques en temps réel, permettant de calculer le taux de transfert à partir du nombre d'événements individuels détectés. Le signal est mesuré par le circuit de détection de charge radio-fréquence. Pour les taux tunnels plus élevés, la bande passante limitée du circuit RF rend plus difficile l'application de cette technique. On utilise donc une méthode de spectroscopie par impulsions, où on mesure le signal en conductance différentielle, pour détecter des taux tunnels plus élevés. On combinera par la suite les résultats des deux ensembles de données pour quantifier la contrôlabilité du taux tunnel.

### 4.1.1 Dispositif et paramètres expérimentaux

Pour l'analyse quantitative du taux tunnel, on utilise le dispositif A1, une double boîte quantique avec des dimensions et espacements plutôt larges. En effet, le dispositif A2, dont les dimensions sont plus serrées et pour lequel on a analysé le diagramme de stabilité au chapitre 3, n'a pas été installé sur un circuit permettant de réaliser la mesure précise des taux tunnel. Le dispositif A1 a quant à lui été installé sur le PCB RF (voir la section 2.2.2 pour les détails du montage), ce qui permet de réaliser des mesures en conductance différentielle ou par détection de charge radiofréquence, en plus d'appliquer des impulsions sur certaines grilles grâce à des *bias-tee*.

La figure 4.1(a) montre le dispositif sous étude (A1) et les voltages appliqués sur les grilles. On note que les deux réservoirs sont activés. Bien que ce soit la boîte de droite qui est étudiée, la grille

AD de gauche est à un voltage positif, pas assez élevé toutefois pour que la boîte de gauche contienne des électrons. La raison pour laquelle le dispositif a été ajusté dans ce régime est que des expériences de formation de double boîte quantique ont suivi celles de caractérisation du taux tunnel. Il était donc préférable d'ajuster le SET dès le départ pour ce régime, pour pouvoir passer au régime de double boîte quantique graduellement sans avoir besoin de modifier drastiquement le régime du SET. Le SET de droite est employé pour la détection de charge, et le PCQ à gauche est inutilisé.

La figure 4.1(b) montre une partie du diagramme de stabilité pour le régime étudié. Le confinement sous-optimal pour ce dispositif et le régime utilisé, tel que mentionné plus tôt, expliquent les irrégularités dans les transitions de charge. Le potentiel non-circulaire produit un réarrangement de la position d'énergie minimale pour l'électron en fonction des voltages sur AD et AR. L'impact de ce confinement sous-optimal sur l'évaluation du taux tunnel sera évoqué dans les sections qui suivent. On note également qu'un champ magnétique selon l'axe  $x$  à la figure 4.1(a) d'une amplitude de 2 T est appliqué dans ce régime. En effet, un problème technique au niveau des composantes et des branchements dans le réfrigérateur à dilution avec l'utilisation de ce montage cause un réchauffement de l'échantillon qui disparaît pour un champ magnétique suffisamment élevé.

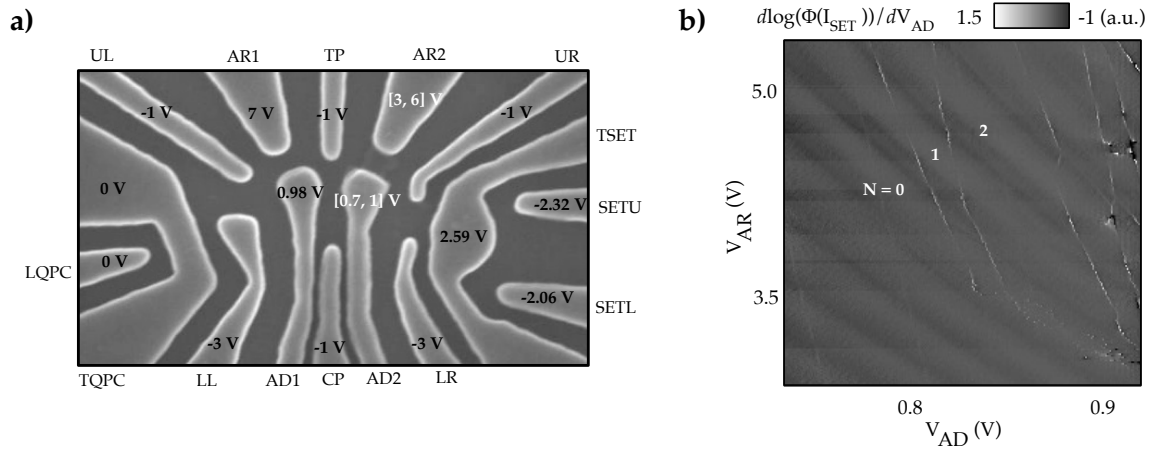


FIGURE 4.1 – (a) Image SEM du dispositif de type A1 utilisé pour la caractérisation du contrôle du taux tunnel. Les valeurs de voltages de grille indiquées correspondent au régime présenté en (b). (b) Diagramme de stabilité pour le régime d'étude du taux tunnel par transfert d'électron unique.

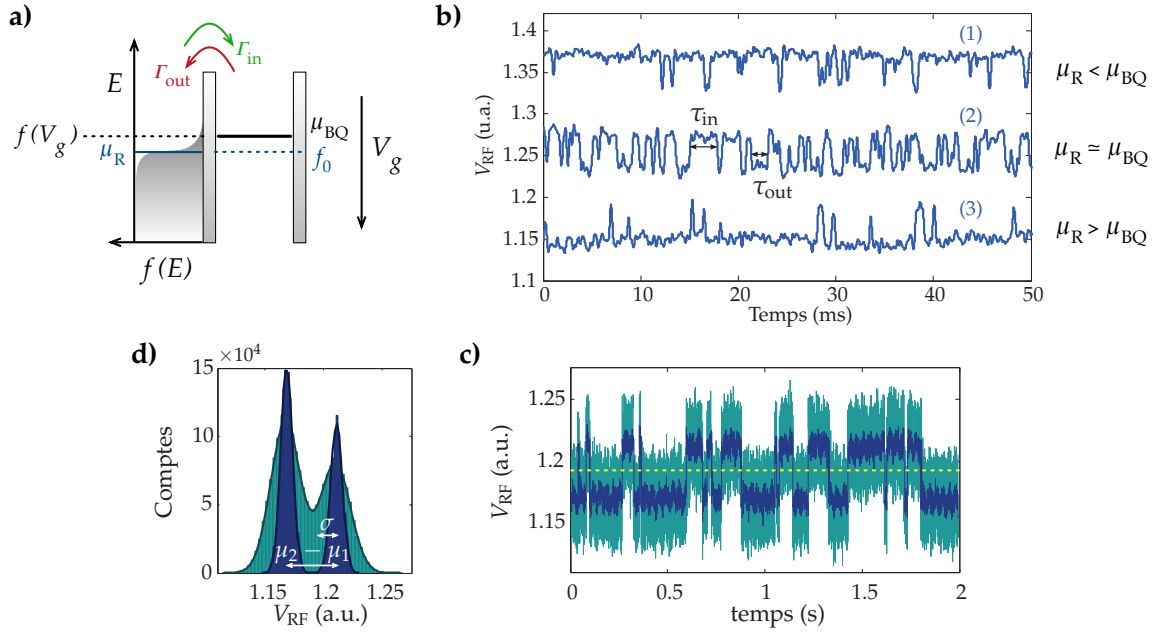


FIGURE 4.2 – (a) Schéma énergétique pour une boîte quantique couplée à un réservoir par une barrière tunnel. Les électrons occupent des niveaux d'énergie distincts dans le réservoir selon la distribution de Fermi-Dirac  $f(E)$ , représentée par la zone ombragée grise. Le potentiel chimique du réservoir,  $\mu_R$ , est défini à  $f(E) = f_0 = 1/2$ . Le potentiel chimique de la boîte quantique,  $\mu_{BQ}$ , dépend inversement du voltage de grille  $V_g$ . L'occupation du réservoir à l'énergie correspondante à  $\mu_{BQ}$ ,  $f(V_g)$ , dicte la valeur des taux tunnel entrant,  $\Gamma_{in}$ , et sortant,  $\Gamma_{out}$ , selon les équations 4.1 et 4.2. (b) Exemples de traces temporelles du signal du détecteur de charge RF à proximité d'une transition de charge de la boîte quantique. Le signal est plus élevé lorsque la boîte quantique est vide que lorsqu'elle est occupée. La quantité  $\tau_{in}$  ( $\tau_{out}$ ) est le temps requis pour un électron hors de (dans) la boîte quantique pour y entrer (en sortir). Les trois traces présentées correspondent à un voltage de grille différent, et donc à un positionnement différent de  $\mu_{BQ}$  par rapport à  $\mu_R$ . (c) Trace temporelle obtenue avec un taux d'acquisition de 1 MHz, après application d'un filtre de Bessel d'ordre 6 (passe-bas) avec une fréquence de coupure de 25 kHz (cyan), et de 2.5 kHz (bleu marin). La ligne pointillée jaune indique la valeur seuil utilisée pour discriminer les points appartenant au niveau haut (boîte vide) et bas (boîte occupée). (d) Nombre de points (comptes) mesurés pour chaque valeur de signal  $V_{RF}$ , pour les traces cyan et bleu marin de la figure (c). Les distributions présentent une forme double gaussienne, et un écart-type  $\sigma$  ainsi qu'une position centrale précise pour chacune des distributions,  $\mu_1$  et  $\mu_2$  peuvent en être extraites lorsque les statistiques de comptage sont suffisantes (lorsque les traces sont assez longues et le nombre d'événements élevé). On voit que pour la trace filtrée à seulement 25 kHz (cyan), les points appartenant aux deux gaussiennes se recouvrent, contrairement au cas pour le filtrage plus agressif. La méthode d'attribution des points selon la probabilité d'appartenance aux gaussiennes fonctionnerait bien dans le cas de ce recouvrement, alors que la technique avec valeur seuil simple (selon la ligne pointillée jaune de la figure (c)) produirait des erreurs d'attribution aux niveaux haut et bas. Ainsi, le filtrage est critique lorsque les traces ne sont pas assez longues pour permettre l'utilisation de la méthode des gaussiennes. Les figures (b), (c) et (d) sont tirées du mémoire de Anne-Marie Roy et utilisées avec permission.

## 4.2 Extraction des taux tunnels par transfert d'électron unique en temps réel

---

On présente maintenant la technique d'analyse permettant de mesurer le taux tunnel entre le réservoir et la boîte quantique à l'aide de lecture de transferts de charges en temps réel. Cette technique est expliquée en détail dans les travaux de S. Gustavsson et collaborateurs (voir en particulier les références [273, 274]). On note tout d'abord qu'à proximité (en voltage) d'une transition de charge de la boîte quantique, la probabilité de transfert entre la boîte et son réservoir dépend du taux tunnel. Celui-ci est déterminé par le couplage tunnel  $\Gamma$  (qui dépend des détails géométriques de la barrière : hauteur, largeur, forme, etc.), et par l'amplitude de la distribution de Fermi-Dirac du réservoir au potentiel chimique de la boîte,  $f(\mu_{BQ})$ . On a ainsi :

$$\Gamma_{in} = \Gamma f(\mu_{BQ}), \quad (4.1)$$

et

$$\Gamma_{out} = \Gamma(1 - f(\mu_{BQ})), \quad (4.2)$$

les taux de transfert tunnel pour les électrons entrants (*in*) et sortants (*out*) de la boîte, respectivement. Cette situation est illustrée à la figure 4.2(a). On rappelle que :

$$f(\mu_{BQ}) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\mu_{BQ} - \mu_R}{k_B T}}} \quad (4.3)$$

où  $\mu_R$  est le potentiel chimique du réservoir, pour lequel  $f = f_0 = 1/2$ ,  $k_B$  est la constante de Boltzmann, et  $T$  est la température électronique.

Les mesures de transfert de charge en temps réel nécessitent d'ajuster les voltages de grilles du SET pour que la transition de charge sous étude se trouve sur un flanc très sensible d'un pic de Coulomb du SET. De cette façon, un changement d'occupation de la BQ, même d'une seule charge, produira un signal fort, tel que décrit aux figures 1.3(d) au chapitre 1, et 2.3(g) au chapitre 2. On pourra donc associer un niveau de signal à une occupation  $N$  de la boîte, et un autre niveau à une occupation  $N + 1$ . Ce type de mesure nécessite également une résolution temporelle très grande pour le détecteur de charge et le système d'amplification. Il sera ainsi possible d'observer des transferts d'électrons dans et hors de la boîte en temps réel, tant que le taux de transfert est beaucoup plus faible que la fréquence d'échantillonnage. Si ce n'est pas le cas, on risque de manquer les événements trop rapides, par exemple si la charge entre et quitte la boîte sur une période de l'ordre de quelques points de mesures ou moins. Par contre, si la bande passante du détecteur est suffisante, on observera des transitions entre deux niveaux de signal distincts à chaque fois qu'un électron quitte la boîte quantique ou y entre, tel qu'illustré à la figure 4.2(b).

Le temps requis à un électron se trouvant sur la boîte quantique pour en sortir est  $\tau_{out}$ . La quantité  $\tau_{in}$  correspond alternativement au temps requis pour un électron hors de la boîte quantique pour y entrer. Ces quantités peuvent être extraites de traces temporelles du signal de détection de charge, tel qu'illustré à la figure 4.2(b). On remarque que lorsque  $\mu_{BQ} > \mu_R$ , la boîte quantique est vide pour une plus grande proportion de la trace (trace (1) à la figure 4.2(b)). Au contraire, pour  $\mu_{BQ} < \mu_R$ , la boîte quantique est plus souvent vide (trace (3)). Les proportions deviennent approximativement égales lorsque  $\mu_{BQ} \sim \mu_R$ . On trouve [274] que  $\Gamma_{in}$  ( $\Gamma_{out}$ ) est donné par l'inverse de la moyenne de  $\tau_{in}$  ( $\tau_{out}$ ). En prenant des traces temporelles à différentes valeurs de tension de grille autour d'une transition de charge, suffisamment longues pour que les statistiques d'événements en temps réel soient représentatives, il est alors possible de déterminer le couplage tunnel  $\Gamma$  et la température électronique. Dans ce qui suit, nous expliquons le processus d'analyse pour un seul point, avant de montrer les résultats pour différentes valeurs  $V_{AR}$  et démontrer le contrôle du taux tunnel avec AR.

La première étape consiste à filtrer le signal afin de réduire le bruit et binariser le signal selon le niveau d'occupation de la boîte quantique. À la figure 4.2(c), on montre un exemple pour une trace temporelle obtenue avec un taux d'acquisition de 1 MHz. La trace en cyan est obtenue après l'application d'un filtre de Bessel d'ordre 6 (passe-bas) avec une fréquence de coupure de 25 kHz, alors que la trace en bleu marin est obtenue pour un filtre à 2.5 kHz [234]. Le filtrage est nécessaire pour améliorer le rapport signal sur bruit, mais doit être optimisé selon la sensibilité recherchée, puisqu'il mène à une réduction de la bande passante et donc au rejet de certains événements rapides. Après filtrage, les données sont binarisées selon qu'elles se trouvent en haut ou en bas d'une valeur seuil (définie comme à mi-chemin entre les deux niveaux de signal), pour ensuite extraire numériquement les moyennes  $\langle \tau_{in} \rangle$  et  $\langle \tau_{out} \rangle$ . Cette binarisation avec un seuil à 1/2 n'est pas idéale, surtout dans le cas où il y a recouvrement entre les deux niveaux de signal, pour un rapport signal sur bruit inférieur à 10 dB environ [234]. Une technique plus précise repose sur la catégorisation de chaque point selon la probabilité d'appartenance à chacune des distributions gaussiennes représentant les deux niveaux (méthode illustrée à la figure 4.2(d) [239]. Par contre, étant donné les traces temporelles courtes, peu d'événements de transfert ont lieu et les statistiques sont insuffisantes pour effectuer un lissage gaussien efficace. En effet, la durée des traces a dû être limitée à cause d'une dérive du signal faisant changer la position de la transition par rapport au point le plus sensible du pic du SET. La technique plus grossière de binarisation par simple valeur seuil a donc été utilisée.

Une fois les données traitées et binarisées, il est possible d'estimer la température électronique en reproduisant la fonction de Fermi-Dirac à partir des données de temps moyen de transfert. En effet, en combinant les équations 4.1, 4.2, et 4.3, avec  $\Gamma_{in} = 1/\langle \tau_{in} \rangle$  et  $\Gamma_{out} = 1/\langle \tau_{out} \rangle$ , on obtient une expression pour l'occupation moyenne de la boîte quantique :

$$f(\mu_{BQ}) = \frac{\langle \tau_{out} \rangle}{\langle \tau_{in} \rangle + \langle \tau_{out} \rangle}. \quad (4.4)$$

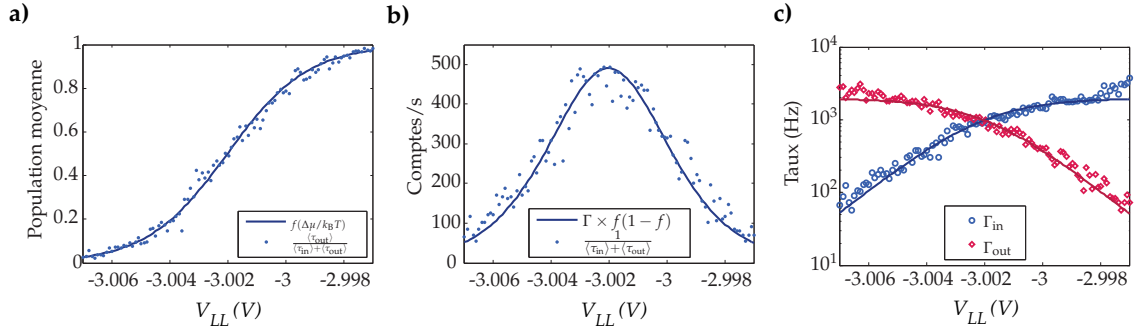


FIGURE 4.3 – (a) Points bleus : Occupation moyenne de la boîte quantique en fonction de  $V_{LL}$  selon l'équation 4.4 pour des traces temporelles à 200 kHz de taux d'acquisition, après application d'un filtre de Bessel d'ordre 6 à 10 kHz. Ligne pleine : Ajustement de courbe selon l'équation 4.3. La température électronique extraite des paramètres d'ajustement, en utilisant le bras de levier de  $V_{LL}$ , est de 146.5 mK. (b) Taux de comptage  $r_E$  en fonction de  $V_{LL}$  (points bleus), d'après l'équation 4.5, et lissage (trait plein) selon l'équation 4.6. Le couplage tunnel extrait du lissage est  $\Gamma = 1.96$  kHz. (c) Taux tunnel  $\Gamma_{in}$  (en bleu) et  $\Gamma_{out}$  (en rouge) en fonction de  $V_{LL}$ . Les lissages (traits pleins) sont tracés suivant les équations 4.1 et 4.2 avec les paramètres de température et de couplage tunnel trouvés aux figures (a) et (b). Les trois figures sont extraites du mémoire de Anne-Marie Roy [234], et utilisées avec permission.

La figure 4.3(a) montre un exemple de cette analyse effectuée pour un balayage de la grille LL à travers la transition de charge  $0 \rightarrow 1$ , dans un régime différent de celui présenté à la figure 4.1(b). L'ajustement de courbe selon la fonction de Fermi-Dirac permet d'extraire une température électronique de 146.5 mK pour cet ensemble de données, en utilisant le bras de levier trouvé en magnéto spectroscopie (voir chapitre 3) pour la grille LL pour convertir le voltage en variation du potentiel chimique de la boîte quantique. Cette température correspond bien à celle estimée par d'autres techniques au chapitre 2, bien qu'elle soit légèrement plus élevée. Les problèmes de chauffage pour ce montage décrits à la section 4.1.1 pourraient en être responsable, considérant qu'aucun champ magnétique n'était appliqué pour cette mesure particulière.

Ensuite pour trouver  $\Gamma$ , on définit le taux de comptage,  $r_E$ , soit le nombre d'événements d'entrée d'un électron dans la boîte par seconde. En moyenne, cette quantité correspond ainsi à :

$$r_E = \frac{1}{\langle \tau_{in} \rangle + \langle \tau_{out} \rangle}. \quad (4.5)$$

et équivaut également, en combinant les équations 4.4, 4.1 et 4.2, à :

$$r_E = \Gamma f(1 - f) \quad (4.6)$$

La figure 4.3(b) montre le résultat lorsque la quantité  $r_E$  est tracée en fonction du voltage sur la grille LL. L'ajustement de courbe selon l'équation 4.6, connaissant la température électronique trouvée précédemment et le bras de levier de la grille, permet d'extraire la valeur du couplage  $\Gamma$ .



Pour l'exemple présenté ici, on obtient  $\Gamma = 1.96$  kHz. À la figure 4.3(c), on a tracé les quantités  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$ . Les lissages (traits pleins) selon les équations 4.1 et 4.2 avec  $\Gamma = 1.96$  kHz et  $T = 146.5$  mK s'accordent très bien avec les données.

Cette analyse a été répétée dans plusieurs régimes associés à un voltage de grille AR différent (à partir du régime correspondant au diagramme de stabilité de la figure 4.1(b) pour constater l'effet de  $V_{AR}$  sur le taux tunnel. La même transition de charge ( $0 \rightarrow 1$ ) est suivie, en changeant  $V_{AR}$  et en ajustant  $V_{AD}$ . La grille LL, qui possède un très petit levier en énergie sur la boîte quantique de droite tout en affectant peu le détecteur de charge (à droite également) est utilisée pour balayer à travers la transition, autour de sa valeur initiale, ce qui permet une bonne résolution en énergie. Aux figures 4.4 et 4.5, on montre l'occupation moyenne, le taux de comptage, et les taux tunnel  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$  en fonction de  $V_{LL}$  pour les 6 valeurs de  $V_{AR}$  étudiées. La température électronique  $T$  est d'abord extraite de l'ajustement de courbe sur l'occupation moyenne, puis sa valeur est fixée pour l'ajustement de courbe sur le taux de comptage, qui permet d'obtenir le couplage tunnel  $\Gamma$ . La valeur de  $\Gamma$  est ensuite fixée pour l'ajustement de courbe de  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$ . On note qu'il serait pertinent d'approfondir l'analyse des données en normalisant les taux tunnels obtenus par la température électronique. On pourrait notamment refaire les calculs en utilisant une seule température électronique (moyenne par exemple) pour l'extraction du taux tunnel à toutes les valeurs de  $V_{AR}$ , et en vérifier l'impact.

On remarque tout d'abord que les températures électroniques extraites sont toutes entre 30 et 73 mK, ce qui correspond bien à la température plus basse à laquelle on s'attend en appliquant un champ magnétique pour éliminer le problème de chauffage évoqué plus haut. Ensuite, pour les graphiques de la dernière colonne de la figure 4.4, l'emploi d'un couplage tunnel unique semble suffire à ajuster la courbe à la fois sur  $\Gamma_{in}$  et sur  $\Gamma_{out}$ . Par contre l'accord commence à s'amenuiser pour les graphiques de la figure 4.5. Les graphiques en (c), (f), et (i) présentent des «coudes» et des passages de concave à convexe, en plus d'un accord insatisfaisant avec les ajustements de courbe à couplage tunnel unique. Il est donc possible que dans ces configurations de voltage, un ou des niveaux excités puissent participer au transport [273]. Une analyse plus poussée de l'effet de ce phénomène est présentée dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275]. En ce qui concerne les données présentées ici, on néglige l'effet de la présence possible de niveaux excités, en gardant en tête que les couplage tunnels obtenus pourraient être surestimés, puisqu'étant la somme des couplages entre chaque niveau et le réservoir.

Les couplages tunnels extraits augmentent avec  $V_{AR}$  tel qu'attendu. Cette augmentation est monotone en général, mais la différence entre la valeur à  $V_{AR} = 4.35$  V et à 4.4 V est trop faible. La température trouvée pour  $V_{AR} = 4.4$  V est également significativement plus basse que les autres données. Ainsi, en forçant la température à la valeur trouvée en (d), cela influence la valeur trouvée pour le couplage tunnel à la figure 4.5(e), et en retour le graphique en (f), qui présente également des anomalies amplifiées par rapport aux autres valeurs de  $V_{AR}$ . La vue d'ensemble des taux tunnels obtenus est présentée plus loin, à la figure 4.10. On discutera de la variation du taux tunnel avec  $V_{AR}$  et de son interprétation à la section 4.3.4, après avoir combiné les données par transfert de charge en temps réel à celles obtenues par spectroscopie par impulsions, analysées dans la prochaine section.



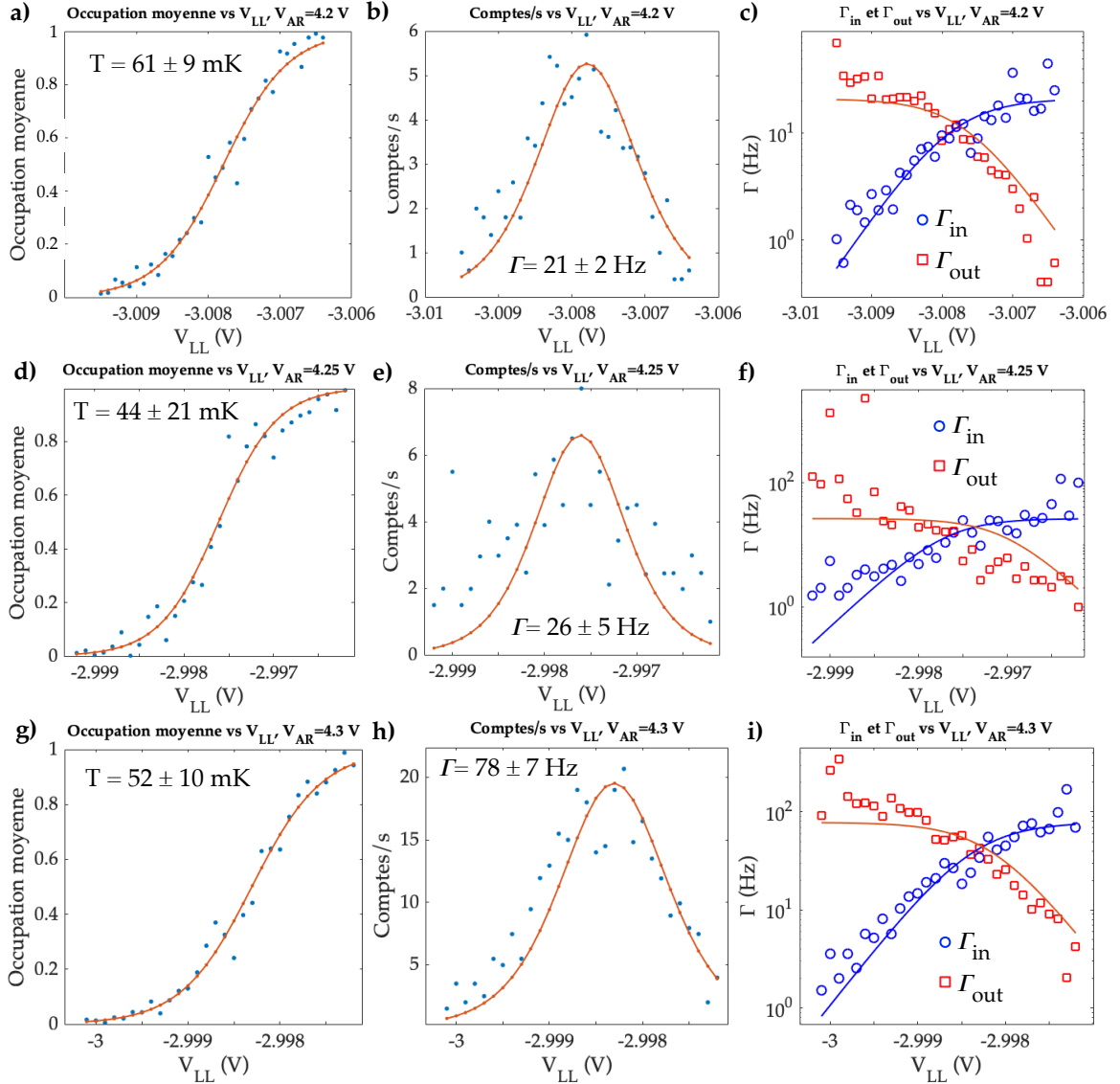


FIGURE 4.4 – (a) Occupation moyenne de la boîte quantique en fonction de  $V_{LL}$  à partir des statistiques de comptage tirées des traces en temps réel (points bleus), et lissage avec la fonction de Fermi-Dirac (ligne rouge), pour  $V_{AR} = 4.2$  V. (b) Taux de comptage  $r_E$  en fonction de  $V_{LL}$  à partir des statistiques de comptage (points bleus), et lissage avec l'équation 4.6 en fixant la température dans la distribution de Fermi-Dirac à la valeur trouvée en (a), pour  $V_{AR} = 4.2$  V. (c)  $\Gamma_{in}$  (cercles bleus) et  $\Gamma_{out}$  (carrés rouges) en fonction de  $V_{LL}$  à partir des statistiques de comptage, et lissages avec les équations 4.1 et 4.2, en fixant le couplage  $\Gamma$  à sa valeur trouvée en (b), pour  $V_{AR} = 4.2$  V. (d), (e) et (f) : même analyse pour  $V_{AR} = 4.25$  V. (g), (h), et (i) : même analyse pour  $V_{AR} = 4.3$  V.

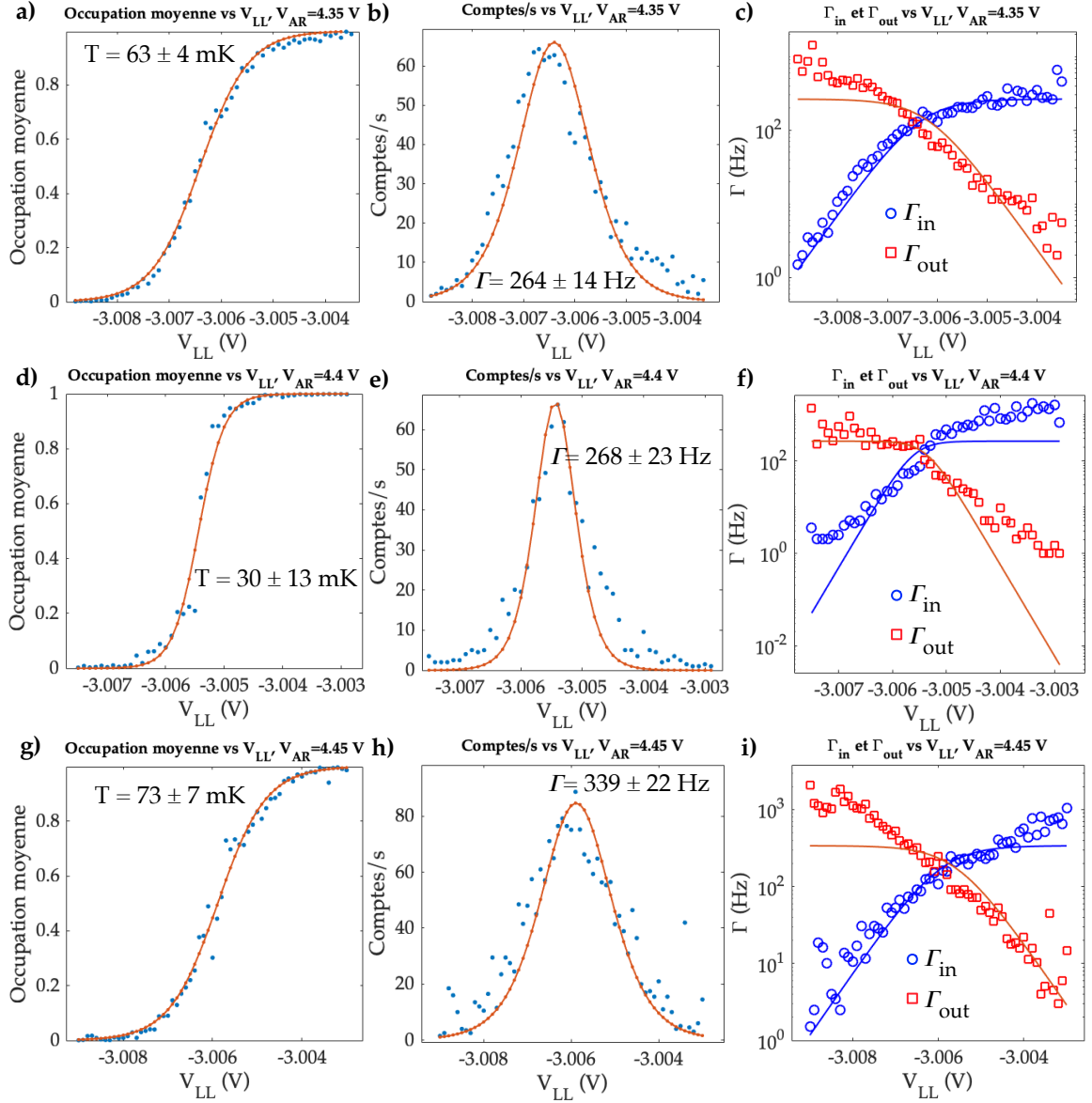


FIGURE 4.5 – (a), (b), et (c) même analyse qu'à la figure 4.4 pour  $V_{AR} = 4.35$  V. (d), (e) et (f) : même analyse pour  $V_{AR} = 4.4$  V. (g), (h), et (i) : même analyse pour  $V_{AR} = 4.45$  V.

Une discussion des raisons de la limitation en fréquence sur les taux tunnels mesurables par cette technique est disponible dans le mémoire de Anne-Marie Roy [234]. Celles-ci incluent la présence d'une dérive du signal limitant le temps d'acquisition des traces et un faible couplage entre la boîte quantique et le détecteur de charge, réduisant le rapport signal sur bruit maximal.

### 4.3 Extraction des taux tunnels avec la spectroscopie par impulsions

---

La mesure des taux tunnels avec la spectroscopie par impulsions consiste en l'application d'un train d'impulsions carrés (à 2 niveaux) sur une grille, la relation entre la fréquence du train d'impulsions et le taux tunnel réservoir-boîte quantique dictant la réponse du détecteur de charge. En étudiant cette réponse en fonction de la fréquence des impulsions, il devient possible d'extraire le taux tunnel [145].

En pratique, dans notre cas, les impulsions sont appliquées sur la grille AD (boîte quantique de droite dans le dispositif A1) à l'aide d'un *bias-tee* pour pouvoir également polariser la grille en DC. La grille LL est quand à elle balayée à travers la transition de charge étudiée, et cette trace est répétée pour différentes fréquences d'impulsions  $f_p$ . Cet arrangement est illustré à la figure 4.6(a). Le train d'impulsions est défini par sa fréquence  $f_p$ , ou alternativement par la durée  $\tau$  de chaque niveau, haut (H) et bas (B), ainsi que par son amplitude  $A_p$ , tel qu'illustré à la figure 4.6(b). La figure 4.6(c) montre qu'à chaque niveau de l'impulsion un potentiel chimique  $\mu_B$  ou  $\mu_H$  est associé à la boîte quantique, se trouvant de part et d'autre du potentiel chimique de base défini par le voltage DC appliqué sur AD2 et par  $V_{LL}$ , qui est balayée. La barrière tunnel est caractérisée par un couplage  $\Gamma$ , menant à des taux tunnel  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$  comme dans la section précédente, qui dépendront de la distribution de Fermi-Dirac du réservoir et de la différence entre les potentiels chimiques de la boîte quantique et du réservoir,  $\mu_R$ .

Concernant le circuit de mesure, on note que contrairement à la section précédente où le circuit d'amplification RF était utilisé, ici le montage est opéré en conductance différentielle. L'excitation RF est inactivée, et une excitation synchrone est plutôt appliquée sur le contact ohmique source du SET, et lue au contact ohmique drain. On remarque également que selon que l'on se trouve sur le flanc gauche ou droit d'un pic de Coulomb du SET, l'ajout d'un électron dans la boîte mène à une diminution ou une augmentation du signal, respectivement. Ce principe est illustré à la figure 4.6(d). On gardera simplement cette notion en tête pour comprendre les subtilités dans l'amplitude du signal observé dans certaines expériences.

Maintenant que les éléments de base de l'expérience de spectroscopie par impulsions sont en place, on décrit dans les prochaines sections comment le couplage tunnel  $\Gamma$  peut être extrait de la réponse du détecteur de charge en fonction du voltage sur la grille balayée,  $V_{LL}$ , et de la fréquence  $f_p = \frac{1}{2\tau}$  du train d'impulsions. En premier lieu, on établit une expression pour la probabilité d'occupation de la boîte quantique en fonction des paramètres pertinents. Ensuite, on décrit la méthode usuelle de détermination du taux tunnel retrouvée dans la littérature, avant de présenter

notre méthode alternative, nécessaire en raison des différences dans l'acquisition des données. Enfin, on présente les résultats expérimentaux de taux tunnel en fonction du voltage de grille AR obtenus grâce à cette méthode d'analyse alternative.

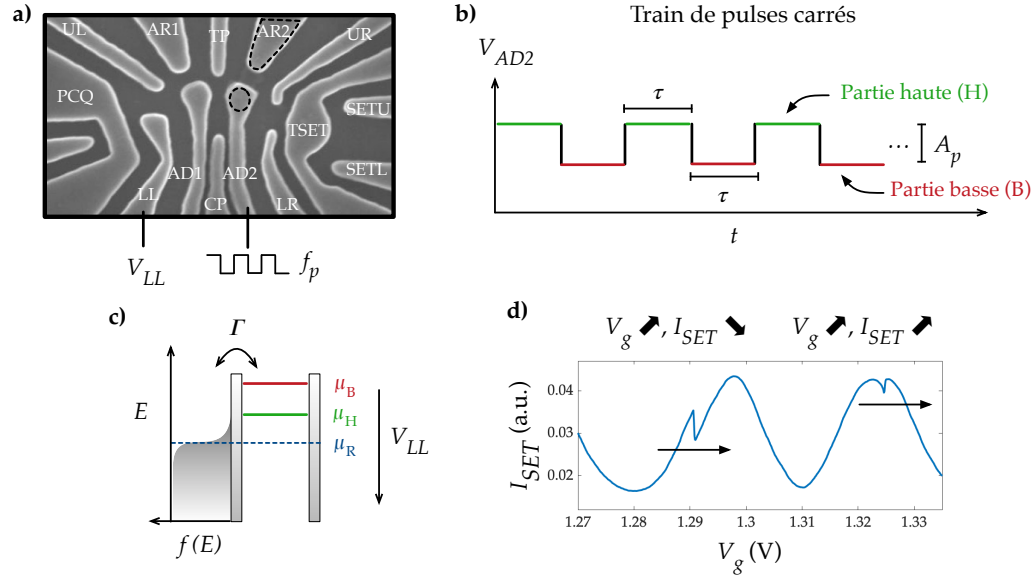


FIGURE 4.6 – (a) Arrangement pour l'application des signaux pour les mesures de spectroscopie par impulsions. La boîte quantique sous étude se trouve sous AD2, et le réservoir sous étude sous AR2 (boîte et réservoirs identifiés par les lignes pointillées noires). Le train d'impulsions carrés à la fréquence  $f_p$  est appliqué sur la grille AD2 via un *bias-tee* qui permet aussi une polarisation DC de la grille. La grille LL est balayée à travers la transition de charge sous étude. (b) Description des caractéristiques du train d'impulsions carrés. Celui-ci contient deux niveaux distincts, la partie haute (H) et la partie basse (B), chacun d'une durée  $\tau$ . L'amplitude pic à pic est  $A_p$ . (c) arrangement des potentiels chimiques dans le cas de l'application du train d'impulsions. Un potentiel chimique  $\mu_B$  pour la boîte quantique est associé à la partie basse de l'impulsion, tandis qu'un potentiel chimique  $\mu_H$  est associé à la partie haute. Le balayage de la grille LL permet de déplacer en bloc ces potentiels chimiques par rapport au potentiel chimique du réservoir,  $\mu_R$ , qui correspond à  $f(E) = 1/2$ . La barrière tunnel est caractérisée par le couplage  $\Gamma$ . (d) Illustration de la réponse du SET à l'ajout d'une charge dans la boîte quantique. Pour une transition se produisant sur le flanc gauche d'un pic dans un balayage  $V_g$  des valeurs plus négatives vers plus positives (flèches noires), le signal  $I_{SET}$  diminue. Pour une transition se produisant sur le flanc droit d'un pic pour un balayage dans la même direction, le signal du SET augmente suite à l'ajout d'une charge.

### 4.3.1 Probabilité d'occupation de la boîte quantique

La variation dans le temps du nombre d'électrons  $N(t)$  dans la boîte quantique est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \frac{dN(t)}{dt} &= -\Gamma_{out} N(t) + \Gamma_{in} (1 - N(t)) \\
 &= -\Gamma (1 - f(\Delta\mu))N(t) + \Gamma f(\Delta\mu)(1 - N(t)) \\
 &= -\Gamma N(t) + \Gamma f(\Delta\mu) \\
 &= -\Gamma (N(t) - f(\Delta\mu))
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

où on a utilisé les définitions pour  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$  données aux équations 4.1 et 4.2, et  $f(\Delta\mu)$  est la distribution de Fermi-Dirac dans le réservoir, qui dépend de  $\Delta\mu = \mu_{BQ} - \mu_R$ . On suppose que  $\Gamma$  reste fixe pour les plages de tensions utilisées dans les expériences. En intégrant cette expression du temps  $t = 0$  au temps  $t$ , et en posant que  $N(t)$  correspond à la probabilité d'occupation de la boîte quantique au temps  $t$ ,  $P(t)$ , on obtient :

$$P(t) = (P(0) - f(\Delta\mu)) e^{-\Gamma t} + f(\Delta\mu). \tag{4.8}$$

où  $P(0)$  est la probabilité d'occupation à  $t = 0$ . L'expression ci-haut sera différente selon que l'on se trouve dans la partie haute ou la partie basse de l'impulsion. Pour la partie haute de l'impulsion, avec  $0 < t < \tau$ , on a :

$$P_H(t) = (P(0) - f_H) e^{-\Gamma t} + f_H, \tag{4.9}$$

avec

$$\begin{aligned}
 f_H &= \frac{1}{1 + e^{\frac{\Delta\mu}{k_B T}}} \\
 &= \frac{1}{1 + e^{\frac{q(-V_g + A_p/2)}{k_B T}}}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

où on a supposé pour simplifier que le bras de levier pour la grille  $g$  est unitaire pour transformer les potentiels chimiques en voltages. De plus, on a posé  $V_g = 0$  lorsque  $\mu_R = \mu_{BQ}$ . Pareillement, on a :

$$f_B = \frac{1}{1 + e^{\frac{q(-V_g - A_p/2)}{k_B T}}} \tag{4.11}$$

Ainsi, dans la partie basse de l'impulsion, pour  $\tau < t < 2\tau$ , la probabilité d'occupation de la boîte  $P_B(t)$  est donnée par :

$$\begin{aligned} P_B(t) &= (P(\tau) - f_B) e^{-\Gamma(t-\tau)} + f_B \\ &= ((P(0) - f_H) e^{-\Gamma\tau} + f_H - f_B) e^{-\Gamma(t-\tau)} + f_B, \end{aligned} \quad (4.12)$$

où  $P(\tau) = P_H(t = \tau)$ .

#### 4.3.2 Méthode usuelle de détermination du taux tunnel avec la spectroscopie par impulsions

Une des méthodes usuelles pour la détermination du taux tunnel avec la spectroscopie par impulsions est celle présentée dans Elzerman et collaborateurs [145]. Tel qu'illustré à la figure 4.7(a), une impulsion est appliquée sur une grille tandis qu'une autre est balayée. La boîte quantique est couplée à un seul réservoir avec un couplage  $\Gamma$ . Un PCQ adjacent est utilisé pour la détection de charge. Le signal du PCQ, augmente pour un voltage plus positif sur les grilles et/ou pour une boîte vide, et diminue pour un voltage plus négatif et/ou une boîte occupée. La variation de signal est importante lorsque le PCQ est optimisé pour que les transitions de charge se produisent entre deux plateaux de conduction. Le signal du PCQ est lu par un amplificateur synchrone, à la même fréquence que celle utilisée pour le train d'impulsions carrées.

À la figure 4.7(b), le principe de fonctionnement de la méthode est schématisé, pour un cas où le taux tunnel est grand devant  $f_p$  à gauche, et pour le cas où le taux tunnel est du même ordre ou plus petit que  $f_p$  à droite. En haut, l'amplitude de voltage  $V_p$  appliquée sur la grille pulsée en fonction du temps est illustrée. Au milieu, on montre le signal  $I_{SET}$  (le principe est similaire peu importe le type de détecteur de charge, SET ou PCQ) en réponse au train d'impulsions et aux transferts de charge entre la boîte et le réservoir en fonction du temps. En bas, le signal de l'amplificateur synchrone en fonction du voltage balayé  $V_g$  est tracé.

Supposons que l'arrangement des voltages fait en sorte que le potentiel chimique pour la partie basse de l'impulsion se trouve au-dessus du potentiel chimique du réservoir ( $\mu_B > \mu_R$ ), et que  $\mu_H < \mu_R$ , une situation schématisée dans les encadrés circulaires de la figure 4.7(b). Ainsi, le courant dans le PCQ varie suivant la valeur de  $V_p$ , selon que l'impulsion est dans sa partie haute ou basse (la ligne pointillée dans le graphique  $I_{SET}$  en fonction du temps), mais va également diminuer soudainement lorsqu'un électron entre dans la boîte, et augmenter soudainement lorsqu'il en sort (trait plein dans le graphique  $I_{SET}$  en fonction du temps).

Le signal synchrone est ainsi proportionnel à la moyenne, sur une période  $2\tau$  (puisque la fréquence synchrone  $f_{LI}$  est la même que  $f_p$ ), de  $I_{SET}$  multiplié par une fonction sinusoïdale à la fréquence  $f_{LI}$  [145]. Ce signal moyen est fixe lorsqu'il n'y a pas de transfert d'électrons, étant déterminé par la variation due à l'amplitude de l'impulsion seulement. Mais lorsque des électrons entrent ou sortent de la boîte, le signal moyen est réduit, selon la proportion de chaque partie de l'impulsion où la

boîte est occupée ou vide. Le résultat en fonction de  $V_g$  est le signal tracé en bas de la figure 4.7(b). Lorsque  $\Gamma \gg 1/2\tau$ , une baisse marquée du signal est observée lorsque  $\mu_B$  et  $\mu_H$  s'approchent de  $\mu_R$ . Cette baisse du signal est beaucoup moins marquée lorsque le taux tunnel est plus faible devant la fréquence des impulsions. En fonction du voltage balayé, la profondeur de cette vallée est maximale pour la valeur de  $V_g$  qui fait en sorte que  $\mu_B$  et  $\mu_H$  se trouvent de part et d'autre de  $\mu_R$ . En fonction de la durée des impulsions  $\tau$ , la profondeur maximale de la vallée suit une tendance comme celle de l'encadré de la figure 4.7(c). La vallée est sa mi-profondeur maximale pour  $\Gamma = 2\pi f_p$ , ce qui permet de déterminer  $\Gamma$  lorsque la trace est répétée pour plusieurs valeurs de  $f_p$ .

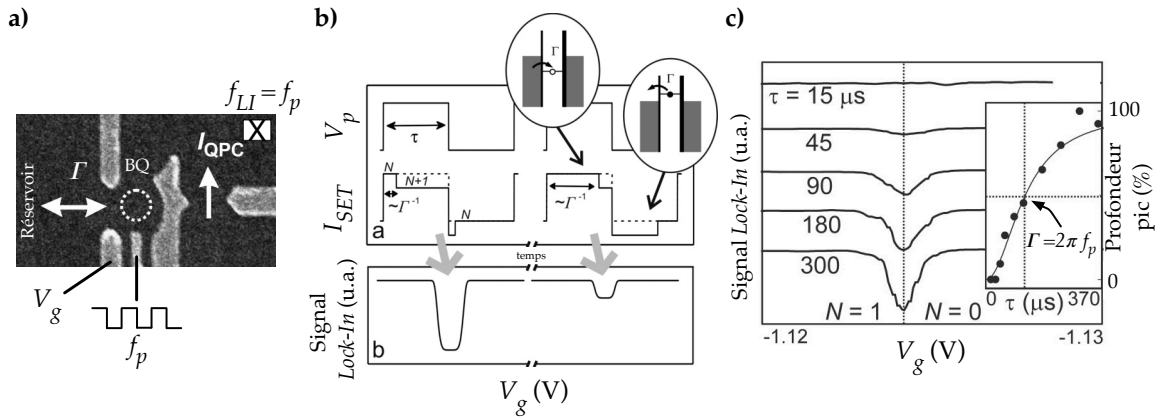


FIGURE 4.7 – (a) Image SEM du dispositif de boîte quantique sous étude dans la référence [145]. La boîte quantique (cercle pointillé blanc) est connectée à un réservoir via le couplage  $\Gamma$ . La grille  $g$  est balayée avec le voltage  $V_g$ . Un train d'impulsions carrées à la fréquence  $f_p$  est appliqué sur la grille centrale. Le courant  $I_{QPC}$  est mesuré par un amplificateur synchrone à la fréquence  $f_{LI} = f_p$ . (b) Schématisation du principe de fonctionnement de la spectroscopie par impulsions pour la détermination du taux tunnel, adaptée de [276]. La moitié de gauche est pour un cas où  $\Gamma \gg 1/2\tau$ , alors que la partie de droite est pour la situation  $\Gamma \lesssim 1/2\tau$ . Le schéma du haut représente l'amplitude de l'impulsion en fonction du temps, chaque niveau ayant une durée  $\tau$ . Le graphique du milieu représente la réponse du SET en l'absence de transfert de charge (ligne pointillée) et en présence de transfert de charge (trait plein). Le signal diminue lorsqu'un électron est ajouté à la boîte ( $N \rightarrow N+1$ ), et augmente lorsque l'électron quitte la boîte. Les encadrés circulaires illustrent le transfert de charge dans le cas où  $\mu_B$  et  $\mu_H$  se trouvent de part et d'autre de  $\mu_R$ . Le graphique du bas montre le signal de l'amplificateur synchrone en fonction du voltage balayé  $V_g$ . (c) Graphique adapté de [145]. Signal de l'amplificateur synchrone en fonction de  $V_g$ , à travers la transition  $N=0 \rightarrow 1$ , pour différentes périodes d'impulsions. Encart : pourcentage de la valeur maximale de la profondeur du pic en fonction de  $\tau$ . La profondeur est à la moitié de sa valeur maximale pour  $\Gamma = 2\pi f_p$ .

### 4.3.3 Détermination du taux tunnel par conductance différentielle à fréquence de lecture fixe

La méthode de détermination du taux tunnel décrite ci-haut n'est applicable que lorsque le signal du détecteur de charge est lu à la même fréquence que le train d'impulsions carrées est appliqué. Dans le cas des expériences présentées ici, nous avons plutôt utilisé une fréquence de lecture fixe peu importe la fréquence  $f_p$  utilisée. Cela signifie qu'une autre méthode d'analyse doit être développée pour déterminer le taux tunnel à partir de la réponse du détecteur de charge. Nous détaillons cette analyse originale dans ce qui suit.

Le dispositif est opéré de la façon décrite à la section 4.3 et à la figure 4.6(a). L'impulsion carrée est appliqué sur la grille AD, via un générateur de signal arbitraire dont la fréquence est variée entre 100 Hz et 10 MHz. La grille LL est balayée autour de la transition de charge  $N = 0 \rightarrow 1$ . Le SET à droite performe la détection de charge en conductance différentielle, avec une excitation sinusoïdale à 19 Hz appliquée sur le contact ohmique source et lue à la même fréquence au contact ohmique drain.

La fréquence synchrone de 19Hz est petite devant les fréquences d'impulsions carrées appliquées (minimum 100 Hz), et elle est la même pour toutes les mesures. On peut donc considérer que le moyennage sur un cycle de l'amplificateur synchrone couvre un grand nombre de cycles d'impulsions. Le signal synchrone réel correspond donc à la moyenne de l'occupation de la boîte quantique (plus la contribution du courant de base du SET) sur un cycle complet de l'amplificateur synchrone. Pour simplifier, on suppose dans notre analyse que le signal résultant mesuré par l'amplificateur synchrone est équivalent à la moyenne de l'occupation de la boîte sur un seul cycle d'impulsions. Notre hypothèse dans ce cas est que la variation du signal d'un cycle d'impulsion à l'autre est négligeable, tout comme la contribution des parties de cycles d'impulsions non-commensurables avec le cycle synchrone. Comme nous le verrons dans ce qui suit, cette approximation semble valide puisqu'elle permet de très bien reproduire de façon quantitative le signal mesuré expérimentalement. On cherche donc à visualiser le signal correspondant au changement d'occupation moyenne de la boîte quantique en fonction de  $V_g$ , pour différentes valeurs de  $f_p$  et un taux tunnel  $\Gamma$  donné. On pourra ainsi s'en servir pour identifier un motif particulier qui indique la valeur du taux tunnel par rapport à la fréquence d'impulsion appliquée, et appliquer cette condition aux données expérimentales.



On se concentre donc sur la probabilité d'occupation de la boîte quantique dans la partie haute du premier cycle d'impulsions ( $0 < t < \tau$ ), et dans la partie basse ( $\tau < t < 2\tau$ ), données par les équations 4.9 et 4.12 ci-haut. L'occupation moyenne est donnée par l'intégrale de ces probabilités sur un cycle d'impulsions complet, soit :

$$\begin{aligned}
 P_{moy} &= \frac{1}{2\tau} \int_0^\tau P_H(t) dt + \frac{1}{2\tau} \int_\tau^{2\tau} P_B(t) dt \\
 &= \frac{1}{2\tau} \left[ (P(0) - f_H) \int_0^\tau e^{-\Gamma t} dt + f_H \int_0^\tau dt \right] \\
 &\quad + \frac{1}{2\tau} \left[ (P(0) - f_H) e^{-\Gamma\tau} \int_\tau^{2\tau} e^{-\Gamma(t-\tau)} dt + (f_H - f_B) \int_\tau^{2\tau} e^{-\Gamma(t-\tau)} dt + f_B \int_\tau^{2\tau} dt \right] \\
 &= \frac{1}{2\tau} \left[ (P(0) - f_H) \left( \frac{e^{-\Gamma\tau} - e^0}{-\Gamma} \right) + f_H \tau \right] \\
 &\quad + \frac{1}{2\tau} \left[ (P(0) - f_H) e^{-\Gamma\tau} e^{\Gamma\tau} \left( \frac{e^{-2\Gamma\tau} - e^{-\Gamma\tau}}{-\Gamma} \right) + (f_H - f_B) e^{\Gamma\tau} \left( \frac{e^{-2\Gamma\tau} - e^{-\Gamma\tau}}{-\Gamma} \right) + f_B \tau \right] \\
 &= \frac{P(0) - f_H}{2\tau\Gamma} (1 - e^{-\Gamma\tau}) + \frac{f_H}{2} + \frac{P(0) - f_H}{2\tau\Gamma} e^{-\Gamma\tau} (1 - e^{-\Gamma\tau}) + \frac{f_H - f_B}{2\tau\Gamma} (1 - e^{-\Gamma\tau}) + \frac{f_B}{2} \\
 P_{moy} &= \frac{1 - e^{-\Gamma\tau}}{2\tau\Gamma} \left( (P(0) - f_H)(1 + e^{-\Gamma\tau}) + f_H - f_B \right) + \frac{f_H + f_B}{2}
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Cette expression nous permet de calculer l'occupation moyenne de la boîte quantique pour les différents voltages de grille le long d'un balayage. On rappelle qu'on suppose  $V_g = 0$  à  $\mu_{BQ} = \mu_R$ , c'est-à-dire au voltage attendu pour la transition de charge en l'absence d'impulsions appliqués. À la figure 4.8(a), on trace donc cette occupation moyenne en fonction de  $V_g$ , en calculant d'abord l'occupation au voltage le plus positif,  $V_1$ , et en balayant vers les voltages plus négatifs, pour reproduire les conditions d'acquisition des données expérimentales. La probabilité initiale  $P(0)$  pour la partie haute de l'impulsion au premier point de voltage,  $V_1$ , est fixée à  $f_H(V_1)$ . Ensuite, pour chaque point subséquent, la probabilité  $P(0)$  est donnée par  $P_B(2\tau)$  du voltage précédent, soit la probabilité d'occupation au temps  $t = 2\tau$ , à la fin de la partie basse de l'impulsion du point de voltage précédent. Les traces sont répétées pour différentes valeurs de  $\tau$  et donc de fréquence du train d'impulsions. Le taux tunnel est fixé à  $\Gamma = 10^4$  Hz pour cet exemple, et la température à 100 mK. L'amplitude de l'impulsion  $A_p$  est choisie pour permettre une bonne distinction des différentes sections du signal étant donné la température choisie et l'étalement résultant de la distribution de Fermi-Dirac, et le voltage est balayé de  $+A_p$  à  $-A_p$ .

On remarque qu'à basse fréquence, l'occupation présente trois plateaux distincts, pour  $N = 0, 0.5$ , et 1. Cela correspond bien à ce qui est attendu. En effet, la boîte est pleine au début du balayage, quand les deux états possibles pour le potentiel chimique de la boîte sont à une énergie beaucoup plus basse que le potentiel chimique du réservoir. L'occupation chute dès que  $\mu_B \sim \mu_R$ , pour atteindre  $1/2$  et y rester jusqu'à ce que  $\mu_H \sim \mu_R$ . À ce moment, l'occupation chute de nouveau, et tend vers 0 alors que les états possibles du potentiel chimique de la boîte se trouvent tous les deux à une énergie

supérieure au potentiel chimique du réservoir. Ces plateaux deviennent de plus en plus flous en augmentant la fréquence du train d'impulsions, alors que les électrons commencent à avoir de moins en moins de temps pour traverser par effet tunnel dans la boîte ou hors de celle-ci pendant la période allouée à chaque niveau de l'impulsion.

Si on trace maintenant la dérivée par rapport à  $V_g$  de l'occupation moyenne, on obtient le graphique présenté à la figure 4.8(b). La dérivée présente deux pics, correspondants aux zones de transition dans le graphique a). L'amplitude des pics de dérivée est maximale à basse fréquence, et diminue tranquillement pour les fréquences d'impulsions plus élevées. Pour s'en convaincre davantage, on a tracé à la figure 4.8(c) la hauteur maximale du pic de gauche (rouge) et du pic de droite (bleu) en fonction de la fréquence du train d'impulsions, et ce pour 4 valeurs différentes de  $\Gamma$ . Ces courbes commencent toutes à la même hauteur à basse fréquence, et la fréquence de train d'impulsions correspondant à une diminution de hauteur de la moitié (ligne pointillée),  $f_{1/2}$ , correspond toujours à  $\Gamma \times 183$ . On possède donc maintenant un critère approximatif à appliquer à nos données expérimentales pour extraire la valeur de  $\Gamma$ .

#### 4.3.4 Analyse des données expérimentales

La figure 4.8(d) montre le résultat de la prise de données avec la spectroscopie par impulsions sur la boîte quantique de droite du dispositif A1, pour  $V_{AR} = 4.6$  V. Les traces sont obtenues en balayant  $V_{LL}$  autour de sa position initiale, après avoir ajusté  $V_{AD}$  pour se trouver sur la transition de charge  $N = 0 \rightarrow 1$ , et en appliquant les impulsions sur la grille  $AD$ , avec une amplitude de 270 mV pic-à-pic. La fréquence du train d'impulsions est variée de 100 Hz à 10 MHz avec un espacement logarithmique. Les traces ont également été lissées pour faciliter la visualisation ultérieure de la dérivée.

On reconnaît les trois plateaux d'occupation notés à la figure 4.8), bien qu'ils soient ici inclinés. Cette inclinaison est causée par le signal de base quasi-sinusoidal du SET. Pour montrer qu'on reproduit tout de même de façon qualitative les résultats théoriques, l'encart de la figure 4.8(d) illustre le signal présenté en (a) mais en ajoutant une composante linéaire en voltage. L'inclinaison des plateaux est alors visible et il est plus facile de se convaincre qu'une composante sinusoidale en voltage est responsable de la différence entre les figures (a) et (d). On note également qu'une dérive du signal cause un écart entre certaines traces, surtout à plus haute fréquence. Il est possible que l'application des impulsions haute fréquence cause un léger chauffage du circuit qui contribue à augmenter le courant du SET et crée cette dérive. Enfin, certaines traces à plus basses fréquences (100-1000 Hz) ne présentent pas de plateaux bien définis. L'explication la plus plausible pour ce phénomène est la fréquence de coupure des *bias-tee*. En effet, la constante de temps des *bias-tee* (composés d'une résistance de 10 M $\Omega$  et d'une capacité de 4.8 nF) est de 48 ms. Cela signifie que les impulsions carrées sont altérées, avec une décroissance exponentielle dans le temps des parties haute et basse. L'amplitude pic-à-pic moyenne de l'impulsion est donc réduite d'autant plus que la fréquence de l'impulsion est basse. En fait, on peut estimer pour que le voltage ne diminue pas de plus

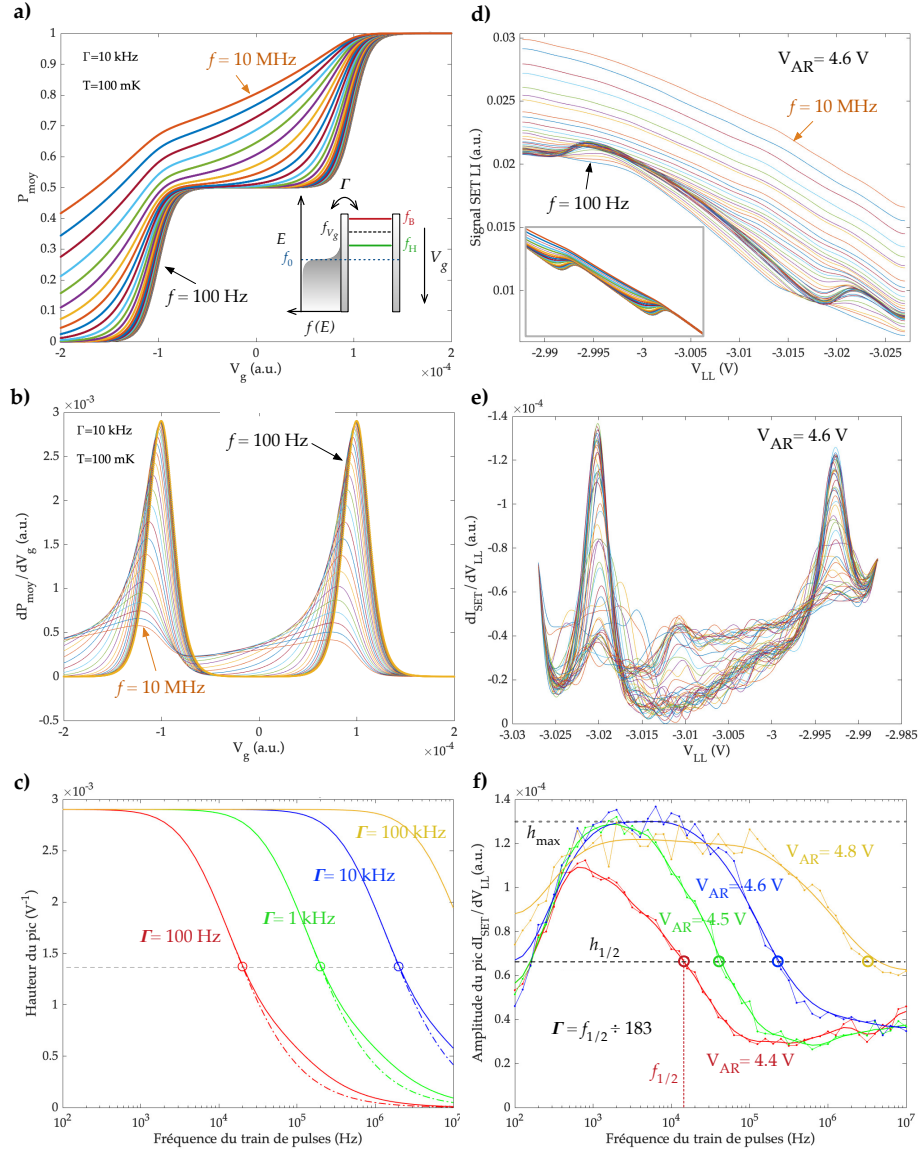


FIGURE 4.8 – (a) Occupation moyenne de la boîte quantique en fonction de  $V_g$ , pour des fréquences de train d’impulsions carrées  $f$  de 100 Hz à 10 MHz, d’après l’équation 4.13, avec  $\Gamma = 10$  kHz, et  $T = 100$  mK. (b) Dérivée de l’occupation moyenne par rapport à  $V_g$ , dans les mêmes conditions qu’en (a). (c) Hauteur du pic de gauche (trait plein) et de droite (trait pointillé) dans la dérivée présentée en (b), pour différentes valeurs de  $\Gamma$ . La ligne pointillée gris pâle horizontale indique la moitié de la hauteur maximale des pics,  $h_{1/2}$ . Le point de croisement de chaque courbe avec cette ligne horizontale permet de trouver la fréquence  $f_{1/2}$  correspondante, reliée à  $\Gamma$  par  $\Gamma = f_{1/2}/183$ . (d) Signal mesuré en balayant  $V_{LL}$  à travers une transition de charge pour différentes fréquences de train d’impulsions carrées  $f$  appliquées sur la grille AD, à  $V_{AR} = 4.6$  V. Encart : Probabilité moyenne telle que tracée en (a) avec un décalage linéaire en voltage additionné, pour montrer l’effet sur le signal approximatif du courant de base dans le SET. (e) Dérivée par rapport à  $V_{LL}$  du signal présenté en (d). Le signal a été déplacé pour ramener le minimum du signal à 0 (l’échelle négative provient de la direction dans laquelle a été prise la dérivée du signal). (f) Hauteur du pic de gauche dans la dérivée en (e) pour différentes valeurs de  $V_{AR}$ . La hauteur maximale  $h_{\text{max}}$  est estimée à partir du maximum pour les courbes en bleu, vert, et jaune. Le croisement de la ligne horizontale à la mi-hauteur  $h_{1/2}$  permet de trouver la valeur  $f_{1/2}$  dans chaque cas et extraire le couplage tunnel  $\Gamma$  en fonction de  $V_{AR}$ .

de 1 % pendant l'impulsion, il faut une fréquence d'impulsion minimale de 329 Hz. Cela explique donc au moins en partie le faible signal pour des fréquences inférieures à environ 1 kHz dans le graphique 4.8d. Une autre contribution possible à ce faible signal pour les basses fréquences est le moins grand nombre de cycles d'impulsions inclus dans un cycle de moyennage de l'amplificateur synchrone, dont la fréquence de lecture et le temps d'intégration sont fixes.

À la figure 4.8(e), on montre la dérivée du signal en (d). Les deux pics principaux observés en (b) sont bien visibles. Un pic secondaire autour de  $V_{LL} = -3.01$  V est aussi présent pour les fréquences plus élevées, et associé à un niveau excité, une caractéristique dont on discutera ci-bas. On note que les courbes dérivées ont été déplacées pour que le minimum des traces corresponde à un signal nul, pour compenser l'effet du signal quasi-sinusoidal du SET. À partir de ces pics dans la dérivée, on peut tracer l'amplitude de ceux-ci en fonction de la fréquence pour déterminer le couplage tunnel  $\Gamma$ . C'est ce qu'on fait à la figure 4.8(f), pour l'amplitude du pic de gauche seulement, pour les 4 points  $V_{AR}$  sous étude.

Tel qu'expliqué au paragraphe précédent, l'amplitude maximale des pics est réduite à basse fréquence par rapport au cas théorique. Ainsi la trace en rouge ( $V_{AR} = 4.4$  V), pour laquelle on s'attend à un plus faible taux tunnel, n'atteint jamais son maximum puisqu'il y a recouvrement de la région de suppression due à la fréquence de coupure des *bias-tee* et de la diminution due à la relation entre taux tunnel et fréquence du train d'impulsions. On choisit donc de fixer la même valeur maximale pour toutes les courbes, celle donnée par la ligne pointillée  $h_{max}$  à la figure 4.8(f), correspondant approximativement au maximum atteint par les points bleus ( $V_{AR} = 4.6$  V), jaunes ( $V_{AR} = 4.8$  V), et verts ( $V_{AR} = 4.5$  V). Ainsi la valeur à mi-hauteur,  $h_{1/2}$ , est la même pour toutes les courbes. Le croisement de chaque courbe avec la ligne  $h_{1/2}$  donne sa fréquence  $f_{1/2}$ , qu'on convertit en une valeur de  $\Gamma$  correspondante en la divisant par 183. On note cependant que si on avait choisi la mi-hauteur en utilisant les valeurs minimum et maximum des courbes (en choisissant la même valeur minimale pour toutes les courbes), cela serait équivalent à simplement diviser par un nombre différent de 183, ce qui résulte en une translation des taux tunnels sur l'échelle logarithmique. En effet, selon notre modèle, pour un changement de taux tunnel d'un facteur 10 entre deux courbes, l'espacement entre les points à la même hauteur reste le même, peu importe la hauteur choisie, comme on peut le voir à la figure 4.8(c). Comme on le verra dans la section suivante, le choix de la définition de mi-hauteur n'a donc pas d'impact notable sur notre analyse de l'orthogonalité de contrôle.

La vue d'ensemble des taux tunnels obtenus est présentée à la figure 4.10 dans la section qui suit. On note qu'une résolution plus fine en fréquence et l'application d'algorithmes de compensation pour la fréquence de coupure du *bias-tee* permettraient d'améliorer de beaucoup la validité de l'extraction des taux tunnels. Une transformation numérique pour éliminer la contribution du signal de base du SET serait également utile.

Avant de continuer, nous discutons de la présence d'états excités visibles dans la dérivée du signal mesuré et du choix de l'amplitude du train d'impulsions. Typiquement, l'amplitude est choisie pour permettre une bonne visualisation des transitions de charge considérant le levier de la grille

pulsée et celui de la grille balayée, les atténuations mises en place, et la température (élargissement des transitions). Cependant, pour une amplitude d'impulsions suffisante, il est possible que des états excités participent aux transitions de charge.

Soit une séparation en énergie  $\Delta E$  entre l'état fondamental (GS) et l'état excité (ES), et une amplitude d'impulsion  $A_p$ , tel qu'illustré à la figure 4.9(a). Pour une fréquence de train d'impulsions supérieure à  $\Gamma$ , lorsque  $qA_p > \Delta E$ , lorsque l'état excité atteint le niveau de Fermi du réservoir, le taux tunnel effectif augmente, puisqu'il est la somme des contributions de l'état fondamental et de l'état excité, tel qu'illustré au panneau du bas de la figure 4.9(a). On voit alors le signal remonter pour la valeur  $V_{LL}$  correspondant à l'alignement de ES avec  $\mu_R$ . C'est ce qui se produit à la figure 4.9(b), où la grille LL est balayée et l'amplitude de l'impulsion est changée, pour une fréquence fixe de 500 kHz. À partir de  $A_p = 100$  mV environ, une seconde transition parallèle à la transition de gauche devient visible, indiquée par la flèche blanche. La séparation entre celles-ci correspond à l'énergie de séparation  $\Delta E$ . Pour les mesures en fonction de la fréquence d'impulsion, présentées aux figures 4.9(c), (d), (e), et (f), des transitions correspondant à des états excités sont parfois visibles (flèches blanches). L'absence de ces transitions supplémentaires pour  $V_{AR} = 4.8$  V pourrait être due au couplage  $\Gamma$  plus élevé. L'effet de l'état excité apparaîtrait pour des fréquences d'impulsions plus élevées, inaccessibles avec les appareils à notre disposition pour cette expérience. On remarque également un déplacement continu des maxima de la dérivée du signal en fonction de la fréquence d'impulsions pour  $V_{AR} = 4.4$  V, et à un degré moindre pour  $V_{AR} = 4.5$ . En effet le pic se déplace graduellement de la position correspondant au niveau fondamental vers la position correspondant au niveau excité. L'effet n'est pas observé pour  $V_{AR} = 4.6$  V et  $V_{AR} = 4.8$  V. Il est donc possible que cet effet dépende du couplage tunnel.

Un modèle plus complexe que celui développé dans ce chapitre serait nécessaire pour prendre en compte les effets interdépendants du couplage tunnel entre le réservoir et chacun des niveaux (fondamental et excité), du taux de relaxation entre le niveau excité et son fondamental, et de la fréquence du train d'impulsions, et bien expliquer les caractéristiques des mesures de la figure 4.9 énoncées ci-haut. Toutefois, à priori, la présence de ces états excités ne devrait pas influencer notre analyse des taux tunnels faite précédemment si l'on utilise le pic de gauche. Il reste possible que le signal dû à ceux-ci modifie légèrement la valeur de la dérivée et donc la hauteur des pics maximaux. La présence de ces états excités montre aussi qu'ils jouent probablement un rôle dans l'analyse des taux tunnels par transfert d'électrons en temps réel, en modifiant les statistiques de comptage, tel que supposé dans la section précédente pour expliquer les déviations du comportement idéal dans les graphiques de  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$ .

L'énergie des états excités peut être obtenue à partir du bras de levier de la grille LL. La valeur typique d'environ  $100 \mu\text{eV}$  obtenue, considérant le champ magnétique de 2 T appliqué, est inférieure à la séparation Zeeman attendue, d'environ  $231 \mu\text{eV}$ . Si l'on se fie aux mesures de magnétospectroscopie de la figure 3.3, à 2 T le premier niveau excité devrait être celui de spin parallèle dans la seconde vallée (bien que ce ne soit pas le même dispositif sous étude). Dans ce cas, une séparation d'environ  $100 \mu\text{eV}$  est en accord avec les amplitudes de séparation de vallées mesurées dans le dispositif A2.

Pour terminer cette section, on note que les effets de chauffage à hautes fréquences de train d'impulsions pourraient être suggérés comme influence sur l'apparence (élargissement et aplatissement) des transitions de charges (comme dans la partie supérieure des figures 4.9(c), (d), (e), et (f). Cependant, d'autres mesures dans des régimes où le réservoir est fortement activé ( $V_{AD} = 7$  V), non illustrées ici, montrent des transitions de charges relativement nettes jusqu'à des fréquences de 10 MHz. Il est donc peu probable que des effets de chauffage aient un impact majeur sur les résultats de mesure du taux tunnel par spectroscopie à impulsions.

## 4.4 Combinaison des résultats et orthogonalité de contrôle

---

Dans cette section, on combine tout d'abord les résultats de taux tunnels obtenus par la méthode de transfert d'électrons uniques en temps réel et par la méthode de spectroscopie par impulsions. Par la suite, le paramètre d'orthogonalité de contrôle sera défini, et appliqué aux résultats expérimentaux. Ce paramètre sera également employé pour comparer la performance des dispositifs à grilles d'accumulation séparées à ceux à grille de barrière dédiée dans les architectures multi-couches à l'état de l'art.

### 4.4.1 Taux tunnel en fonction du voltage appliqué sur la grille d'accumulation du réservoir

À la figure 4.10(a), les taux tunnel obtenus par transfert d'électrons uniques (points bleus) et par spectroscopie par impulsions (points rouges) sont tracés en fonction de  $V_{AR}$ . Les diagrammes de stabilité associés à chaque série de mesures sont présentés aux figures (b) et (c). On remarque tout d'abord que les données suivent une tendance linéaire sur l'échelle logarithmique, indiquant un comportement exponentiel à coefficient unique. L'ajustement de courbe est moins adéquat sur les points bleus, et l'incertitude sur les points ne suffit pas à rejoindre la régression linéaire. Malgré tout, les deux ajustements de courbes ont des pentes similaires. L'écart observé entre les deux ensembles de données est assurément causé par la différence de voltages appliqués sur la grille AD1 (accumulation de la BQ de gauche), d'environ 467 mV, tous les autres paramètres étant identiques. En effet, on peut concevoir qu'un voltage légèrement plus positif sur cette grille peut contribuer à abaisser la barrière de potentiel entre la boîte quantique de droite et son réservoir. Cependant, les méthodes d'extraction du taux tunnel différentes pourraient aussi contribuer à l'écart observé, tout comme la surestimation du taux tunnel causée par la présence d'états excités pour les données obtenues par transfert d'électrons uniques. En ce qui concerne les données de taux tunnel obtenues par transfert d'électrons uniques, l'utilisation d'une température électronique différente à chaque point (déterminée indépendamment pour chaque valeur de  $V_{AR}$ ) pourrait être partiellement responsable de l'oscillation apparente dans les données. Ceci rajoute à la pertinence de normaliser les résultats en fonction de la température électronique pour les analyses futures.



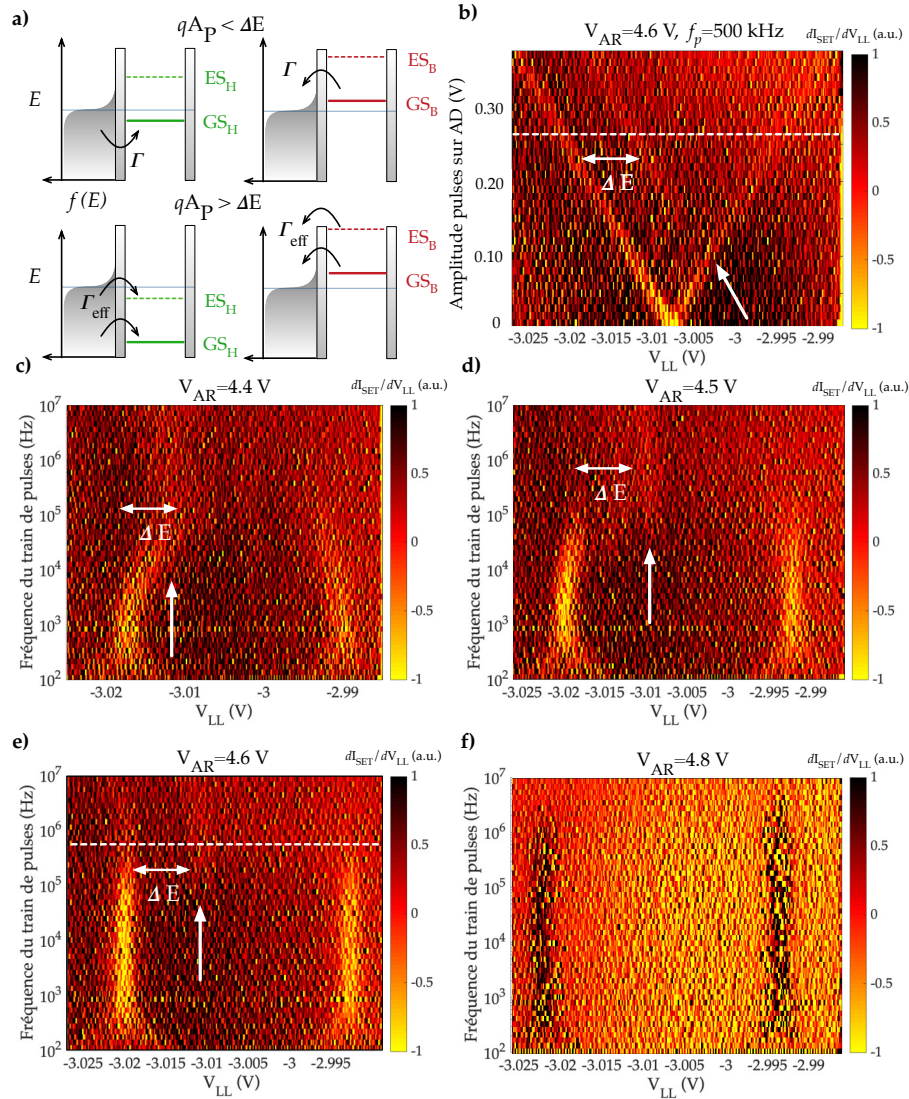


FIGURE 4.9 – (a) Illustration de l'arrangement des niveaux d'énergie en présence d'un train d'impulsions faisant alterner la position des potentiels chimiques de la boîte quantique entre les positions haute (H) et basse (B), et en présence d'états fondamentaux (GS) et excités (ES). Le panneau du haut représente la situation où l'amplitude d'impulsion  $A_p$  est petite devant la séparation en énergie  $\Delta E$  entre les niveaux GS et ES, et le panneau du bas le cas opposé. La contribution additionnelle du niveau excité au transfert de charge mène à un couplage tunnel effectif  $\Gamma_{eff}$ . (b) Dérivée du signal synchrone du SET par rapport à  $V_{LL}$  pour un balayage  $V_{LL}$  à différentes amplitudes du train d'impulsions. La flèche blanche pointe le signal dû au niveau excité. La ligne pointillée blanche indique l'amplitude d'impulsion utilisée pour les diagrammes suivants (270 mV pic-à-pic). (c), (d), (e), et (f) : Dérivée du signal synchrone du SET par rapport à  $V_{LL}$  pour un balayage  $V_{LL}$  à différentes fréquences du train d'impulsions, pour différentes valeurs de  $V_{AR}$ .

Le choix de la méthode de détermination de la fréquence à mi-hauteur à la figure 4.8(f), tel que mentionné à la section précédente, influence également le décalage entre les deux ensembles de données. Toutefois si on avait défini la fréquence à mi-hauteur en fonction des valeurs minimum et maximum des courbes, on aurait abaissé encore plus l'ensemble de données par spectroscopie à impulsion par rapport à ce qui est présenté ici. On verra plus loin que seule la pente des données (sur l'échelle logarithmique) est importante pour notre analyse, ce qui rend le choix de la méthode de détermination de la fréquence à mi-hauteur bénin en ce qui nous concerne. Enfin, on note que les résultats présentés ici diffèrent légèrement de ceux rapportés dans la référence [82], incluse à l'annexe A. En effet, les méthodes d'analyse ont été raffinées, menant grossièrement à un déplacement en bloc (sur l'échelle logarithmique) vers le haut pour les points bleus, et vers le bas pour les points rouges, par rapport à l'article. Cependant, cette différence n'influence pas les conclusions de l'article, que nous expliciterons dans ce qui suit, étant donné l'utilisation du paramètre d'orthogonalité de contrôle pour comparer la performance de différents dispositifs, comme nous l'expliquerons plus loin.

À partir de la régression linéaire sur les points en échelle logarithmique, on peut extraire pour chaque ensemble de données une variation du taux tunnel par volt appliqué sur la grille AR. La pente des droites de régression est transformée en variation en unités de décades, où une décade correspond à un ratio de 10 entre deux valeurs de  $\Gamma$ , c'est-à-dire un ordre de grandeur en base 10. Ainsi, on obtient une variation de  $\Delta\Gamma = 6.1 \pm 0.6$  décades par volt AR pour les données de spectroscopie par impulsions, et  $\Delta\Gamma = 6 \pm 2$  décades par volt AR pour les données de transfert d'électrons uniques. L'incertitude est obtenue à partir des pentes minimales et maximales calculées en prenant compte des barres d'erreurs sur les valeurs de taux tunnel. Ces dernières proviennent des intervalles de confiance à 95% des ajustements de courbes sur le taux de comptage dans le cas de la méthode par transfert d'électrons uniques (points bleus), et de la limite de la résolution en fréquence pour les données de spectroscopie par impulsions (points rouges).

Dans la sous-section suivante, on présente le paramètre d'orthogonalité de contrôle  $\beta$ , qui permettra de convertir les variations de taux tunnel calculées ci-haut dans une échelle se prêtant à la comparaison entre différents dispositifs et architectures.

#### 4.4.2 Orthogonalité de contrôle

Récemment, Frees *et al.* [207] ont défini deux propriétés importantes à optimiser pour le contrôle adéquat des boîtes quantiques dans une optique de mise à l'échelle, soit la *modération de voltage*, et la *parcimonie de voltage*. La modération de voltage réfère aux plages de valeurs utilisées sur les électrodes lors de l'ajustement de l'état de la boîte quantique, qui devraient être minimisées pour réduire la puissance requise lors de l'opération dynamique des dispositifs et ainsi diminuer le risque d'instabilité. L'imposition de la parcimonie de voltage favorise quant à elle l'utilisation d'un petit nombre d'électrodes lors de l'ajustement des boîtes quantiques. Dans ce contexte, un maximum d'indépendance des différents leviers de contrôle pour chaque paramètre du dispositif est souhaitable.



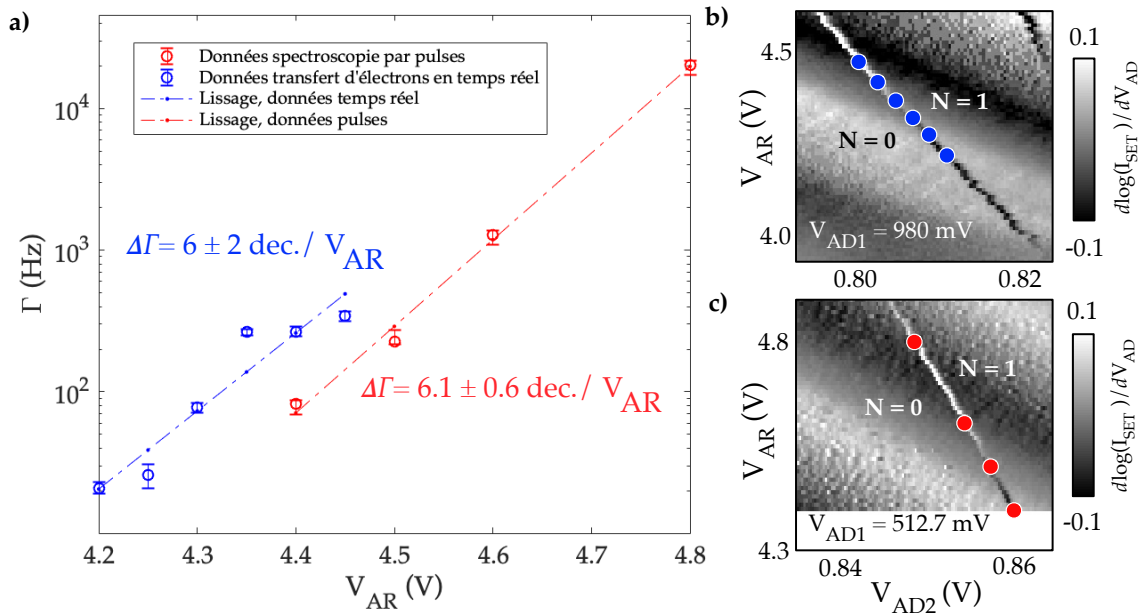


FIGURE 4.10 – (a) Taux tunnel  $\Gamma$  entre la boîte quantique de droite et son réservoir pour le dispositif A1, en fonction de  $V_{AR}$ . Points bleus : données obtenues par transfert d'électrons uniques. Points rouges : données obtenues en spectroscopie par impulsions. Les droites pointillées sont des ajustements de courbe de la forme  $\Gamma = e^{mV_{AR}+b}$ . (b) Diagramme de stabilité correspondant aux paramètres expérimentaux pour l'extraction des taux tunnels avec la méthode des transferts d'électrons uniques, avec  $V_{AD1} = 980 \text{ mV}$ . Les taux tunnels sont calculés à différents points sur la transition de charge  $N = 0 \rightarrow 1$ , indiqués par les cercles bleus. (c) Diagramme de stabilité correspondant aux paramètres expérimentaux pour l'extraction des taux tunnels avec la méthode de spectroscopie par impulsions, avec  $V_{AD1} = 512.7 \text{ mV}$ . Les taux tunnels sont calculés à différents points sur la transition de charge  $N = 0 \rightarrow 1$ , indiqués par les cercles rouges.

Cela minimise les procédures de compensation nécessaires, et simplifie l'éventuelle automatisation de l'initialisation des boîtes quantiques [277, 278, 266], surtout pour un nombre croissants de qubits par dispositif.

Dans le cas de la structure à grilles d'accumulation séparées, nous choisissons d'appliquer un concept similaire à celui de la parcimonie de voltage énoncée ci-haut au contrôle du taux tunnel entre la boîte quantique et le réservoir. Idéalement, le contrôle du taux tunnel devrait se faire aussi indépendamment que possible du contrôle de l'occupation de charge de la boîte quantique. Pour caractériser cette propriété, nous définissons le paramètre  $\beta$ , l'orthogonalité de contrôle<sup>1</sup>. Cette quantité nous permettra également de comparer la performance de différents dispositifs et architectures, puisqu'elle s'affranchit de l'influence des différences de dimensions entre les dispositifs, pour révéler les différences intrinsèques aux méthodes de contrôle choisies.

De façon similaire à la définition du levier en énergie d'une grille donnée à l'équation 1.7, on peut définir un paramètre décrivant la "contrôlabilité" du taux tunnel entre la boîte quantique et le réservoir,  $\Gamma$ :

$$\Delta\Gamma_g = \beta'_g \Delta V_g \quad (4.14)$$

où  $\Delta\Gamma_g$  est la variation du taux tunnel créée par un changement de voltage  $\Delta V_g$  sur la grille  $g$ .

Alors que le levier de grille  $\alpha_g$  est toujours positif par définition,  $\beta'_g$  peut être positif ou négatif, dépendant de si la grille  $g$  augmente ou diminue le taux tunnel réservoir-boîte quantique lorsqu'on y applique un changement de voltage positif. Par exemple, pour une boîte quantique se trouvant sous la grille d'accumulation AD2, la grille AR2 tendra à augmenter le taux tunnel pour une variation de voltage positive. En effet, en se basant sur des arguments purement géométriques, elle attirera les électrons de la boîte quantique dans sa direction, et abaissera le profil de potentiel dans sa proximité, et donc la barrière. D'un autre côté, il est possible d'envisager que la grille CP par exemple, pour un voltage plus positif, attirera les électrons de la boîte quantique plus loin sous le bras de AD2, dans sa direction, et par le fait même plus loin du réservoir, ce qui devrait diminuer le taux tunnel.

Tel que mentionné précédemment, il peut être avantageux dans une perspective de mise à l'échelle des boîtes quantiques de pouvoir ajuster les taux tunnel entre réservoirs et boîtes quantiques avec un effet minimal sur l'occupation de charge de la boîte quantique, c'est-à-dire son potentiel chimique. Cette propriété dite d'*orthogonalité de contrôle* entre ces deux quantités devrait en pratique faciliter l'atteinte du régime à faible nombre d'électrons en minimisant les besoins en compensation de voltage sur les grilles avoisinantes, et généralement en simplifiant l'optimisation de plusieurs autres paramètres.

---

1. Cette section est adaptée en grande partie du matériel supplémentaire de S. Rochette *et al.*, APL 114 (8), 2019 [82], également intégré en annexe A.

Pour une grille  $g$  donnée, l'orthogonalité entre contrôle du taux tunnel et du potentiel chimique est optimisée en maximisant le ratio  $\frac{\Delta\Gamma_g}{\Delta\mu_g} = \frac{\beta'_g}{\alpha_g} \equiv \beta_g$ . On peut réécrire cette expression de manière analogue à celle pour le bras de levier habituel :

$$\Delta\Gamma_g = \beta_g \Delta\mu_g \quad (4.15)$$

Pour obtenir  $\beta_g$  empiriquement, il faut mesurer le changement du taux tunnel et celui du potentiel chimique pour une variation de voltage  $\Delta V_g$ . En pratique, cela n'est pas possible puisqu'un changement de voltage sur une seule grille déplace le potentiel chimique de la boîte hors de la résonance avec le niveau de Fermi du réservoir, rendant la détermination du taux tunnel impossible. En conséquence, il est nécessaire expérimentalement de considérer l'effet de deux voltages de grille distincts, qui se compensent de façon à ce que le potentiel chimique de la boîte quantique reste en résonance avec celui du réservoir. En poursuivant avec l'analogie du bras de levier, nous supposons que le changement total en taux tunnel est simplement la somme des contributions de chaque grille étant variée. Pour deux grilles  $g1$  et  $g2$ , cela mène à :

$$\Delta\Gamma_{g1,g2} = \Delta\Gamma_{g1} + \Delta\Gamma_{g2} = \beta_{g1}\alpha_{g1}\Delta V_{g1} + \beta_{g2}\alpha_{g2}\Delta V_{g2}. \quad (4.16)$$

Puisque le potentiel chimique n'a pas changé par définition, il y a une contrainte additionnelle :

$$\Delta\mu_{g1,g2} = \Delta\mu_{g1} + \Delta\mu_{g2} = \alpha_{g1}\Delta V_{g1} + \alpha_{g2}\Delta V_{g2} = 0. \quad (4.17)$$

En combinant les équations 4.16 et 4.17, on définit un paramètre d'orthogonalité du taux tunnel à deux grilles comme

$$\beta_{g1,g2} \equiv \beta_{g1} - \beta_{g2} = \frac{\Delta\Gamma_{g1,g2}}{\Delta\mu_{g1}}, \quad (4.18)$$

qui est directement obtainable à partir de mesures de taux tunnel le long d'une même transition de charge dans le diagramme de stabilité, et sachant les leviers des grilles  $g1$  et  $g2$  sur le potentiel chimique qui ont pu être obtenues de mesures complémentaires. Les unités de  $\beta_{g1,g2}$  sont les décades/meV.

La définition de  $\beta_{g1,g2}$  se prête particulièrement bien à une comparaison entre différentes géométries et architectures, puisque  $\beta_{g1,g2}$  est indépendant des différences de capacités liées aux considérations géométriques. Ce concept d'orthogonalité de contrôle pourrait également être en principe étendu à d'autres quantités pour optimiser les dispositifs de boîtes quantiques. Par exemple, un paramètre similaire est imaginable pour l'orthogonalité entre le couplage de deux boîtes quantiques et leur désaccord en énergie, ou la séparation de vallée.

Dans la sous-section suivante, le paramètre  $\beta_{g1,g2}$  est calculé pour les données de contrôle du taux tunnel présentées ci-haut.

#### 4.4.3 Estimation de l'orthogonalité de contrôle dans la structure à grilles d'accumulation séparées

Pour obtenir  $\beta_{AR,AD}$  à partir des quantités  $\Delta\Gamma$  pour les données expérimentales, on doit trouver la variation de potentiel chimique de la boîte quantique qui serait induite par le changement de voltage appliqué sur AR pour obtenir la variation de taux tunnel mesurée, si aucune compensation par AD n'était effectuée.

En mesurant le déplacement en voltage dans les diagrammes de stabilité de la figure 4.10 (32 et 30 mV sur AD par volt AR pour les points bleus et rouges respectivement) et en utilisant le bras de levier de la grille AD précédemment trouvé (0.22 meV/mV), on trouve  $\beta_{AR,AD} = 0.92 \pm 0.09 \text{ dec./}\mu\text{eV}$  pour les données de spectroscopie par impulsions, et  $\beta_{AR,AD} = 0.9 \pm 0.3 \text{ dec./}\mu\text{eV}$  pour les données de lecture d'électrons uniques. On a supposé que sur ces petits intervalles on peut négliger la courbure des transitions de charge (qui sera étudiée au chapitre suivant). Également, on ne considère pas l'erreur sur la détermination du bras de levier de AD dans le calcul de l'incertitude.

#### 4.4.4 Comparaison de la performance avec un dispositif multi-couches à grille de barrière dédiée

Le paramètre d'orthogonalité de contrôle  $\beta$  permet de s'affranchir de certaines considérations géométriques pour faciliter la comparaison entre différentes implémentations de boîtes quantiques. En théorie, rien ne nous empêcherait de comparer les résultats obtenus ci-haut pour la structure à grilles d'accumulation séparées dans une architecture MOS à autant de réalisations différentes qu'on le voudrait, que ce soit des dispositifs multi-couches de type MOS, Si/SiGe, ou autre, ou des dispositifs simple couche à grille d'accumulation globale dans différents matériaux. En pratique toutefois, il faut avoir accès aux données de contrôle du taux tunnel en fonction de la grille désignée pour ce contrôle, ou du moins à des diagrammes de stabilité sur des plages suffisantes pour observer le changement de taux tunnel via les indices énoncés au chapitre 3, comme l'évasement des transitions de charge dans le régime d'élargissement dû au temps de vie, ou la pixelisation des transitions dans la limite de temps de mesure. Il faut également avoir accès à des données précises comme le bras de levier des grilles, et parfois la température électronique et les paramètres de mesures tels la bande passante ou le temps d'intégration.

Dans ce qui suit on estime le paramètre  $\beta$  pour un dispositif multi-couches à grilles de contrôle de barrière dédiées implémenté dans une hétérostructure Si/SiGe. Il s'avère que la référence utilisée pour les données contient, contrairement à la majorité des autres références envisagées, tous les paramètres nécessaires à l'analyse complète, à quelques estimations et extrapolations près. Cependant, il faut retenir qu'une analyse plus poussée et complète de la performance de différentes architectures nécessiterait plusieurs comparaisons supplémentaires dans différents dispositifs. L'analyse ci-dessous fournit seulement un aperçu de la place qu'occupe la structure à grilles d'accumulation séparées en termes de potentiel d'échelonnabilité dans la panoplie d'architectures possibles.

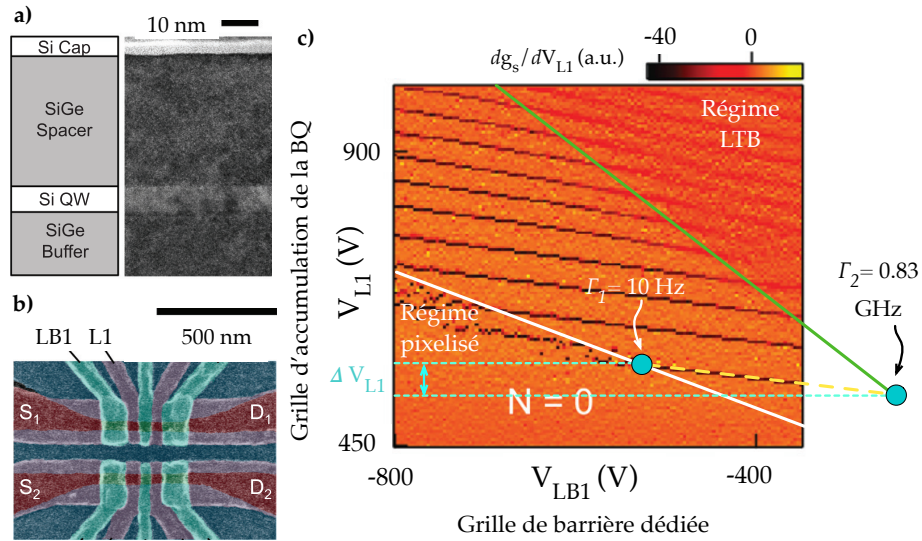


FIGURE 4.11 – (a) Vue en coupe de l'hétérostructure Si/SiGe pour le dispositif de boîte quantique multi-couches de la référence [186]. (b) Image SEM artificiellement colorée montrant les trois couches distinctes qui forment les grilles d'accumulation et de déplétion du dispositif. La couche en bleu sert à créer un confinement latéral primaire pour les canaux de conduction. Les grilles en rose/mauve accumulent les réservoirs et les boîtes quantiques, et les grilles en vert forment et contrôlent les barrières tunnel. En particulier, L1 est la grille d'accumulation de la boîte quantique d'en haut à gauche, et LB1 contrôle le taux tunnel entre cette boîte quantique et son réservoir adjacent, sous S1. La structure du bas peut s'utiliser comme un SET pour la détection de charge. (c) Diagramme de stabilité pour le dispositif présenté en b). La ligne verte indique la limite de la région correspondant au régime d'élargissement des transitions dû au temps de vie (régime *LTB*), et la ligne blanche délimite le régime de pixelisation des transitions de charge dû au taux de mesure. Les taux tunnels  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  sont estimés à partir des caractéristiques de ces régimes pour les deux points turquoise, qui croisent la transition de charge  $N = 0 \rightarrow 1$  mise en évidence par la ligne pointillée jaune. Le taux de mesure est de 10 Hz, et la température électronique est de 40 mK, menant à  $\Gamma_2 = 0.83$  GHz. Les points turquoise sont séparés de  $\Delta V_{L1}$  sur l'axe  $V_{L1}$ , et le bras de levier pour la grille L1 est 0.11 meV/mV. Tous les graphiques et images sont adaptés de [186].

Le dispositif utilisé pour la comparaison est fabriqué dans une architecture Si/SiGe multi-couches. La figure 4.11(a) illustre une vue en coupe du dispositif. Les boîtes quantiques et réservoirs sont formées dans le puits quantique de silicium (*Si QW*) de 8 nm d'épaisseur, au coeur de l'hétérostructure composée d'une couche de 225 nm de  $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ , et d'un espaceur de 50 nm de la même composition. Le couvert de silicium (*Si Cap*) de 2 nm isole l'hétérostructure des grilles qui se trouvent par-dessus. Une description du mécanisme de création du canal de conduction dans une hétérostructure Si/SiGe est présentée dans la référence [279]. Les grilles de contrôle en aluminium sont fabriquées en trois couches distinctes, avec chaque couche séparée de la suivante par une oxydation thermique contrôlée. La première couche, artificiellement colorée en bleu à la figure 4.11(b), offre un confinement primaire latéral pour forcer les électrons à former un canal colinéaire en haut de l'image, pour les boîtes quantiques et leur réservoirs, et en bas de l'image pour le SET permettant la détection de charge. La deuxième couche, en rose/mauve, est composée des grilles d'accumulation pour les réservoirs (S1, D1, S2, D2) et pour les boîtes quantiques, telles que L1 (notons la symétrie par rapport aux axes centraux vertical et horizontal). Enfin, la troisième couche de grilles comprend les grilles de contrôle des barrières dédiées, telles que LB1, qui sert à ajuster le taux tunnel entre la boîte quantique sous L1 et son réservoir, sous S1.

Un diagramme de stabilité entre la grille d'accumulation de la boîte quantique, L1, et la grille de barrière dédiée, LB1, est présenté à la figure 4.11(c). Les transitions de charge apparaissent en noir, et la région inférieure gauche correspond à une boîte quantique vide ( $N = 0$ ). Ce diagramme de stabilité peut être séparé en trois régions. Tout d'abord, la région du coin supérieur droit présente des transitions de charge élargies et correspond au régime d'élargissement dû au temps de vie (régime *LTB*). Ensuite, la région du coin inférieur gauche présente des transitions pixelisées, indiquant que le taux tunnel est du même ordre que la bande passante du détecteur de charge. Enfin, dans la région entre les lignes verte et blanche, le taux tunnel est dans un régime intermédiaire. On peut donc identifier deux points, en turquoise, le long d'une transition de charge, en pointillé jaune, pour lesquels le taux tunnel est connu approximativement. Étant donné l'étendue du diagramme de stabilité, la précision sur la localisation du point  $I_2$ , qui se trouve à l'extérieur des limites du graphique, repose sur l'extrapolation adéquate de la ligne verte délimitant le régime *LTB*.

La valeur de 0.83 GHz obtenue pour  $I_2$  est calculée à partir de la température électronique de 40 mK mentionnée dans l'article, en approximant  $\Gamma \sim k_b T/h$ . Pour  $I_1$ , on suppose que la bande-passante du détecteur de charge est d'environ 10 Hz. Bien que ce ne soit pas précisé dans l'article, cette valeur a été confirmée par les auteurs lors de discussions. On calcule ensuite le déplacement  $\Delta V_{L1}$  entre les deux points turquoises et on le convertit en variation virtuelle du potentiel chimique de la boîte grâce au bras de levier de 0.11 eV/V pour L1 mentionné dans l'article. La variation totale du taux tunnel est donc de 7.9 décades, et la variation virtuelle de potentiel chimique est de  $\sim 5.5$  meV. En prenant compte des incertitudes sur la détermination de  $\Delta V_{L1}$  à partir du diagramme de stabilité et des extrapolations, soit environ 2.2 meV, on obtient  $\beta_{LB1,L1} = 1.4$  décades/meV, avec une limite supérieure de 2.4 déc./meV et inférieure de 1.0 déc./meV.

Lorsqu'on compare ce résultat aux valeurs obtenues pour le dispositif à grilles d'accumulation séparées, il y a recouvrement entre les données obtenues par transfert d'électrons uniques (1.2 déc./meV maximum) et celles du dispositif SiGe multi-couches (1.03 déc./meV minimum). Pour les données plus précises obtenues en spectroscopie par impulsions (1.01 déc./meV maximum), on peut seulement dire que les orthogonalités de contrôle obtenues sont du même ordre de grandeur, et que le recouvrement est probable considérant les nombreuses sources d'incertitudes pour les analyses sur les deux dispositifs.

Cependant, il est important de garder en tête qu'en l'absence de comparaisons supplémentaires avec d'autres types de dispositifs, il est difficile de conclure définitivement sur la signification de cette comparaison et sur la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées comparée aux autres approches pour le contrôle du taux tunnel boîte quantique-réservoir. Une troisième valeur beaucoup plus faible dans un dispositif simple couche avec contrôle latéral de la barrière tunnel, par exemple, permettrait de cerner le domaine typique de l'orthogonalité de contrôle et de catégoriser la structure à grilles d'accumulation séparées dans la même «famille» de performance que les structures à grille de contrôle dédiée avec certitude.

En mettant cette dernière considération de côté, les résultats obtenus dans ce chapitre indiquent que l'orthogonalité de contrôle dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées peut atteindre le même ordre de magnitude que les dispositifs à grille de barrière dédiée dans les architectures multi-couches.

## 4.5 Discussion : limitations et impacts des résultats

---

Les résultats présentés dans ce chapitre font d'abord la démonstration d'un contrôle exponentiel du taux tunnel entre la boîte quantique et son réservoir avec la grille d'accumulation du réservoir dans une structure simple couche sans grille de barrière dédiée, avec une contrôlabilité d'environ 6 décades/V. Les taux tunnel ont été mesurés par transfert d'électrons uniques (*single shot*), mais aussi par l'application d'un train d'impulsions carrées (spectroscopie par impulsions). Pour cette dernière méthode, un modèle théorique du signal a été spécifiquement développé pour adapter la technique de caractérisation originale à l'utilisation d'une fréquence de lecture synchrone fixe.

Par la suite, un paramètre de quantification pour la propriété d'orthogonalité de contrôle entre le taux tunnel réservoir-boîte quantique et l'occupation de la boîte,  $\beta$ , a été défini. Ce paramètre a ensuite été appliqué aux mesures sur la structure à grilles d'accumulation séparées. L'orthogonalité de contrôle obtenue est de  $0.92 \pm 0.09$  décades/ $\mu\text{eV}$  dans le cas des taux tunnel mesurée avec la spectroscopie par impulsions, et de  $0.9 \pm 0.3$  décades/ $\mu\text{eV}$  dans le cas des mesures par transfert de charge unique. Le paramètre d'orthogonalité de contrôle a ensuite été appliqué à un dispositif multi-couches à grille de barrière dédiée dans le Si/SiGe, révélant une performance de 1.4 décades/ $\mu\text{eV}$ , et se situant entre 1.0 décades/ $\mu\text{eV}$  et 2.4 décades/ $\mu\text{eV}$ , en considérant les incertitudes sur la détermination des taux tunnels à partir des données publiées. Ces résultats démontrent donc la possibilité



d'orthogonalités de contrôle similaires dans les dispositifs multi-couches à grille de barrière dédiée et les dispositifs basés sur la structure à grilles d'accumulation séparées à couche unique.

#### 4.5.1 Limitations

Certaines limitations des analyses précédentes peuvent être identifiées. Tout d'abord, tel qu'évoqué aux sections 4.2 et 4.3.4, plusieurs limitations techniques réduisent la fiabilité des valeurs de taux tunnel mesurées pour la structure à grilles d'accumulation séparées. Pour les mesures par transfert d'électrons uniques, on a observé un désaccord entre les courbes expérimentales  $\Gamma_{in}$  et  $\Gamma_{out}$  et les prédictions du modèle à niveau d'énergie unique, surtout pour les valeurs plus élevées de  $V_{AR}$ . Le confinement sous-optimal de la boîte quantique pour ce dispositif est à blâmer en partie pour ce problème, puisqu'il mène à un changement du confinement en fonction de  $V_{AR}$  le long d'une transition de charge. Il est donc possible que le taux tunnel soit surestimé pour certains de ces points.

Pour les mesures en spectroscopie par impulsions, le fait que l'amplitude des impulsions ne soit pas corrigée à basse fréquence pour prendre en compte l'atténuation due à la fréquence de coupure du *bias-tee* complique la détermination du taux tunnel. De plus, l'utilisation de la même hauteur maximale du pic de dérivée pour les 4 valeurs de  $V_{AR}$  étudiées est difficile à justifier hors de tout doute. C'est aussi le cas de notre négligence du fait que la hauteur des pics ne descend pas à zéro à haute fréquence, contrairement au modèle développé. Bref, les valeurs trouvées reposent sur des hypothèses raisonnables dans l'analyse mais qui pourraient être améliorées. On note également qu'une meilleure résolution en fréquence et une réduction de bruit dans les mesures, en plus de l'intégration d'une méthode de compensation pour les impulsions basses fréquences, devront être réalisées lors de mesures futures.

D'un autre côté, on souligne que le modèle développé pour pouvoir analyser les données de spectroscopie par impulsions mesurées avec une fréquence de lecture fixe permet en théorie de mesurer des taux tunnels de fréquence très élevée, comparativement à la méthode d'analyse usuelle. En effet, la méthode usuelle requiert que le train d'impulsions et la fréquence de lecture soient toujours gardées égales. Or, les amplificateurs synchrones typiques (et relativement abordables) retrouvés en laboratoire sont limités à 100 kHz. En utilisant une fréquence de lecture fixe, la méthode développée ici fait en sorte que la limitation est plutôt au niveau de la génération des impulsions. Les générateurs de signaux arbitraires ont toutefois des plages de fréquences souvent beaucoup plus larges, jusqu'à au moins 10 MHz dans notre cas (pour un train d'impulsions carrées). Il est possible qu'une perte de sensibilité survienne à plus haute fréquence et limite l'utilisation de la méthode développée ici, et cette possibilité devrait définitivement être explorée. Toutefois, il semblerait avec les informations disponibles jusqu'à maintenant que la méthode de spectroscopie par impulsions avec fréquence de lecture fixe démontrée ici offre une flexibilité accrue et la caractérisation de taux tunnels plus élevés.

En ce qui concerne le paramètre d'orthogonalité de contrôle  $\beta$ , tel que mentionné à la section 4.4.4, son interprétation a une portée limitée considérant qu'on a comparé sa valeur pour seulement deux



dispositifs. En effet, pour situer les performances des dispositifs à grilles d'accumulation séparées par rapport aux autres architectures de façon convaincante, il sera nécessaire de calculer  $\beta$  pour davantage d'architectures différentes, tout en restant le plus cohérent possible dans les paramètres utilisés. Une caractérisation quantitative de  $\beta$  devrait aussi être faite pour plusieurs implémentations et variantes de notre approche.

#### 4.5.2 Impacts

Un impact notable des travaux présentés ici est la démonstration innovante que le taux tunnel entre une boîte quantique et son réservoir peut être ajusté sur une large plage en utilisant la grille d'accumulation du réservoir comme levier. Cette démonstration vient enrichir le bagage de connaissances collectif quant au contrôle des barrières tunnel dans les dispositifs quantiques, et a d'ailleurs fait l'objet d'une demande de brevet, qui est disponible à l'annexe [B](#).

Plus concrètement, la démonstration d'une orthogonalité de contrôle comparable à celle obtenue dans les dispositifs multi-couches à grille de barrière dédiée affirme le potentiel de la structure à grilles d'accumulation séparées simple couche pour une implémentation industrielle et la mise à l'échelle. Les résultats de ce chapitre et du précédent mettent en évidence la flexibilité, la performance, et la relative facilité de fabrication des dispositifs basés sur notre approche à grilles d'accumulation séparées. Cette étude a également mené à une publication dans *Applied Physics Letters* en 2019 (voir annexe [A](#)), et à une sélection pour présentation orale lors du *Silicon Quantum Electronics Workshop 2016* à Delft, aux Pays-Bas.

Au prochain chapitre, on explorera les mécanismes physiques en jeu dans la courbure caractéristique des transitions de charge du diagramme fontaine, et le rôle potentiel de ces mécanismes dans l'orthogonalité de contrôle obtenue dans la structure à grilles d'accumulation séparées.

## Chapitre 5

# Courbure des transitions de charge dans le diagramme de stabilité de la structure à grilles d'accumulation séparées

Dans les diagrammes de stabilité présentés au chapitre 3, une courbure des transitions de charge est remarquée. Or, les axes de voltages sont linéaires, ce qui devrait typiquement mener à des transitions droites et parallèles, selon le déplacement du potentiel chimique dicté par l'équation 1.5. Le phénomène de courbure suggère donc une variation du ratio des capacités de grilles  $C_{AR \rightarrow BQ}$  et  $C_{AD \rightarrow BQ}$ , qui correspond à la pente des transitions de charge, tel que démontré à l'équation 1.9.

La seule différence apparente entre le diagramme fontaine et un diagramme de stabilité typique semble être l'application d'un voltage positif sur la grille AR lors de son utilisation dynamique. Un voltage positif produit une accumulation d'électrons dans le réservoir, étant donné que la grille surplombe un contact ohmique. Il est donc raisonnable de supposer que cette accumulation de charges négatives mène à une forme d'écrantage du potentiel de la grille AR sur la boîte quantique. Le résultat serait une capacité de grille effective dépendant de  $V_{AR}$  plutôt qu'une capacité constante.

Dans ce chapitre, nous vérifions d'abord que la courbure des transitions de charge est bel et bien un phénomène dû à l'utilisation de la grille d'accumulation du réservoir en mesurant la période des oscillations du SET en fonction du voltage appliqué sur celle-ci. Nous y définissons également un modèle empirique pour la capacité de la grille AR. Ensuite, nous appliquons ce modèle empirique aux transitions de charge de la boîte quantique, et vérifions l'accord du modèle aux données de simulations QCAD et aux données expérimentales. Par la suite, nous discutons du comportement de la densité de charge dans le réservoir, avant de conclure sur l'interprétation du modèle empirique et l'impact des résultats.

**Contributions :** Les données expérimentales présentées dans ce chapitre ont toutes été recueillies et analysées par Sophie Rochette (S. R., UdeS). On souligne la contribution de Julien Camirand Lemyre (J. C. L., UdeS) au script d'analyse d'extraction de la période des oscillations du SET. Les données de simulation QCAD ont été obtenues par Matthew J. Curry (M.J. C., Sandia National Laboratories). Le choix des paramètres de simulations ainsi que l'analyse et l'interprétation des résultats ont été effectués par S. R.. Le modèle empirique, son équivalent théorique, ainsi que tous les calculs et applications du modèle aux données expérimentales et simulées ont été développés par S. R..

## 5.1 Variation de la période des oscillations du détecteur de charge

---

Si la courbure des transitions de charge dans le diagramme de stabilité  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$  est bien un phénomène causé par l'accumulation de charges dans le réservoir, il devrait affecter de façon analogue le levier effectif de la grille AR sur les autres régions du dispositif, les îlots des SETs par exemple. La figure 5.1(a) montre l'effet du balayage d'une grille d'accumulation du réservoir, AR2, sur les oscillations de Coulomb du SET de droite, SET2, avec tous les autres voltages constants (voir l'encart de la figure 5.1(c) pour l'arrangement des grilles dans le dispositif étudié). On remarque une augmentation graduelle dans la période des oscillations en fonction de  $V_{AR}$ . L'encart de droite illustre l'effet d'une grille de déplétion typique, LR, balayée négativement dans le même régime d'opération. On compare ce comportement à la même plage de voltage balayée positivement sur AR2 (encart de gauche). Aucun changement dans la période des oscillations n'est visible avec LR, contrairement à AR2. Pour s'en convaincre davantage, à la figure 5.1(b), la période des oscillations du SET est tracée en fonction du voltage de grille  $V_{AR}$ , pour différentes mesures impliquant les grilles AR1 et AR2 et leurs effets sur les SETs de gauche ou de droite, dans deux dispositifs de type A2 (2130 #3 et 1819 #3). Les paramètres précis pour ces mesures sont donnés au tableau en d). On remarque que la période augmente de façon quasi linéaire lorsqu'une grille AR est balayée de façon positive. Par contre, pour un balayage négatif (points verts, mesure 028), la période reste constante. C'est aussi le cas pour la grille LR balayée négativement comme le montre l'encart en haut à gauche. On note que les irrégularités dans les données d'espacement sont principalement causées par l'inexactitude du processus automatisé d'extraction de la position des maxima des oscillations de Coulomb, et la résolution finie des traces.

Ces observations suggèrent que le changement de période n'est pas dû à une correction graduelle «normale» de la capacité de grille, qui serait causée par un balayage sur une large plage venant modifier l'environnement électrostatique et donc les leviers. Si c'était le cas, on s'attendrait à ce que la variation de la période soit similaire pour un balayage négatif de AR avec les mêmes paramètres (par exemple pour les données 028, en vert, et 001, en bleu). Dans la même veine, si un simple réarrangement électrostatique était responsable du changement de période des oscillations, on pourrait raisonnablement s'attendre à observer un changement de période en balayant LR négativement sur une plage de voltage similaire (en prenant compte évidemment de la différence initiale dans les leviers de grilles). Ce que l'on constate plutôt, c'est un comportement unique à un balayage positif

d'une grille surplombant un contact ohmique, ce qui est en accord avec un mécanisme impliquant une accumulation de charges sous AR.

Le cas de la grille AD est particulier. Dans certains cas, comme on le voit à la figure 5.1(c), lorsque cette grille est balayée positivement, un changement de période abrupt survient à une tension «seuil» (ligne pointillée rouge), suite auquel la période augmente graduellement. Cela suggère une accumulation soudaine de charges sous AD. Cette grille ne surplombant pas de contact ohmique, ces charges doivent provenir d'ailleurs. La tension «seuil» ne dépend pas de  $V_{AR}$ , ce qui indique que les charges proviennent non pas du réservoir sous AR mais d'une région éloignée du centre du dispositif. Ce comportement indésirable a été observé dans plusieurs échantillons, et prévient la formation d'une boîte quantique bien contrôlée. L'effet peut être mitigé partiellement en fermant les grilles CP et LL ou LR, ce qui pousse la tension seuil vers les valeurs plus positives.

La présence ou pas de ce phénomène d'accumulation soudaine sous AD d'un échantillon à l'autre pourrait être due à des différences dans la densité de charges piégées à l'interface ou à la présence d'autres défauts à l'interface ou dans le substrat. Alternativement, si les grilles LL, LR, AD1, AD2, ou CP sont abîmées ou mal formées, dans les régions éloignées du centre du dispositif, cela pourrait favoriser la formation d'îlots de charges qui n'ont pas de réservoirs à proximité avec lesquels s'équilibrer, et se déversent donc soudainement sous AR dès qu'il s'y forme un puits de potentiel favorable. Le changement graduel de la période du SET au-delà de la tension seuil d'accumulation soudaine pourrait alors être dû à un temps de charge fini.

Dans la plupart des cas observés, le changement de période n'est pas régulier, et le signal du SET devient très bruyant, indiquant qu'il y a possiblement beaucoup de mouvement de charges sous AD. La situation idéale pour l'opération adéquate des dispositifs est donc lorsque cet effet d'accumulation soudaine se produit seulement pour des tensions AD hors de la plage typique d'utilisation, soit  $V_{AD} > 2.5$  V environ. Cela permet de former une boîte quantique à faible nombre d'électrons sous AD. Un changement graduel de la période en fonction de  $V_{AD}$  à partir d'une certaine valeur de  $V_{AR}$  n'a pas pu être observé, mais il est possible qu'il survienne seulement à des tensions supérieures à la tension d'accumulation soudaine (lorsque la boîte contient un plus grand nombre d'électrons). Le changement de période graduel serait donc masqué par l'accumulation soudaine et le changement de période abrupt associé.

On revient maintenant au changement de période pour  $V_{AR} > 0$  V. La distance pic-à-pic varie de façon linéaire avec le voltage, du moins en première approximation, avec une pente que l'on dénomme  $\Theta$ . Considérant la variation d'un seul paramètre à la fois, l'espacement initial est plus élevée pour une grille AR plus éloignée du SET (effet de AR1 sur SET2, données 160 et 202) que pour une grille plus proche (effet de AR2 sur SET2, données 001 et 313). Cette valeur de départ semble donc inversement proportionnelle à la capacité  $C_{AR \rightarrow SET0}$ , qui dépend typiquement inversement de la distance entre la grille et l'îlot.

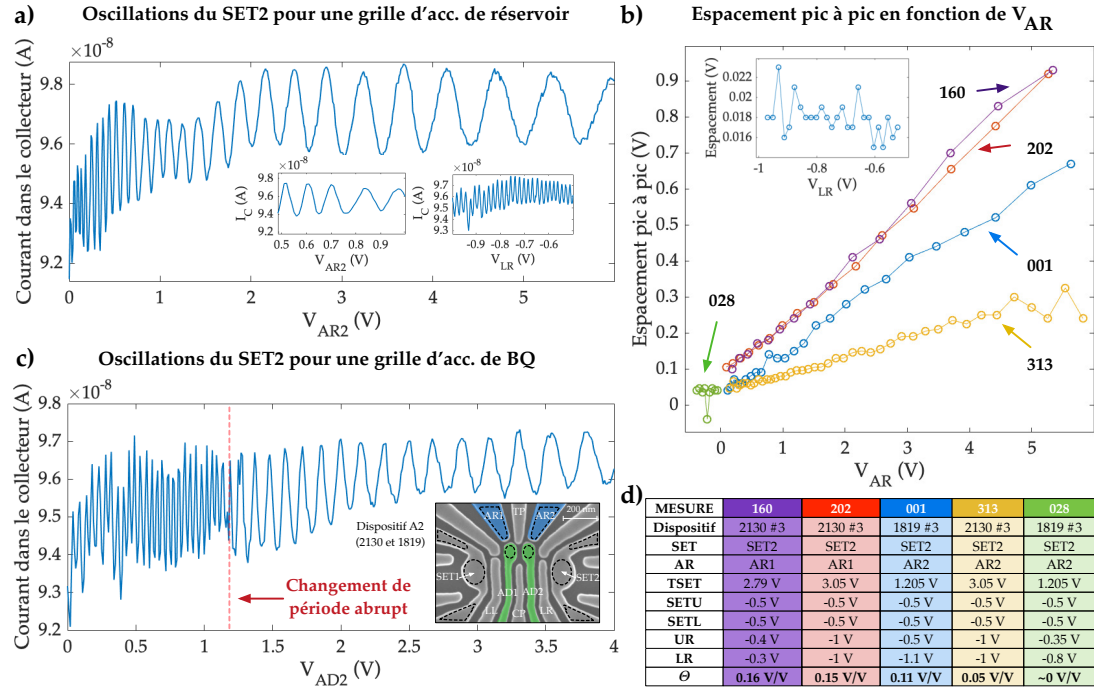


FIGURE 5.1 – (a) Oscillations de Coulomb du SET2 en fonction du voltage appliqué sur la grille d'accumulation de réservoir AR2 en polarisation positive, pour un dispositif de type A2. Encarts : Vue rapprochée des oscillations du SET en fonction de  $V_{AR2}$  (encart de gauche) et  $V_{LR}$  en polarisation négative (encart de droite). (b) Période des oscillations du SET en fonction de  $V_{AR}$  pour différentes expériences. Encart : Période des oscillations du SET en fonction de  $V_{LR}$ . (c) Oscillations du SET2 en fonction du voltage appliqué sur la grille d'accumulation de boîte quantique AD2 en polarisation positive. La ligne pointillée rouge marque la transition entre le régime à période d'oscillation constant et le régime de période d'oscillations croissante. Encart : Image SEM d'un dispositif de type A2, tel qu'employé pour les expériences présentées dans cette figure, soient les dispositifs 2130 et 1819. (d) Tableau détaillant les paramètres de mesure pour les expériences illustrée en (b). La rangée SET indique si le SET de gauche (SET1) ou de droite (SET2) est mesuré. La rangée AR indique quelle grille AR est balayée (AR1 à gauche ou AR2 à droite). Les autres rangées indiquent les voltages appliqués sur les grilles, avec les grilles non mentionnées à 0 V. La dernière rangée donne la valeur du paramètre  $\theta$  pour chaque expérience, correspondant à la pente approximative de la courbe en (b).

En continuant de supposer une variation linéaire de la distance pic-à-pic en fonction de  $V_{AR}$ , on peut donc poser de façon générale :

$$P_{AR \rightarrow SET} = \Theta V_{AR} + P_{AR \rightarrow SET_0} \quad (5.1)$$

où  $P_{AR \rightarrow SET}$  est la période des oscillations du SET causée par la grille AR, correspondant à l'espace-ment pic-à-pic,  $P_{AR \rightarrow SET_0}$  est la période initiale, à  $V_{AR} = 0$  V, et  $\Theta$  est le taux de variation de la période, que l'on suppose propre à un ensemble de paramètres expérimentaux. En effet, en comparant les paramètres expérimentaux pour chacune des traces de la figure 5.1(b) ainsi que la valeur de  $\Theta$ , qui sont indiqués au tableau en d), on remarque certaines tendances. La valeur de  $\Theta$  est très similaire pour les données 160 et 202 (0.16 et 0.15 V/V respectivement), qui sont obtenues dans le même dispositif avec des paramètres similaires pour le SET, soit  $V_{TSET} \sim 3$  V, et des tensions de confinement semblables sur les grilles de déplétion du SET. Par contre, on note une pente beaucoup plus élevée pour les données 001 que pour les données 313. La principale différence dans les paramètres expérimentaux est au niveau de  $V_{TSET}$ , avec 1.205 V pour 001, et 3.05 V pour 313. Ces deux ensembles de données sont obtenus sur des dispositifs différents, ce qui pourrait jouer un rôle. Cependant les deux courbes ont le même point d'origine, ce qui suggère que les deux dispositifs présentent des capacités de départ similaires.

On en conclut donc que  $\Theta$  est directement lié à la distance entre la grille AR et l'îlot du SET, et inversement lié à la tension de la grille d'accumulation de l'îlot. Les paramètres utilisés pour les différentes mesures ne permettent pas de conclure définitivement sur l'impact du confinement latéral de l'îlot contrôlé par les grilles UR, LR, SETU et SETL. Cependant, en comparant les données 160 et 202, on voit que l'effet d'un voltage sur TSET plus élevé semble être presque complètement compensé par un confinement plus intense sur les grilles UR et LR. Bref, ces données suggèrent qu'une augmentation de la taille et/ou de l'occupation et/ou de la densité de l'îlot tend à diminuer  $\Theta$ , tout comme une diminution de la distance AR-SET.

### 5.1.1 Modèle empirique pour la capacité grille de réservoir - îlot

L'équation 5.1 nous permet de définir un modèle empirique pour la capacité  $C_{AR \rightarrow SET}$  en fonction de  $V_{AR}$ . En effet, la période des oscillations  $P_{AR \rightarrow SET}$  est le  $\Delta V_{AR}$  nécessaire pour ajouter un électron dans le SET, ce qui correspond à  $\Delta\mu = -E_{add}$  (puisque l'on abaisse le potentiel chimique avec un  $\Delta V_{AR} > 0$ ). D'après les équations 1.7 et 1.8, on a donc :

$$\begin{aligned} P_{AR \rightarrow SET} &= \Delta\mu / \alpha_{AR \rightarrow SET} \\ &= \frac{-E_{add} C_{total}}{-e C_{AR \rightarrow SET}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

où  $\alpha_{AR \rightarrow SET}$  est le levier de la grille AR sur le SET,  $C_{AR \rightarrow SET}$  est la capacité entre la grille AR et le SET,  $C_{total}$  est la capacité totale du SET, et on rappelle que  $e = +1.602 \times 10^{-19}$  C. On néglige la contribution

de  $\Delta E$  à l'énergie d'addition devant celle de l'énergie de charge  $E_C$ , ce qui se justifie dans le cas d'un SET contenant un grand nombre d'électrons. On obtient donc, d'après  $E_C = e^2/C_{total}$  :

$$P_{AR \rightarrow SET} = e/C_{AR \rightarrow SET} \quad (5.3)$$

et

$$P_{AR \rightarrow SET_0} = e/C_{AR \rightarrow SET_0}. \quad (5.4)$$

En combinant ces deux dernières expressions à 5.1, on obtient :

$$C_{AR \rightarrow SET} = \frac{1}{\frac{\Theta V_{AR}}{e} + \frac{1}{C_{AR \rightarrow SET_0}}}. \quad (5.5)$$

La capacité dépend donc inversement du voltage appliqué, et on retrouve  $C_{AR \rightarrow SET} = C_{AR \rightarrow SET_0}$  pour  $V_{AR} = 0$  V.

Dans la prochaine sous-section, nous appliquons ce modèle empirique pour  $C_{AR}$  afin de vérifier que le même mécanisme est responsable du changement de période des oscillations du SET en fonction de  $V_{AR}$  et de la courbure des transitions de charge dans le diagramme fontaine.

## 5.2 Application du modèle empirique pour la capacité à la boîte quantique

Pour appliquer le modèle empirique défini ci-haut à la boîte quantique BQ, nous changeons d'abord la notation pour l'épurer, avec par exemple  $C_{AR \rightarrow SET} \rightarrow C_{AR \rightarrow BQ} \rightarrow C_{AR}$ , où on a rendu implicite que l'on considère la capacité sur la boîte quantique. L'approximation  $\Delta E \ll E_C$  utilisée pour arriver à l'équation 5.5 reste valide pour les 4 premiers électrons de la BQ au moins, puisque la première orbitale peut accommoder 4 électrons dans les deux états de vallée disponibles, qui sont séparés par moins de 1 meV en énergie. Ceci reste vrai tant que le champ magnétique est faible. Pour les autres conditions expérimentales qui n'appartiennent pas à des régimes extrêmes (tels qu'un champ magnétique ou un confinement intense), on peut supposer que cette approximation mènera à une erreur modeste.

Dans ce qui suit, nous appliquons le modèle empirique pour  $C_{AR}$  à des résultats de capacité pour les simulations QCAD, et aux transitions de charges expérimentales du diagramme fontaine. Le diagramme expérimentale de référence utilisé est celui présenté à la figure 3.2.

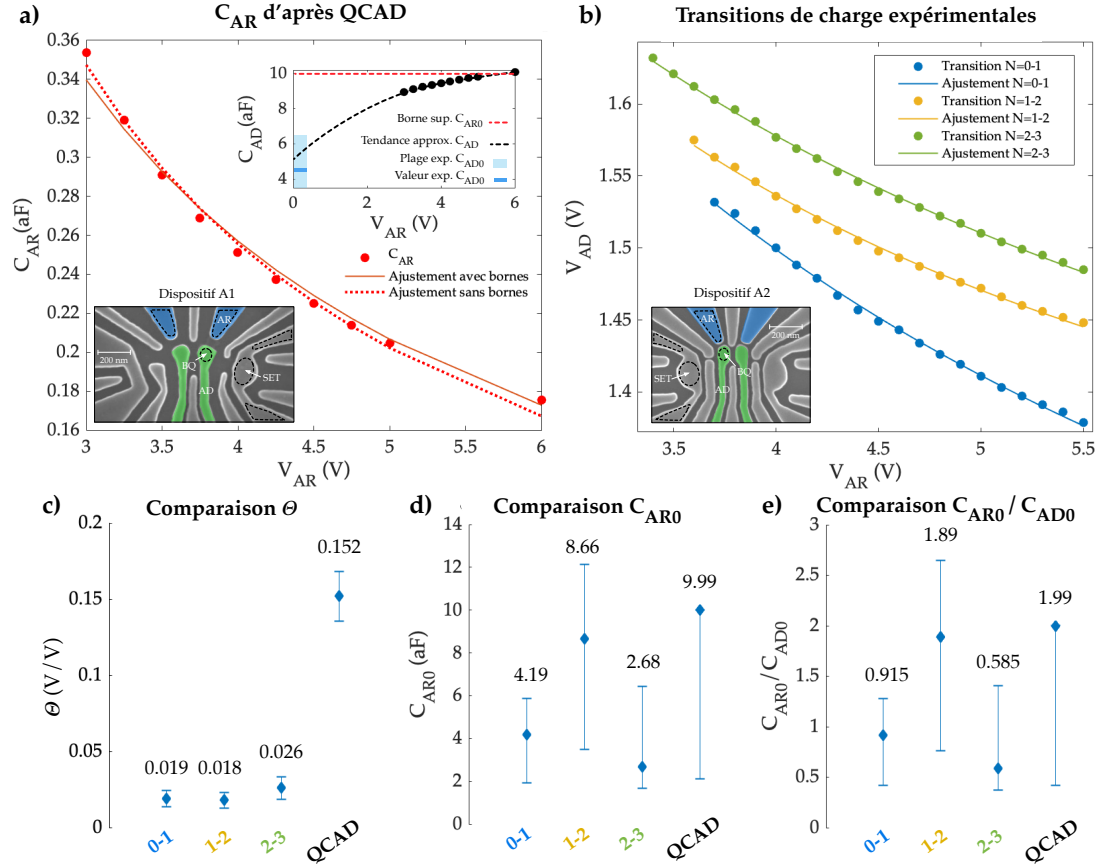


FIGURE 5.2 – (a) Données de capacité  $C_{AR}$  obtenues par simulation QCAD (cercles pleins), avec ajustement de courbe selon l'équation 5.5. L'ajustement illustré par la ligne pleine est obtenu en bornant les valeurs possibles pour  $C_{AR0}$  et  $\alpha$ . L'ajustement de courbe en pointillé est le meilleur accord obtenu sans bornes. Encart en haut à droite : capacité  $C_{AD}$  obtenue des mêmes simulations QCAD (points noirs). La ligne pointillée rouge indique la valeur maximale atteinte par  $C_{AD}$ . La courbe pointillée noire est une estimation de la tendance des données pour identifier  $C_{AD0}$ . Les régions en bleu indiquent la plage de valeurs expérimentales pour  $C_{AD0}$ . Encart en bas à gauche : Image SEM du dispositif de type A1 utilisé pour les simulations QCAD, dans un régime avec une boîte quantique (BQ) formée à droite. Les régions pointillées indiquent l'accumulation d'électrons visée. (b) Transitions de charge extraites du diagramme de la figure 3.2(a) (axes  $V_{AD}$  et  $V_{AR}$  inversés), avec ajustement de courbe (ligne pleine) d'après l'équation 5.9 et bornes indiquées au tableau 5.1. Encart : Image SEM du dispositif de type A2 utilisé pour les mesures expérimentales, avec une boîte quantique (BQ) formée à gauche et un SET à gauche. (c) Comparaison des valeurs obtenues pour  $\theta$  pour chacun des ajustements de courbe. Le marqueur losange indique la valeur trouvée (indiquée au-dessus) et les barres représentent la plage de valeurs possibles. (d) Comparaison des valeurs obtenues pour  $C_{AR0}$ . (e) Comparaison des valeurs obtenues pour le ratio  $C_{AR0}/C_{AD0}$ .



### 5.2.1 Accord du modèle empirique aux données QCAD

Nous examinons d'abord la concordance du modèle empirique avec les résultats de capacité obtenues des simulations QCAD. Les paramètres de simulation sont les mêmes que pour les données de la figure 3.1(e), avec une boîte quantique formée à droite dans un dispositif de type A1 (voir encart de la figure 5.2(a)). La figure 5.2(a) montre les valeurs de  $C_{AR}$  obtenues par QCAD pour différents voltages appliqués sur AR. La capacité est calculée en définissant la région de la boîte quantique comme une zone de la même dimension que l'extrémité de la grille AD située directement sous celle-ci, soit l'équivalent d'un disque d'environ 100 nm de diamètre.

L'expression pour l'équation 5.5 est modélisée par une fonction de la forme  $C_{AR} = \frac{1}{aV_{AR}+b}$ , avec  $a = \Theta/e$  et  $b = 1/C_{AR0}$ . La courbe pointillée à la figure 5.2(a) est obtenue en ajustant cette fonction aux données sans poser de bornes sur les paramètres d'ajustement. Des valeurs initiales pour l'ajustement numériques de  $C_{AR0} = 2$  aF et  $\Theta = 0.02$  sont fixées pour assurer la stabilité numérique de l'ajustement (reproductibilité des paramètres d'ajustement trouvés). Cette courbe procure un très bon accord avec les données de simulation. La somme des erreurs au carré ( $sse$ ) est de  $1.76 \times 10^{-4}$ , et le coefficient de détermination ( $R^2$ ) est de 0.9935. Cependant, les paramètres obtenus dictent une valeur non-physique (négative) pour  $C_{AR0}$  en raison de la divergence à  $V_{AR} = -b/a$  pour la fonction modèle. La courbe au trait plein sur le même graphique est plutôt obtenue en bornant les paramètres d'ajustement avec des valeurs minimales et maximales pour  $\Theta$  (0-0.2) et  $C_{AR0}$  (0-10 aF). Les justifications pour les bornes et valeurs initiales utilisées sont détaillées au tableau 5.1. L'accord avec les données dans ce cas est légèrement moins bon que pour l'accord sans bornes ( $sse = 3.38 \times 10^{-4}$ ,  $R^2 = 0.9875$ ), mais reste adéquat. Le paramètre  $\Theta$  résultant est de  $0.152 \pm 0.016$ , et la valeur trouvée pour  $C_{AR0}$  est de 9.99 aF, mais avec une limite inférieure possible de 2.11 aF<sup>1</sup>.

À titre de comparaison, les données 001 de la figure 5.1(b) indiquent  $C_{AR2 \rightarrow SET2_0} = 3.2$  aF. Comme la grille AR est légèrement plus proche de la BQ que AR2 l'est du SET2 (voir encart en bas à gauche de la figure 5.2(a)), la plage  $\sim 2$ -10 aF trouvée est tout à fait raisonnable pour la capacité de AR sur la BQ. Les données 001 donnent de plus  $\Theta = 0.11$ . Si l'on se fie à la tendance de  $\Theta$  à augmenter pour une réduction de la tension sur la grille de contrôle de l'îlot, les voltages utilisés dans la simulation devraient mener naïvement à  $\Theta$  entre 0.05 (données 313,  $V_{TSET} = 1.205$  V) et 0.11 (données 001,  $V_{TSET} = 3.05$  V), puisque  $V_{AD2} = 1.75$  V pour les simulations. Cependant, si la tension sur la grille de l'îlot est plutôt une quantité intermédiaire pour le nombre de charges, la taille ou la densité dans l'îlot, alors la boîte quantique contiendra typiquement moins d'électrons avec  $V_{AD2} = 1.75$  V que le SET avec  $V_{TSET} = 1.205$ , et donc un  $\Theta$  plus élevé serait possible. Nous concluons donc que les valeurs obtenues à partir du modèle empirique et des capacités QCAD sur la boîte quantique sont compatibles avec les observations expérimentales sur les SETs.

À l'encart en haut à droite de la figure 5.2(a), on trace les résultats de simulation pour la capacité  $C_{AD0}$  en fonction de  $V_{AR}$  (points noirs). Celle-ci augmente en fonction de  $V_{AR}$ , un phénomène attendu

1. On fixe la limite supérieure de  $C_{AR0}$  à sa valeur obtenue car la limite supérieure tirée de l'intervalle de confiance à 95% est non-physique. La limite inférieure de 2.11 aF provient bien quant à elle de la limite inférieure pour l'intervalle de confiance à 95%.

qualitativement si l'on considère que d'accroître le voltage  $V_{AR}$  en gardant tous les autres voltages constants mène à une augmentation du nombre d'électrons dans la boîte quantique, ce qui augmente ensuite le couplage entre la grille AD et la boîte quantique. La capacité  $C_{AD}$  est également beaucoup plus grande que  $C_{AR}$  sur toute la plage de voltage étudiée, une autre observation attendue.

On ne s'attarde pas davantage sur le comportement de  $C_{AD}$ . On a cependant utilisé la tendance approximative des points pour estimer  $C_{AD0} \sim 5$  aF. Cette valeur tombe en plein dans la plage de capacités estimée à partir de l'espacement en  $V_{AD}$  des premières transitions de charge du diagramme fontaine (figure 3.2(a)), illustrée en bleu sur le graphique de  $C_{AD}$ . On calcule ainsi un ratio  $C_{AR0}/C_{AD0} = 1.99$ , avec une valeur minimale de 0.422. Le ratio  $C_{AR0}/C_{AD0} = 1.99$  peut-être intéressant à surveiller car il s'agit souvent de la quantité qui peut s'extraire le plus rapidement et facilement d'un diagramme de stabilité, simplement à partir de la pente des transitions de charge à faible  $V_{AR}$ .

### 5.2.2 Accord du modèle empirique aux transitions de charge expérimentales

On cherche maintenant une expression pour la position ( $V_{AD}$ ,  $V_{AR}$ ) d'une transition de charge dans le diagramme de stabilité employant l'expression empirique pour  $C_{AR}$ . Cela nous permettra de comparer les données expérimentales pour la courbure des transitions de charge aux prédictions du modèle empirique. Prenons donc la forme finale de l'équation 1.5 en réorganisant les termes, pour obtenir une expression générale explicite pour le potentiel chimique de la boîte quantique en fonction des tensions et des capacités pour AR et AD, et les autres grilles  $g$  et îlots  $k$  :

$$\mu_N = \eta_N + \frac{e^2}{C_{total}} \left[ -\frac{1}{2} + N - \frac{1}{e} \left( C_{AR} V_{AR} + C_{AD} V_{AD} + \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k \right) \right] \quad (5.6)$$

où  $C_{total} = C_{AR} + C_{AD} + C_{g,k}$  est la capacité totale de la boîte quantique, avec  $C_{g,k}$  la capacité combinée des îlots  $k$  et des grilles  $g$  autres que AR et AD, que l'on suppose non dépendante des voltages  $V_{AR}$  et  $V_{AD}$ .

Pour simplifier cette expression, considérons  $\mu_0$ , un quasi potentiel chimique initial, lorsque  $V_{AD} = V_{AR} = 0$  V, que la boîte quantique est vide ( $N = 0$ ), et que toutes les autres grilles  $g$  et îlots  $k$  sont dans leur état initial et fixé par les paramètres de l'expérience. On a :

$$\mu_0 = \frac{e^2}{C_0} \left[ -\frac{1}{2} - \frac{1}{e} \left( \sum_g C_g V_g + \sum_k C_k V_k \right) \right] \quad (5.7)$$

où  $C_0 = C_{AR0} + C_{AD0} + C_{g,k}$  est la capacité totale initiale de la boîte quantique. En remplaçant  $\mu_0$  dans l'équation 5.6, l'expression générale pour le potentiel chimique devient :

$$\mu_N = \eta_N + \frac{C_0}{C_{total}} \mu_0 + \frac{e^2}{C_{total}} \left[ N - \frac{1}{e} (C_{AR} V_{AR} + C_{AD} V_{AD}) \right]. \quad (5.8)$$

Ajustement sur $C_{AR}$ obtenu de QCAD		
$\Theta$ départ	0.02	Estimation à partir des données de SETs (figure 5.1(b)) en supposant une valeur inférieure à la plus petite obtenue dans les données de SETs.
$\Theta$ inférieur	0	Cas pour une grille de déplétion typique.
$\Theta$ supérieur	0.2	Valeur maximale observée dans les données de SETs.
$C_{AR_0}$ départ	2 aF	Estimation à partir des données de SETs pour la période des oscillations à $V_{AR} \sim 0$ V.
$C_{AR_0}$ inférieur	0	Limite physique.
$C_{AR_0}$ supérieur	10 aF	Valeur maximale atteinte pour $C_{AD}$ dans les mêmes simulations (voir ligne rouge pointillée de l'encart, figure 5.2(a)), puisqu'on estime que $C_{AD}$ est toujours supérieure à $C_{AR}$ .
$C_{AD_0}$	5 aF	N'entre pas en jeu dans les paramètres d'ajustement. Valeur obtenue de l'extrapolation des données de $C_{AD}(V_{AR})$ (encart figure 5.2(a)) à $V_{AR} = 0$ V. Valeur utilisée directement, sans plage d'incertitude, pour le calcul de $C_{AR_0}/C_{AD_0}$ .
Ajustement sur les transitions de charge expérimentales		
$\Theta$ départ	0.15	Estimation à partir des données de SETs, valeur intermédiaire.
$\Theta$ inférieur	0.0001	$\Theta = 0$ pour une grille de déplétion typique, mais on choisit plus élevé pour éviter les divergences dans les calculs.
$\Theta$ supérieur	0.3	Supérieur à la valeur maximale observée dans les données de SETs.
$C_{AR_0}$ départ	2 aF	Estimation à partir des données de SETs pour la période des oscillations à $V_{AR} \sim 0$ V.
$C_{AR_0}$ inférieur	0.05 aF	Valeur minimale observée dans les données de SETs pour la période des oscillations à $V_{AR} \sim 0$ V.
$C_{AR_0}$ supérieur	10 aF	Valeur maximale atteinte pour $C_{AD}$ dans les simulations.
$C_{AD_0}$ départ	4.58 aF	Estimé d'après l'espacement $\Delta V_{AD}$ des premières transitions de charge du diagramme fontaine.
$C_{AD_0}$ inférieur	3.56 aF	Idem, d'après espacement maximal observé.
$C_{AD_0}$ supérieur	6.41 aF	Idem, d'après espacement minimal observé.
$b$ départ	0.01	Voir légende.
$d$ départ	0.015	Voir légende.

TABLE 5.1 – Détail des valeurs de départ et bornes inférieures et supérieures utilisées pour l'ajustement numérique au modèle empirique des données de  $C_{AR}$  QCAD et des transitions de charge expérimentales. On note que les paramètres  $b$  et  $d$  sont difficiles à estimer car liés à des valeurs de référence en énergie. Leur rôle est justement d'éliminer cette dépendance dans les paramètres  $a$  et  $c$ , qui eux donnent de l'information directe sur les paramètres pertinents à l'étude,  $\Theta$  et  $C_{AR_0}$ . On a donc choisi des points de départ près de 0, en laissant les bornes libres pour  $d$ , et en limitant  $b$  entre 0 et 1. Cependant il est possible que l'ajustement ait fonctionné pour d'autres valeurs de départ ou d'autres bornes. On a choisi de ne pas explorer l'effet de ce choix davantage dès que les ajustements de courbe ont mené à des valeurs raisonnables pour  $\Theta$  et  $C_{AR_0}$  et un processus numérique stable pour toutes les transitions de charge.

Le long d'une transition de charge,  $\mu_N$  est fixe, tout comme  $\eta_N$  et  $N$ , qui correspond à la moyenne d'occupation de la boîte dans ce cas (par exemple  $N = 0.5$  pour la transition  $0 \rightarrow 1$ ). On considère également que  $C_{AD}$  est fixe car ne dépend pas de  $V_{AR}$  le long d'une transition. On suppose en fait que  $C_{AD}$  s'accroît lorsque  $V_{AR}$  est augmentée car alors le nombre de charge dans la boîte quantique augmente. Cependant, on présume que la diminution de la tension  $V_{AD}$  nécessaire pour garder  $\mu$  constant compense cet effet au moins en partie, menant à une conservation de la valeur de  $C_{AD}$ . Ainsi,  $C_{AD} = C_{AD_0}$ . En réarrangeant l'équation précédente et en y intégrant l'expression empirique pour  $C_{AR}(V_{AR})$  (équation 5.5), on trouve une expression pour  $V_{AD}(V_{AR})$  le long d'une transition de charge :

$$V_{AD} = -\frac{1}{C_{AD_0}} \left[ \frac{V_{AR} + \frac{(\mu_N - \eta_N)e}{\Theta}}{\frac{\Theta}{e} V_{AR} + \frac{1}{C_{AR_0}}} \right] + \Omega_N \quad (5.9)$$

où

$$\Omega_N = \frac{1}{C_{AD_0}} \left[ \left( C_{AD_0} + C_{g,k} \right) \frac{(\mu_0 - \mu_N + \eta_N)}{e} + C_{AR_0} \frac{\mu_0}{e} + eN \right] \quad (5.10)$$

ne dépend pas de  $V_{AR}$ , et est une constante propre à l'occupation  $N$  de la boîte et aux paramètres initiaux.

Cette expression peut maintenant être ajustée sur la position extraite des 3 premières transitions de charge du diagramme fontaine de la figure 3.2. Pour y arriver numériquement, on fait concorder une fonction de la forme :

$$V_{AD} = a \left[ \frac{V_{AR} + b}{V_{AR} + c} \right] + d \quad (5.11)$$

avec  $a = -\frac{e}{C_{AD_0}\Theta}$ ,  $b = \frac{(\mu_N - \eta_N)}{e}$ ,  $c = \frac{e}{C_{AR_0}\Theta}$ , et  $d = \Omega_N$ .

Le résultat des ajustements de courbe aux transitions de charge expérimentales est présenté à la figure 5.2(b). Les coordonnées  $(V_{AR}, V_{AD})$  des transitions de charge  $0 - 1$ ,  $1 - 2$  et  $2 - 3$  du diagramme de stabilité de la figure 3.2(a) ont été extraites (correspondant au dispositif A2 présenté en encart de la figure 5.2(b)), pour une vingtaine de valeurs de  $V_{AR}$  également espacées. Les axes  $V_{AR}$  et  $V_{AD}$  ont été permutés par rapport au diagramme fontaine habituel pour bien apprécier la dépendance en  $V_{AR}$ <sup>2</sup>. On remarque un très bon accord entre l'ajustement de courbe et les données expérimentales pour toutes les transitions. La somme des erreurs au carré (*sse*) varie entre 4.8 et  $7.5 \times 10^{-5}$ , et le coefficient de détermination ( $R^2$ ) entre 0.9976 et 0.9989. Comme pour l'ajustement sur les données QCAD pour la capacité, des bornes et des valeurs de départ pour les paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , et  $d$  ont été définies pour le processus numérique d'ajustement de courbe. Celles-ci sont justifiées au tableau 5.1.

2. La présentation standard des diagrammes de stabilité est la grille balayée en abscisses et la grille incrémentée en ordonnées. La grille AD est généralement balayée puisqu'elle est utilisée sur une plage étroite avec une résolution élevée, alors que la grille AR est incrémentée parce qu'elle est utilisée sur une large plage de voltages avec une résolution plus basse. En effet, en raison de la constante RC finie associée aux grilles de polysilicium et aux différentes composantes de filtrage du montage expérimental, les diagrammes de stabilité peuvent s'acquérir plus rapidement lorsque la variable balayée l'est sur une plage étroite.

Les valeurs de  $\Theta$  trouvées varient entre 0.018 et 0.026, et  $C_{AR_0}$  entre 2.68 et 8.66 aF, selon la transition. En utilisant la capacité  $C_{AD_0}$  extraite de l'espacement  $\Delta V_{AD}$  entre les transitions du diagramme de stabilité original et sa plage d'incertitude, on calcule des ratios de capacité  $C_{AR_0}/C_{AD_0}$  variant entre 0.585 et 1.89. Pour ce qui est de  $\Theta$ , on trouve une valeur environ 2-3 fois plus petite que la plus petite valeur trouvée dans l'analyse de la période des SET (figure 5.1(b)). C'est un résultat en opposition avec notre interprétation de la tendance pour  $\Theta$  à augmenter avec une diminution de l'occupation et/ou de la densité de charge dans l'ilôt ou de sa taille, considérant l'occupation quasi nulle de la boîte quantique pour ces transitions de charge. Cependant, il est possible que la petite distance entre la grille AR et la boîte quantique comparativement à la distance AR-SET (voir structure du dispositif à la figure 5.2(b)) fasse en sorte que  $\Theta$  soit plus faible malgré l'effet combiné de l'occupation et de la taille de la boîte quantique (on se rappelle que  $\Theta$  semble diminuer lorsque la distance réservoir-ilôt diminue, il est donc possible que cet effet domine sur celui de la taille et de l'occupation de l'ilôt, qui va en sens contraire).

Concernant  $C_{AR_0}$ , les valeurs obtenues se trouvent toutes dans l'intervalle possible trouvé d'après QCAD (environ 2 à 10 aF), et sont donc également en accord avec les observations effectuées sur les SETs considérant la distance AR-BQ versus AR2-SET2. On note toutefois qu'un choix approprié des bornes et valeurs initiales pour l'ajustement de courbe est nécessaire pour obtenir des valeurs physiquement raisonnable pour  $\Theta$  et les capacités (voir le tableau 5.1 pour plus de détails).

Dans ce qui suit, on compare les valeurs obtenues à partir des simulations QCAD et des transitions expérimentales pour  $\Theta$ ,  $C_{AR_0}$  et le ratio des capacités, et on discute de la validité du modèle empirique d'après ces résultats.

### 5.2.3 Comparaison des paramètres d'ajustement obtenus

On compare, aux figures 5.2(c), (d) et (e), les valeurs de  $\Theta$ ,  $C_{AR_0}$ , et de  $C_{AR_0}/C_{AD_0}$ , respectivement, obtenues à partir des ajustements de courbe sur les transitions expérimentales et les données QCAD. Les plages de valeurs possibles sont également indiquées.

On remarque ainsi que les valeurs de  $\Theta$  pour les transitions 0-1, 1-2, et 2-3 se recouvrent toutes lorsqu'on tient compte des incertitudes. La valeur trouvée pour QCAD est cependant bien supérieure. Comme mentionné plus tôt, cette différence pourrait être raisonnable si l'effet sur  $\Theta$  de la faible distance entre AR et la boîte quantique domine l'effet dû à la taille ou à l'occupation de la boîte quantique. Cela mènerait au final à une diminution de  $\Theta$  dans le cas expérimental. On rappelle que les simulations QCAD sont réalisées d'après le design A1, qui présente des dimensions globalement plus larges que le design A2, utilisé pour obtenir les données expérimentales (voir les encarts à l'échelle des figures 5.2(a) et (b) pour une comparaison des dimensions des dispositifs A1 et A2). L'espacement entre les extrémités des grilles AR et AD pour A1 est donc typiquement de 50-75 nm, alors qu'il est de seulement 20-30 nm pour A2. Ainsi il est raisonnable d'envisager que  $\Theta$  obtenu d'après les simulations QCAD soit typiquement plus élevé que pour le cas expérimental, puisque  $\Theta$  tend à augmenter lorsqu'on augmente la distance AR-BQ, d'après nos observations empiriques de la

figure 5.1. On s'attend également à trouver des discordances entre les valeurs tirées des simulations QCAD et celles tirées des données expérimentales en raison de certains détails non pris en compte dans la simulation (défauts et irrégularités supplémentaires à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>, bris au niveau des grilles, dimensions de la zone simulée, etc).

Pour  $C_{AR_0}$  et  $C_{AR_0}/C_{AD_0}$ , les valeurs pour les transitions et celle pour QCAD concordent toutes en tenant compte des incertitudes. Cependant le bas des plages de valeurs possibles est le plus raisonnable. En effet,  $C_{AD_0}$  est estimé à environ 5 aF autant pour les résultats expérimentaux que QCAD, et on s'attend à ce que  $C_{AR_0} < C_{AD_0}$  par des arguments purement géométriques. La plage de valeurs acceptables pour  $C_{AR_0}/C_{AD_0}$  comprend adéquatement une région de ratio  $< 1$  pour toutes les instances.

On note donc une bonne concordance entre le modèle empirique pour  $C_{AR}$  donné par l'équation 5.5, développé à partir des observations sur la période d'oscillation des SETs, et les données tirées du diagramme de stabilité fontaine et des simulations QCAD. Cela suggère fortement que le même phénomène est à l'origine de (1) l'augmentation de la période des oscillations du SET et (2) de la courbure des transitions de charge d'un diagramme de stabilité de boîte quantique, en fonction du voltage appliqué sur une grille d'accumulation de réservoir en polarisation positive. Cela supporte notre hypothèse initiale selon laquelle l'augmentation de la densité de charge dans le réservoir joue un rôle majeur dans les particularités du diagramme de stabilité fontaine. Cependant, les incertitudes sur les valeurs de  $\theta$ ,  $C_{AR_0}$  et  $C_{AR_0}/C_{AD_0}$  approchent souvent le 100%, et les ajustements de courbe ont nécessité un choix précis de bornes pour obtenir une convergence numérique (voir la table 5.1). Le modèle empirique pour la capacité de grille AR en fonction du voltage n'est donc pas suffisant à lui seul pour affirmer le rôle de l'augmentation de la densité de charge du réservoir sur la courbure des transitions de charge. Pour cette raison, dans la prochaine sous-section, on explore plus profondément ce rôle en combinant un modèle standard de MOSFET à notre modèle empirique.

### 5.3 Rôle de la densité de charge du réservoir sur la courbure des transitions de charge

---

#### 5.3.1 Densité du réservoir en fonction de $V_{AR}$

Nous déterminons ici le comportement de la densité dans le réservoir en fonction de  $V_{AR}$ . Pour y arriver, on utilise les modèles classiques pour les MOSFETs, selon l'aperçu théorique présenté à la section 1.1.1. Par exemple, en régime d'inversion forte, lorsque la tension de grille  $V_g$  est supérieure à  $V_{T0}$ , la tension de seuil, la densité de charge par unité d'aire ( $[C/m^2]$ ) dans la couche d'inversion,  $Q'_n$ , dépend linéairement de  $V_g$  [81] selon :

$$Q'_n = -c_{ox} (V_g - V_{T0}) \quad (5.12)$$

où  $c_{ox}$  est la capacité de l'oxyde de grille par unité de surface. Pour s'assurer que cette relation s'applique bien dans le cas de nos dispositifs à basse température, penchons-nous sur les résultats de densité électronique en fonction de  $V_{AR}$  obtenus des simulations QCAD, à  $T_{sim} = 200$  mK. Les données sont présentées à la figure 5.3. La densité électronique (en  $[\text{cm}^{-3}]$ ) à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>,  $n_S$ , est extraite des fichiers images fournis par nos collaborateurs des Sandia National Laboratories pour chaque tension de grille (un exemple d'image indiquant la densité simulée est présenté à la figure 3.1(c)). Une moyenne de couleur est estimée par le Colorimètre numérique disponible sur MacOS pour une zone carrée équivalente à environ  $40 \text{ nm} \times 40 \text{ nm}$ , située au milieu du réservoir, et à environ 200 nm de distance de la boîte quantique. Cette moyenne est ensuite comparée à l'échelle de couleur graduée associée à l'image pour extraire la valeur de la densité. Ce moyennage est nécessaire à cause de la non-uniformité de la densité, qu'on distingue à la figure 3.1(c). L'incertitude sur chacun des points à la figure 5.3 provient de l'erreur associée à la graduation minimale de l'échelle de couleur.

Les données produites par QCAD donnent la densité de surface par unité de volume,  $n_S$ . On peut donc poser que :

$$\frac{Q'_n}{e} = d_{inv} n_S \quad (5.13)$$

où  $d_{inv}$  est l'épaisseur équivalente de la couche d'inversion pour assurer que  $n_S$  et  $Q'_n$  décrivent la même charge totale. Cela mène à l'expression :

$$n_S = \frac{c_{ox}}{d_{inv}e} V_{AR} - \frac{c_{ox}}{d_{inv}e} V_{T0}. \quad (5.14)$$

On modélise cette expression par une fonction linéaire de la forme  $n_S = aV_{AR} + b$  qu'on ajuste aux données de densités QCAD, avec  $a = \frac{c_{ox}}{d_{inv}e}$  et  $b = \frac{c_{ox}}{d_{inv}e} V_{T0}$ . Le résultat est la droite noire pointillée, extrapolée pour obtenir la tension correspondant à une densité nulle  $V_0 = 1.29$  V. L'intervalle de confiance illustré par la zone rouge est calculé à partir des incertitudes sur les paramètres  $a$  et  $b$ . Cette tension peut être comparée aux résultats expérimentaux à  $T_{exp} = 8$  mK pour le même dispositif. En effet, à l'encart en haut à gauche de la figure 5.3, la courbe d'activation du SET est présentée. Le courant à travers le SET est mesuré en fonction de  $V_{TSET}$ , le voltage sur la grille d'accumulation du SET, avec toutes les autres grilles à 0 V. Le courant commence à augmenter à partir de  $V_0 = 1.12 \pm 0.01$  V. Cette tension indique que la densité électronique dans la couche d'inversion est suffisante pour former un canal de conduction.

On rappelle qu'une différence dans la densité effective de charges piégées utilisée pour la calibration (qui permet de reproduire la tension de seuil expérimentale) et celle utilisée pour les simulations de densité présentées ici est probablement responsable d'une grande partie de la disparité en tension de seuil. En effet, tel qu'énoncé à la section 3.1.1 les simulations présentées à la figure 3.1(e) ont été obtenues avec une densité de charges négatives fixées dans l'oxyde de  $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , alors que la calibration avec la courbe d'activation expérimentale a été réalisée avec  $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . On s'attend donc à ce que la tension de seuil extraite des densités simulées soit plus élevée que pour le dispositif expérimental [261].



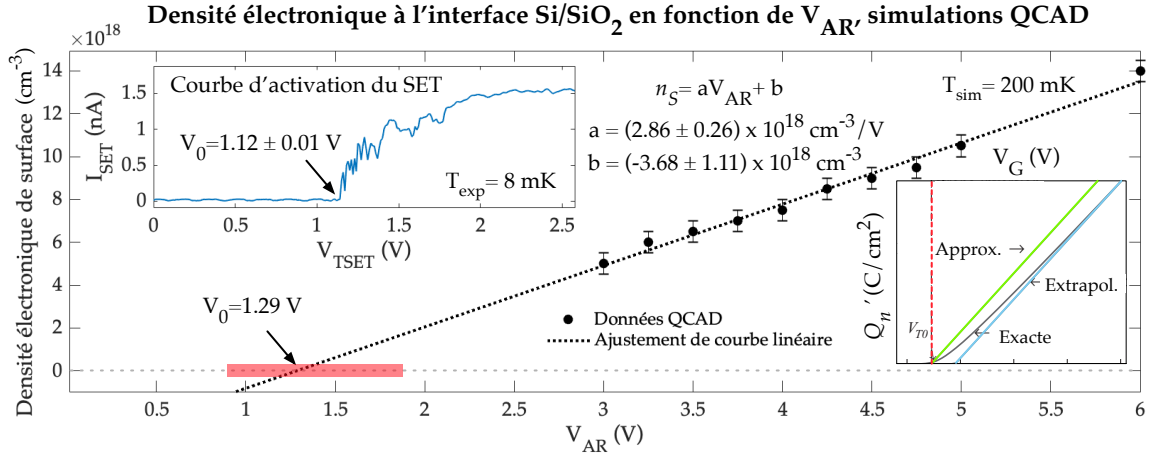


FIGURE 5.3 – Densité électronique d'inversion (volumique)  $n_S$  en fonction de  $V_{AR}$  à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> d'après les simulations QCAD (points noirs), pour une température  $T_{sim}$  de 200 mK. La ligne pointillée noire est un ajustement de courbe linéaire avec  $n_S = aV_{AR} + b$ .  $V_0$  est l'intersection de l'extrapolation linéaire avec  $n_S = 0$  (ligne horizontale pointillée grise). Encart en haut à gauche : Courbe d'activation du SET mesurée à 8 mK pour le dispositif simulé. Le courant commence à augmenter à  $V_0$ . Encart en bas à droite : exemple de comportement de la charge d'inversion par unité de surface  $Q'_n$  en fonction du voltage de grille  $V_G$  pour un MOSFET typique. Le comportement exact est illustré en gris. L'extrapolation linéaire est présentée en bleu, et l'approximation usuelle est en vert. La position de la tension de seuil  $V_{T0}$  est mise en évidence par la ligne verticale rouge. Graphique adapté de [81], p. 82.

D'autres facteurs peuvent mener à des différences entre la tension de seuil expérimentale et celle obtenue des simulations. D'abord, il faut réaliser que le courant commence à circuler dans le SET lorsque la densité est suffisante en tous points de la région sous TSET. Or, les constriction dans la grille et la présence des grilles de déplétion (même si elles sont inactivées) créent des tensions seuils "locales". On s'attend à des tensions de seuil plus élevées dans les régions de constriction, à cause de l'étroitesse de la grille à ces endroits comparativement aux régions plus près des réservoirs. Ainsi la tension de seuil effective donnée par  $V_0$  est plus élevée que la vraie tension de seuil  $V_{T0}$ . Cependant, ce phénomène signifie que la différence de tension de seuil entre les simulations et la courbe expérimentale est encore plus grande qu'initialement supposée. En effet, ces constriction dans la grille ne sont pas présentes pour la grille d'accumulation du réservoir AR.

Il faut également se rappeler que la formule 5.12 est en fait une approximation linéaire du véritable comportement de la densité. À l'encart en bas à droite de la figure 5.3, on présente un graphique montrant le comportement prédit par la formule 5.12 (Approximation, en vert), comparé au comportement exact de la densité (Exacte, en gris). On voit que l'approximation prédit la bonne valeur pour  $V_{T0}$  (ligne verticale rouge), mais qu'elle surestime la densité dans le réservoir pour  $V_g > V_{T0}$ . Or, nous avons effectué une extrapolation linéaire à partir des données de densité pour des tensions bien supérieure à  $V_{T0}$ . Cela correspond à la ligne en bleu dans l'encart (Extrapolation). On voit donc que notre extrapolation surestime la valeur de  $V_{T0}$ . La pente trouvée par l'ajustement de courbe reste cependant valide puisque nous travaillons à près de 2 V au-dessus de  $V_0$ . Pour



le MOSFET typique montré dans cet exemple à l'encart de droite de la figure 5.3, l'extrapolation surestime  $V_{T0}$  par environ 0.4 V. La température plus élevée utilisée pour la simulation tend également à diminuer la tension de seuil. Enfin, en considérant de plus l'incertitude sur l'ajustement numérique, nous concluons que les densités simulées sont compatibles avec les résultats expérimentaux en ce qui concerne la tension de seuil.

Pour rajouter à la certitude, nous comparons la capacité d'oxyde par unité de surface correspondant à la pente extrapolée à la valeur attendue pour une épaisseur d'oxyde  $t_{ox} = 35$  nm de Si/SiO<sub>2</sub>. La valeur attendue est donnée par :

$$C_{ox_{theo}} = \frac{\epsilon_{SiO_2}}{t_{ox}} \quad (5.15)$$

avec  $\epsilon_{SiO_2} = 3.9\epsilon_0$ , et  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$  F/m ce qui donne  $C_{ox_{theo}} = 0.987$  fF/ $\mu\text{m}^2$ . Pour que la capacité par unité d'aire d'après la densité soit équivalente, l'épaisseur de la couche d'inversion doit donc être :

$$d_{inv} = \frac{C_{ox_{theo}}}{ea}, \quad (5.16)$$

ce qui résulte en  $d_{inv} \sim 2$  nm, ce qui correspond bien à la localisation attendue du canal de conduction pour les dispositifs de ce type [256], et respecte également les standards d'épaisseur pour la couche d'inversion dans les MOSFETs en régime d'inversion forte [81].

### 5.3.2 Justification et interprétation du modèle empirique pour $C_{AR \rightarrow SET}$

On a vu au chapitre 1 à la section 1.1.5 que le principe de la détection de charge repose sur le fait que l'ajout d'une seule charge dans une boîte quantique induit un changement de l'environnement électrostatique sur le SET adjacent équivalent à un déplacement effectif en voltage de grille,  $\delta V_{g_{eff}}$ . Ici, nous montrons comment une approche similaire peut être utilisée pour déterminer l'effet d'un changement de densité dans le réservoir sous AR sur la période  $P_{AR \rightarrow SET}$  et retrouver les éléments principaux du modèle empirique pour  $C_{AR \rightarrow SET}$ .

Imaginons une trace  $V_{AR}$  à travers les oscillations de Coulomb du SET. Soit  $\delta V_{AR(+1)}$ , le changement effectif sur  $V_{AR}$  équivalent à l'ajout d'un seul électron dans le réservoir R sous AR. On a :

$$\delta V_{AR(+1)} = \frac{-E_{C_R}}{e} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}}, \quad (5.17)$$

où  $C_{R \rightarrow SET}$  est la capacité du réservoir R sur le SET, et  $E_{C_R} = \frac{e^2}{C_{R_{tot}}}$  est l'énergie de charge du réservoir, avec  $C_{R_{tot}}$  sa capacité totale. Ici on néglige les niveaux excités pour le réservoir ( $E_{add} = E_C$ ), en raison du faible confinement du réservoir. Ainsi, pour l'ajout d'un nombre d'électrons  $N_R$  arbitraire au réservoir, on a :

$$\delta V_{AR(+N_R)} = \frac{-eN_R}{C_{R_{tot}}} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}}. \quad (5.18)$$

Lorsqu'on applique un voltage positif à la grille AR et que des électrons peuvent s'accumuler dans le réservoir, le voltage effectif vu par le SET peut s'exprimer comme :

$$V_{AR_{eff}} = V_{AR} + \delta V_{AR(+N_R)}. \quad (5.19)$$

Étant donné le signe de  $\delta V_{AR(+N_R)}$ , le voltage effectif est donc réduit par rapport au voltage appliqué  $V_{AR}$ . Le déplacement du potentiel chimique du SET résultant de ce voltage effectif est :

$$\Delta\mu_{SET} = \alpha_{AR \rightarrow SET} \Delta V_{AR_{eff}}, \quad (5.20)$$

où  $\alpha_{AR \rightarrow SET}$  est le levier de la grille AR sur le SET. Selon les équations 5.19 et 5.18, l'équation précédente peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \Delta\mu_{SET} &= \alpha_{AR \rightarrow SET} (\Delta V_{AR} + \delta V_{AR(+N_R)}) \\ &= -e \frac{C_{AR \rightarrow SET_0}}{C_{SET_{tot}}} \left( \Delta V_{AR} - \frac{e N_R}{C_{R_{tot}}} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}} \right). \end{aligned} \quad (5.21)$$

Dans le cas d'un changement de potentiel chimique équivalent à l'ajout d'un électron au SET, et en négligeant les niveaux excités, le potentiel chimique sera déplacé de  $-E_{C_{SET}} = \frac{-e^2}{C_{SET_{tot}}}$ . Si on remplace  $\Delta\mu_{SET}$  par cette expression dans l'équation ci-haut, et qu'on isole  $\Delta V_{AR}$ , on obtient :

$$\Delta V_{AR} = \frac{e}{C_{AR \rightarrow SET_0}} + \frac{e N_R}{C_{R_{tot}}} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}}. \quad (5.22)$$

La quantité  $\Delta V_{AR}$  représente la période des oscillations du SET observée,  $P_{AR \rightarrow SET}$ , tel que défini à l'équation 5.1. On remplace maintenant la variation du nombre d'électrons dans le réservoir,  $N_R$ , par son expression en fonction de la densité volumique de surface  $n_S$  de l'équation 5.14, c'est-à-dire  $N_R = \Delta n_S S_R d_{inv}$ , avec  $S_R$  la surface effective du réservoir, et  $\Delta n_S = \frac{c_{ox}}{d_{inv} e}$ . En réarrangeant les termes de l'équation 5.22, on trouve :

$$\begin{aligned} P_{AR \rightarrow SET} &= \frac{e}{C_{AR \rightarrow SET_0}} + \frac{c_{ox} S_R V_{AR}}{C_{R_{tot}}} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}} \\ &= \frac{e}{C_{AR \rightarrow SET_0}} + \frac{C_{AR \rightarrow R}}{C_{R_{tot}}} \frac{C_{R \rightarrow SET}}{C_{AR \rightarrow SET_0}} V_{AR}, \end{aligned} \quad (5.23)$$

où on a remplacé  $c_{ox} \times S_R$  par  $C_{AR \rightarrow R}$ , la capacité de la grille AR sur le réservoir R. On reconnaît le premier terme de la partie de droite de l'équation ci-haut comme  $P_{AR \rightarrow SET_0}$ , tel que défini à l'équation 5.4. Le second terme est la correction à la période due à l'ajout de charges dans le réservoir, qui est proportionnelle à  $V_{AR}$ .

Ainsi, on retrouve bien, pour  $C_{AR \rightarrow SET} = e/P_{AR \rightarrow SET}$ , la même forme que dans notre modèle empirique :

$$\begin{aligned} C_{AR \rightarrow SET} &= \frac{1}{\frac{1}{C_{AR \rightarrow SET_0}} + \frac{1}{e} \frac{C_{AR \rightarrow R} C_{R \rightarrow SET}}{C_{Rtot} C_{AR \rightarrow SET_0}} V_{AR}} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{C_{AR \rightarrow SET_0}} + \frac{\Theta}{e} V_{AR}}, \end{aligned} \quad (5.24)$$

où on a défini  $\Theta = \frac{C_{AR \rightarrow R} C_{R \rightarrow SET}}{C_{Rtot} C_{AR \rightarrow SET_0}}$ . On note que l'expression ci-haut est valide dans le régime d'inversion forte, pour  $V_{AR} > V_{T0}$ . Pour  $0 < V_{AR} < V_{T0}$ , dans le régime d'inversion faible, la densité de la couche d'inversion suit plutôt une tendance exponentielle en fonction de  $V_{AR}$  [81]. Cependant au premier ordre, cela correspond aussi à une tendance linéaire en voltage. Bref, l'expression ci-haut s'accorde très bien au modèle empirique pour  $C_{AR \rightarrow SET}$  si l'on considère la difficulté d'extraire la tendance exacte pour la période des oscillations à faible voltage AR à la figure 5.1(b), en raison du petit nombre de points.

L'expression théorique trouvée ci-haut pour le paramètre  $\Theta$  est également en accord avec les observations expérimentales. Premièrement, les valeurs présentées au tableau d) de la figure 5.1 se retrouvent approximativement en faisant quelques hypothèses. On suppose tout d'abord que  $\frac{C_{AR \rightarrow R}}{C_{Rtot}} \lesssim 1$ , étant donné que la grille AR fournit la plus grande contribution à la capacité totale du réservoir vu sa grande aire de recouvrement avec celui-ci. Ensuite, on suppose que la capacité  $C_{R \rightarrow SET}$  est limitée par l'aire effective de recouvrement entre le réservoir et le SET,  $A_{eff}$ , selon :

$$C_{R \rightarrow SET} = \frac{\epsilon_{Si} A_{eff}}{d_{R \rightarrow SET}}. \quad (5.25)$$

On suppose une distance approximative entre la grille TSET2 et la grille AR2 d'environ 200 nm pour le dispositif A2 (comme pour la mesure 313 présentée à la figure 5.1). Pour l'aire effective, on suppose que celle-ci peut être estimée par le diamètre approximatif de l'îlot du SET (environ 200 nm pour  $V_{TSET} \approx 3$  V, d'après les simulations de densité QCAD) et la profondeur de la couche d'inversion ( $d_{inv} \approx 2$  nm). Ainsi on trouve  $A_{eff} \approx 400 \text{ nm}^2$ , et une capacité  $C_{R \rightarrow SET} \approx 0.2 \text{ aF}$ .

Avec les approximations ci-haut, on peut évaluer  $\Theta$  en assumant une période d'oscillations initiale de 0.05 V, comme dans le cas de la mesure 313. On trouve :

$$\Theta \approx C_{R \rightarrow SET} \frac{0.05V}{e} \approx 0.06 \text{ V/V}, \quad (5.26)$$

ce qui est approximativement la valeur obtenue pour la mesure 313, en gardant en tête que les valeurs choisies pour l'aire et la distance effectives sont issues d'approximations grossières.

Deuxièmement, le comportement de  $\Theta$  estimé à partir de sa formulation théorique de l'équation 5.24 permet de retrouver qualitativement la tendance observée expérimentalement d'une augmentation de  $\Theta$  lorsque la distance entre AR et le SET augmente. En effet, la capacité  $C_{AR \rightarrow SET_0}$  se trouve

au dénominateur pour  $\Theta$ , et est inversement proportionnelle à la distance séparant le SET de la grille AR. En ce qui concerne l'observation d'une augmentation de  $\Theta$  avec le voltage de grille  $V_{TSET}$ , en comparant les mesures 001 et 313 de la figure 5.1, la relation avec la formulation théorique est moins évidente. Comme le voltage de la grille UR est légèrement plus négatif pour la mesure 313 que 001, et que les dispositifs 1819 et 2130 ont des dimensions légèrement différentes dues aux variations dans le procédé de fabrication (effet confirmé par l'observation des images SEM), il est difficile d'isoler précisément l'effet d'une seule variable sur  $\Theta$  à partir de 001 et 313. Similairement, le paramètre  $\Theta$  obtenu pour QCAD est plus grand que celui obtenu pour les transitions de charge expérimentales, tel qu'indiqué à la figure 5.2(c). Il s'avère que la tension sur la grille d'accumulation de la boîte quantique est légèrement plus faible pour les résultats expérimentaux (entre 1.4 et 1.7 V environ) que pour les résultats de simulation (1.75 V), mais que le confinement latéral dû aux grilles TP, CP, UL ou UR, LL ou LR, est plus important dans le régime expérimental que dans le régime simulé. Bref, cet effet n'est pas reproductible en raison des paramètres utilisés dans nos expériences et simulations. Toutefois, des analyses plus poussées dans des régimes différents permettraient sans doute de confirmer davantage la validité des modèles empirique et théorique développés ici en vérifiant que  $\Theta$  se comporte de la manière attendue en fonction du confinement de la boîte quantique ou du SET et/ou des voltages utilisés sur les grilles d'accumulation des îlots.

On note un bémol important par rapport au modèle théorique présenté ici. Celui-ci fonctionne en traitant le réservoir comme une boîte quantique très grande (et donc peu confinée). Cependant cela n'est pas nécessairement une interprétation physiquement réaliste dans toutes les situations. En effet, le réservoir étant typiquement électriquement couplé au contact ohmique, qui est gardé à un voltage fixe dans les expériences, on ne s'attend pas à ce que son comportement soit analogue à un SET dans la majorité des configurations (une exception notable pourrait être à très faible densité du réservoir, lorsque la connexion au contact ohmique n'est pas continue). La notion d'énergie de charge du réservoir utilisée dans les équations ci-dessous est donc plutôt précaire, et le fait d'avoir appliqué les concepts du modèle à interaction constante (tel qu'expliqué au chapitre 1) au réservoir de charges est une faiblesse claire dans notre interprétation.

Malgré tout, le modèle théorique pour la capacité  $C_{AR \rightarrow SET}$  démontré ci-haut s'accorde bien au modèle empirique, ce qui indique qu'il y a au moins un certain degré de correspondance à la réalité physique dans notre interprétation. Le modèle théorique suggère fortement que c'est le changement de densité  $\Delta n_S$  dans le réservoir qui est responsable du changement de période dans les oscillations de Coulomb du SET lorsque la grille AR est balayée, et que le même phénomène mène à la courbure des transitions de charge dans le diagramme de stabilité fontaine,  $V_{AD}$  versus  $V_{AR}$ , de la boîte quantique. Il s'agit donc d'un effet propre à l'utilisation dynamique d'une grille d'accumulation de réservoir pour le contrôle du taux tunnel dans la structure à grilles d'accumulation séparées.

## 5.4 Discussion et impact des travaux

---

Dans ce chapitre, une analyse de la courbure des transitions de charge observée dans les diagrammes de stabilité fontaine de la structure à grilles d'accumulation séparées a été faite. L'origine commune de cette courbure ainsi que du changement de période des oscillations d'un SET en fonction de la grille d'accumulation du réservoir a été établie. Un modèle empirique a été construit pour reproduire les observations faites sur les SETs, et ce modèle a été appliqué à un diagramme de stabilité expérimental pour la boîte quantique et à des simulations QCAD pour les capacités de grilles d'un dispositif similaire. Le modèle empirique s'accorde bien aux données expérimentales et simulées et reste cohérent d'une instance à l'autre. Ensuite, un modèle théorique, en accord avec les données de simulation QCAD pour la densité du réservoir en fonction de  $V_{AR}$ , a été démontré. Celui-ci cadre très bien avec le modèle empirique et permet de retrouver les tendances principales observées expérimentalement. Il révèle que l'origine de la courbure des transitions de charge est un changement linéaire de la densité électronique dans le réservoir en fonction de  $V_{AR}$ .

Ces résultats ont des implications notables pour la performance de la structure à grilles d'accumulation séparées et la démocratisation de son utilisation. D'abord, le changement de capacité effective entre la grille AR et la boîte quantique pourrait jouer un rôle dans l'orthogonalité de contrôle observée entre le taux tunnel et l'occupation de la boîte quantique au chapitre 4. En effet, alors que dans les dispositifs à grille de barrière dédiée, la grille de contrôle de barrière a un levier constant sur le potentiel chimique de la boîte quantique, dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées la grille AR a un levier qui diminue avec  $V_{AR}$ . Comme dans les deux cas la variation du taux tunnel est exponentielle en voltage de la grille de contrôle, le résultat est que même si l'amplitude du changement de taux tunnel est plus faible pour la structure à grilles séparées, cette faiblesse est compensée en partie par une plus petite variation du potentiel chimique, d'autant plus que  $V_{AR}$  est élevé. Ainsi, bien que peut-être moins efficace dans l'absolu pour changer la transmission de la barrière tunnel qu'une grille directement par-dessus [206], la grille d'accumulation du réservoir a un couplage réduit avec la boîte quantique comparativement à une grille de déplétion standard en raison de l'accumulation de charges dans le réservoir résultant de la variation de son voltage. L'utilisation d'une grille d'accumulation de réservoir adjacente à une barrière tunnel formée par un espacement entre des électrodes amène donc des propriétés uniques pour le contrôle du taux tunnel dans une architecture simple couche, et la découverte de ces propriétés a mené à la production d'un brevet sur la structure à grilles d'accumulation séparées, présenté à l'annexe B.

Ensuite, le phénomène de changement de période dans les oscillations du SET a également une utilité au niveau de la caractérisation initiale des dispositifs. En effet, bien que la procédure de vérification des grilles présentées à la section 2.3.3 permette de vérifier l'intégrité approximative de celles-ci grâce à leur levier sur le SET, sa réussite ne garantit pas la fonctionnalité du dispositif. L'observation du changement de période permet de confirmer hors de tout doute l'accumulation de charges sous les grilles désirées, et d'écarter les problèmes au niveau des contacts ohmiques notamment.

Enfin, la définition des modèles empirique et théorique présentés dans ce chapitre et la confirmation de leur accord avec les données expérimentales et simulées dans plusieurs régimes ont un impact important. On note depuis quelques années un intérêt marqué pour le développement de méthodes automatisées d'initialisation des boîtes quantiques. En effet, pour amener une boîte quantique dans le régime à électron unique souvent nécessaire pour l'opération d'un qubit de spin, on compte généralement sur les connaissances d'une expérimentatrice accomplie qui investira plusieurs heures pour trouver le régime idéal dans un espace à une dizaine de dimensions. Cette approche n'est pas viable à long terme cependant, considérant la croissance attendue du nombre de boîtes quantiques par processeur.

Pour développer des méthodes automatisées d'initialisation, plusieurs groupes de recherche explorent l'avenue de l'apprentissage machine [277, 280, 281, 68, 282, 283, 284], y compris à l'Université de Sherbrooke [266]. Or de nombreux diagrammes de stabilité dans différents régimes et utilisant des paramètres variés sont nécessaires pour entraîner efficacement les algorithmes d'apprentissage à reconnaître l'état de la boîte quantique et les étapes à suivre pour l'amener vers l'état voulu. Plutôt que de donner en entrée des diagrammes de stabilité réels, il est plus rapide de fournir des diagrammes de stabilité artificiels aux algorithmes, ce qui permet de couvrir plus facilement toutes les plages de paramètres et de cas problèmes qu'il est possible de rencontrer lors des mesures expérimentales. Les diagrammes de stabilité typiques, composés de transitions de charge parallèles, sont relativement faciles à reproduire artificiellement même sans faire appel à un modèle physique. Jusqu'à maintenant cependant, il avait été difficile de reproduire adéquatement la courbure des transitions de charge observées dans les diagrammes fontaine. Le modèle empirique présenté dans ce chapitre permettra d'intégrer facilement la courbure des transitions de charge dans ces diagrammes artificiels en jouant avec les paramètres  $\Theta$  et  $C_{AR \rightarrow SET_0}$ , sans recourir à l'ajout de physique électrostatique complexe ou de modèles de transistors élaborés. Les algorithmes d'initialisation automatique pourront ainsi être développés en intégrant les particularités de la structure à grilles d'accumulation séparées.

## Chapitre 6

# Mise à l'échelle : couplage inter-boîtes quantiques et intégration industrielle

Ce dernier chapitre explore des considérations importantes pour la mise à l'échelle des dispositifs de boîtes quantiques au-delà des critères d'échelonnabilité présentés au chapitre 1. En effet, en plus de former une boîte quantique bien confinée et de contrôler ses niveaux d'énergie, ses états de vallée, et son couplage avec son réservoir, il faut démontrer les capacités de couplage entre plusieurs boîtes quantiques pour assurer la possibilité d'implémenter des algorithmes quantiques. Dans cette optique, des résultats préliminaires de couplage entre deux boîtes quantiques dans les dispositifs MOS à grilles d'accumulation séparées seront analysés. Ensuite, des résultats de caractérisation sur une architecture industrielle basée sur la technologie FD-SOI viendront démontrer une première preuve de concept de l'intégration de la structure à grilles d'accumulation séparées dans un procédé de fabrication à grande échelle. Enfin, le chapitre se terminera avec une discussion ouverte sur les obstacles techniques et conceptuels à surmonter pour amener la structure à grilles d'accumulation séparées à un niveau de performance prometteur.

**Contributions :** Les résultats présentés dans ce chapitre sont le fruit d'une collaboration entre des équipes de l'Université de Sherbrooke, des Sandia National Laboratories, et de STMicroelectronics. Les diagrammes de stabilité présentés à la section 6.1 ont été mesurés par Sophie Rochette (S. R., UdeS) et Anne-Marie Roy (A.-M. R., UdeS), grâce au circuit de détection radiofréquence développé par A.-M. R. L'analyse des couplages résultants et l'interprétation des résultats ont été faits par S. R.. Le design du dispositif à 5 boîtes quantiques présenté à la section 6.1.3 a été réalisé par S. R.. Les dispositifs ont été fabriqués par l'équipe de nanofabrication des Sandia National Laboratories, et les micro-aimants ont été intégrés par Julien Camirand Lemyre (J. C. L., UdeS). Les dispositifs FD-SOI présentés à la section 6.2 ont été fabriqués par l'équipe de STMicroelectronics. J. C. L., Claude Rohrbacher (C. R., UdeS) et S. R. ont participé au montage des échantillons, aux mesures et à l'analyse des résultats. Les mesures et l'analyse des résultats pour les dispositifs à réseau 1D et 2D ont été effectuées par S. R., avec l'aide de Ioanna Kriekouki (I. K., STMicro/UdeS).

## 6.1 Couplage inter-boîtes dans les dispositifs métal-oxyde-semiconducteurs

Le contrôle du couplage entre deux boîtes quantiques est un ingrédient essentiel pour l'implémentation de plusieurs types de qubits de spin, et pour la réalisation d'opérations à deux qubits. La nécessité de pouvoir ouvrir ou fermer ce couplage à volonté est nécessaire à travers la majorité des implémentations, mais quantitativement les couplages entre les boîtes quantiques requis dépendent de l'implémentation choisie pour le ou les qubits. Pour le qubit hybride, formé de 3 électrons dans une double boîte quantique, la fréquence de Rabi, soit la rapidité avec laquelle les opérations pourront être effectuées, dépend linéairement des couplages tunnels [285], et requiert donc des couplages de plusieurs GHz. Pour les implémentations faisant appel à l'énergie d'échange pour réaliser des opérations conditionnelles entre des spins [139], certaines études théoriques ont montré que les distances inter-boîtes quantiques devraient être d'une trentaine de nanomètres au maximum pour que l'échange soit non-négligeable [142]. Une porte à deux qubits CZ réalisée entre deux boîtes quantiques MOS à un électron [53] nécessite typiquement un couplage tunnel de 900 MHz, et une porte CNOT a été réalisée avec un couplage ajustable entre 300 kHz et 20 MHz [55].

Dans ce qui suit, des résultats préliminaires de couplage inter-boîtes dans les deux variétés de dispositifs de double boîte quantique MOS fabriqués aux Sandia National Laboratories (A1 et A2) sont explorés, l'objectif étant d'évaluer le potentiel de la structure à grilles d'accumulation séparées pour la réalisation de couplages forts et ajustables. Ces résultats sont ensuite comparés à ceux rapportés dans la littérature pour différents types de dispositifs. Enfin, on présente un design à 5 boîtes quantiques basé sur la structure à grilles d'accumulation séparées qui pourrait éventuellement être utilisé pour tester des méthodes de couplage via des boîtes quantiques médiatrices.

### 6.1.1 Couplages inter-boîtes quantiques dans les dispositifs de double boîte quantique MOS

La figure 6.1(a) montre un diagramme de stabilité en fonction des grilles d'accumulation des boîtes quantiques pour le dispositif A1 (illustré à la figure 6.1(b), dans un régime de double boîte quantique (DBQ) où chaque boîte contient plusieurs électrons (les paramètres utilisés sont indiqués dans la légende). Tel que présenté à la section 1.1.6, le couplage capacitif peut être estimé à partir de la distance, convertie en énergie, entre les points triples. Le couplage tunnel vient quant à lui se rajouter au couplage capacitif et apporte une courbure dans les transitions de charge à proximité des points triples [109]. Ici, on distingue un couplage capacitif non-nul, mis en évidence par les transitions de charge inter-boîte qui apparaissent en noir. La faible résolution et la largeur des transitions préviennent cependant l'estimation du couplage tunnel. Pour calculer l'énergie de couplage capacitif  $E_{Cm}$ , la distance entre les deux points triples est d'abord séparée en ses deux contributions  $\Delta V_{AD1}$  et  $\Delta V_{AD2}$ . Ensuite les leviers  $\alpha_{AD1 \rightarrow BQ1}$ ,  $\alpha_{AD1 \rightarrow BQ2}$ ,  $\alpha_{AD2 \rightarrow BQ1}$  et  $\alpha_{AD2 \rightarrow BQ2}$  sont estimés à partir des bras de levier mesurés en magnétospectroscopie et des pentes des transitions dans le diagramme de



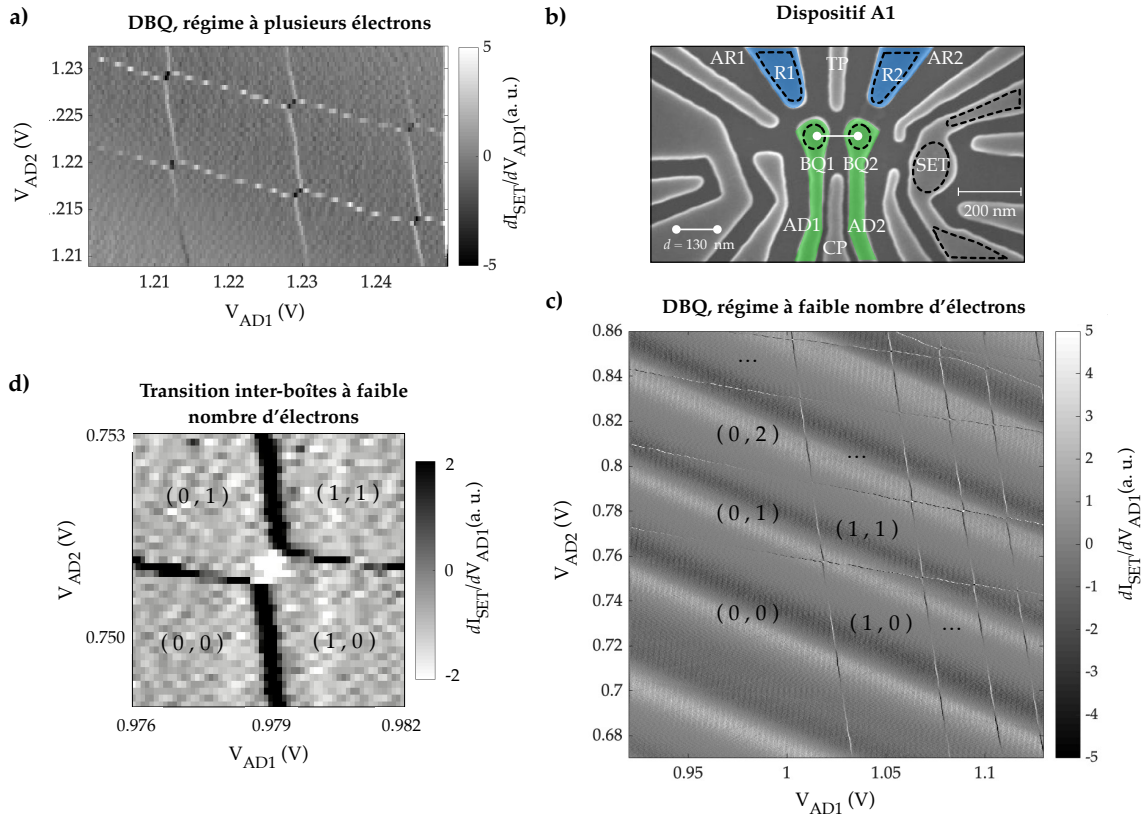


FIGURE 6.1 – (a) Diagramme de stabilité  $V_{AD1}$  versus  $V_{AD2}$  pour le dispositif A1 dans le régime de double boîte quantique (DBQ) à plusieurs électrons. Le nombre d'électrons est estimé à une vingtaine en tout. Les voltages employés sont :  $V_{AR1} = V_{AR2} = 4$  V,  $V_{LL} = V_{LR} = -2$  V,  $V_{UL} = V_{TP} = -1$  V,  $V_{UR} = -1.2$  V,  $V_{CP} = -2$  V,  $V_{TSET} = 2.5$  V,  $V_{SETU} = -2.43$  V,  $V_{SETL} = -2.06$  V. (b) Image SEM du dispositif de double boîte quantique MOS de type A1. (c) Diagramme de stabilité  $V_{AD1}$  versus  $V_{AD2}$  pour le dispositif A1 dans le régime de double boîte quantique à faible nombre d'électrons. L'occupation  $(N_g, N_d)$  est indiquée pour chaque région, avec  $N_g$  le nombre d'électrons dans la boîte de gauche (sous AD1), et  $N_d$  le nombre d'électrons dans la boîte de droite (sous AD2). Les voltages employés sont :  $V_{AR1} = 7$  V,  $V_{AR2} = 6$  V,  $V_{LL} = V_{LR} = -3$  V,  $V_{UL} = V_{UR} = V_{CP} = V_{TP} = -1$  V,  $V_{TSET} = 2.59$  V,  $V_{SETU} = -2.32$  V,  $V_{SETL} = -2.06$  V. (d) Vue rapprochée des premiers points triples dans le régime à faible nombre d'électrons, pour un régime quasi identique à celui de (c).

stabilité. L'énergie de couplage capacitif est finalement calculée comme suit :

$$E_{Cm} = \Delta V_{AD1}(\alpha_{AD1 \rightarrow BQ1} + \alpha_{AD1 \rightarrow BQ2}) + \Delta V_{AD2}(\alpha_{AD2 \rightarrow BQ1} + \alpha_{AD2 \rightarrow BQ2}), \quad (6.1)$$

ce qui nous permet d'obtenir, pour les points triples en bas à gauche du diagramme de la figure 6.1(a),  $E_{Cm} = 340 \mu\text{eV}$ .

À la figure 6.1(c), on présente un diagramme de stabilité dans le régime à faible nombre d'électrons pour le même dispositif, avec l'absence caractéristique de transitions de charge pour les voltages les plus faibles. À la figure 6.1(d), une vue rapprochée de la dernière paire de points triples pour un régime d'opération similaire permet de constater un couplage capacitif non-nul à nouveau. Ici aussi, le manque de résolution et la largeur des transitions nous empêchent de conclure sur le couplage tunnel. En suivant la même procédure que ci-haut, on trouve pour ces points triples une énergie de couplage capacitive d'environ  $290 \mu\text{eV}$ .

Pour que le couplage tunnel soit visible au niveau des points triples, il faudrait qu'il compte pour une fraction importante du  $E_{Cm}$  mesuré. Étant donné la distance de près de 130 nm entre les centres estimés des deux boîtes quantiques (d'après les images SEM montrant les dimensions du dispositif), il serait impossible d'atteindre un couplage tunnel aussi fort selon les couplages typiques dans la littérature, comme on le verra ci-bas. Une autre façon de mesurer le couplage tunnel est avec l'élargissement de la transition inter-boîtes [110, 280]. Cependant ce calcul nécessite des mesures de calibration de la température électronique et des leviers de grilles dans le régime précis utilisé, ce qui n'a pas été effectué par manque de temps (ces quantités n'ont pas été jugées prioritaires au moment de la prise de données, bien qu'après coup cela aurait été pertinent).

Sachant que les distances et espacements étaient trop grands dans le dispositif A1, autant pour assurer un confinement suffisant des boîtes quantiques qu'un couplage tunnel notable, les dispositifs de type A2 ont été fabriqués avec des dimensions plus serrées. Pour ces derniers, la distance estimée entre les milieux des boîtes quantiques est d'environ 90 nm, comparativement à environ 130 nm pour les dispositifs de type A1. Malheureusement, le procédé de fabrication n'a pas pu être optimisé pour les nouvelles dimensions requises. Ainsi, les dispositifs qui ont été testés étaient sujets à des grilles brisées ou manquantes. Il s'avère qu'aucun dispositif de type A2 étudié n'a pu être utilisé pour former une double boîte quantique lithographique (c'est-à-dire définie par les grilles tel que désiré). Des boîtes quantiques simples ont été obtenues sous les grilles AD1 et AD2, mais jamais simultanément dans le même dispositif.

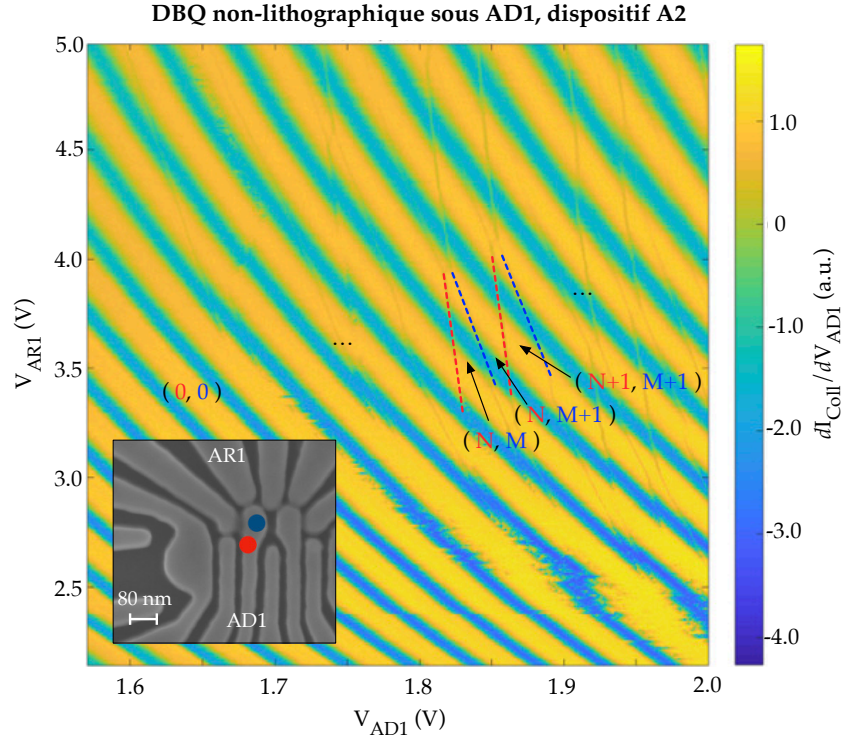


FIGURE 6.2 – Diagramme de stabilité pour une double boîte quantique non-lithographique sous la grille AD1, dans un dispositif de type A2. Les droites pointillées soulignent les transitions pour la boîte quantique bleue (plus horizontales, boîte du haut dans l’encart) et la boîte quantique rouge (plus verticales, boîte du bas dans l’encart). La région de gauche du diagramme ne présente plus de transitions et correspond donc à des boîtes vides. L’occupation  $(N, M)$  change lorsqu’on passe à travers une transition bleue ou rouge.

Par contre il a été possible d’observer une double boîte quantique non-lithographique dans un dispositif A2. La figure 6.2 montre un diagramme de stabilité  $V_{AD1}$  versus  $V_{AR1}$  qui présente l’allure globale caractéristique pour la structure à grilles d’accumulation séparées, avec une courbure graduelle des transitions, et une région qui en est absente en bas à gauche. Cependant, en y regardant de plus près, on constate que deux types de transitions sont présentes (mises en évidence par les droites pointillées rouge et bleue), et qu’elles présentent des anticroisements. Tout indique qu’on a affaire à une double boîte quantique, bien que seuls le réservoir et la boîte quantique de gauche soient activés. Une étude des bras de leviers des différentes grilles du dispositif sur ces deux types de transition permet de trianguler approximativement la position des boîtes quantiques associées. Tel qu’illustré dans l’encart de la figure 6.2, les transitions rouges (plus verticales) sont associées à une boîte quantique sous la région inférieure du lobe de la grille AD1, tandis que les transitions bleues (plus horizontales) correspondent à une boîte quantique située sous la partie supérieure de AD1, plus près du réservoir. On s’attend ainsi grossièrement à ce que ces boîtes quantiques soient espacées de 40 à 80 nm tout au plus.

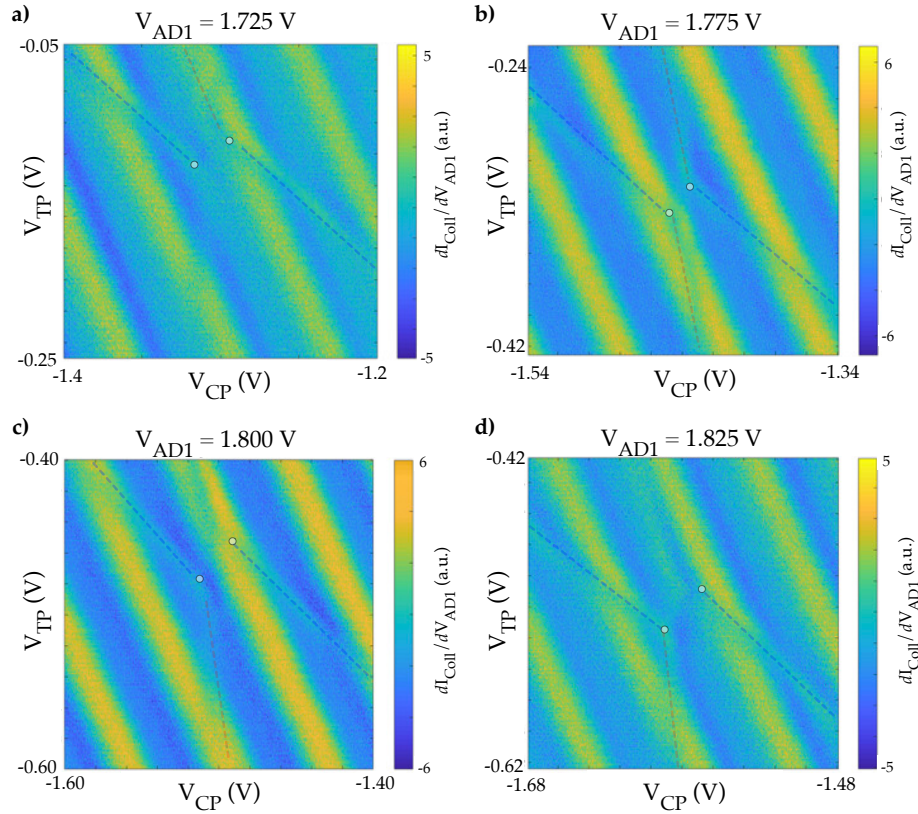


FIGURE 6.3 – Diagrammes de stabilité sur une paire de points triples du diagramme de la figure 6.2, pour différents voltages  $V_{\text{AD1}}$ , (a) 1.725 V, (b) 1.775 V, (c) 1.800 V, et (d) 1.825 V. Les droites pointillées transparentes sont des guides pour l’œil pour les transitions de charge, et les cercles blancs transparents indiquent la position des points triples.

Des diagrammes de stabilité à plus petite échelle ont été réalisés sur une paire de points triples en balayant les grilles TP et CP, pour différentes valeurs de  $V_{\text{AD1}}$ , et sont présentés à la figure 6.3. Les transitions de charge sont mises en évidence avec des guides pour l’œil, et la position approximative des points triples est indiquée par des cercles. Encore une fois, le faible niveau de signal et la largeur des transitions rend difficile l’extraction d’une courbure et donc du couplage tunnel. Par contre, la transition inter-boîtes est quasiment invisible, ce qui suggère un fort couplage tunnel. De façon qualitative, on constate également que l’espace entre les deux points triples tend à augmenter lorsque  $V_{\text{AD1}}$  augmente, indiquant un accroissement du couplage capacitif (et probablement tunnel) lorsque le puits de potentiel global sous AD1 est abaissé.



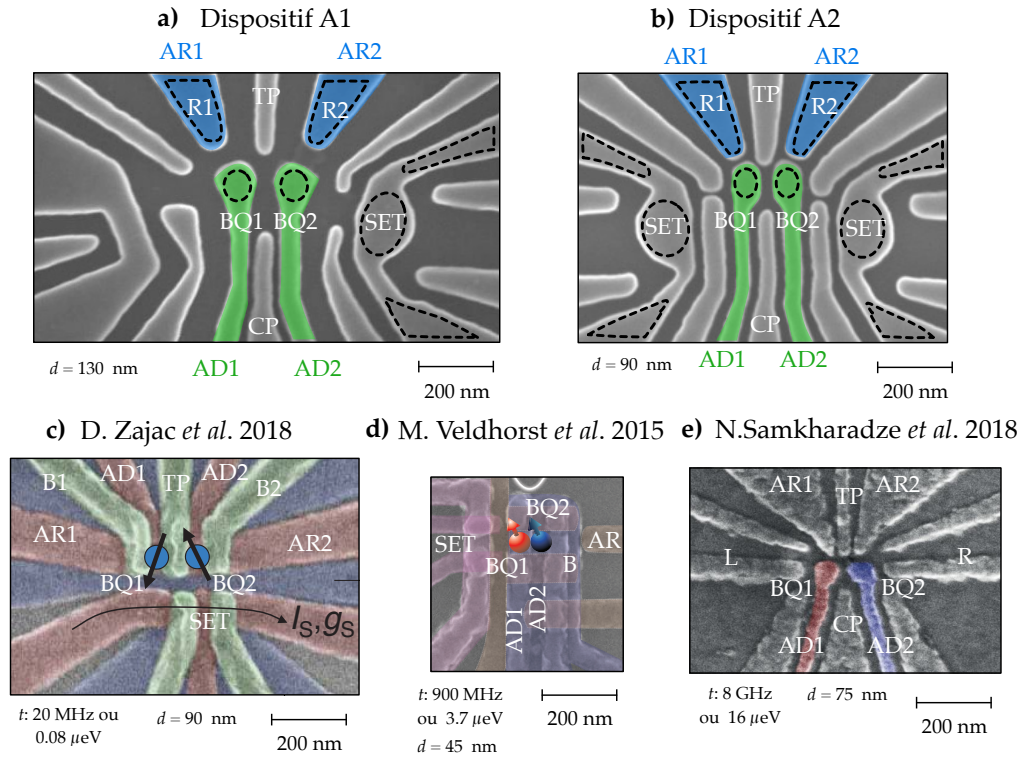


FIGURE 6.4 – (a) Image SEM du dispositif A1. (b) Image SEM du dispositif A2. (c) Image SEM du dispositif de double boîte quantique multi-couches de la référence [286], réalisé dans l’architecture Si/SiGe (figure adaptée de [286]). Le couplage tunnel rapporté est de 20 MHz environ, ou  $0.08 \mu\text{eV}$ , et la distance entre les centres des boîtes quantiques est d’environ 90 nm. (d) Image SEM du dispositif de double boîte quantique multi-couches de la référence [53], réalisé dans l’architecture MOS (figure adaptée de [53]), résultant en un couplage tunnel de 900 MHz ou  $3.6 \mu\text{eV}$ , pour une distance inter-dot de 45 nm environ. (e) Image SEM du dispositif de double boîte quantique simple couche à grilles d’accumulation séparées de la référence [61], réalisé dans l’architecture Si/SiGe (figure adaptée de [287]). Le couplage tunnel résultant est de 8 GHz et plus, ou  $16 \mu\text{eV}$ , pour une distance inter-dot de 75 nm.

### 6.1.2 Comparaison avec les couplages rapportés dans la littérature

En l’absence de dispositifs de type A2 complètement fonctionnels, les indications expérimentales ne peuvent que suggérer un couplage capacitif important, sans permettre de confirmer un couplage tunnel inter-boîtes suffisant, ou de conclure quantitativement sur le niveau de contrôle de celui-ci. On se tourne donc vers une comparaison des couplages obtenus dans la littérature pour déterminer si la structure à grilles d’accumulation séparées simple couche pourrait permettre d’atteindre des valeurs suffisantes. La figure 6.4 permet de comparer, avec approximativement la même échelle, les dispositifs A1 (a), A2 (b), multi-couches Si/SiGe (c) [55], multi-couches MOS (d) [53], et un dispositif Si/SiGe simple couche à grilles d’accumulation séparées (e) utilisé pour démontrer un fort couplage entre le spin d’un électron et un photon micro-onde [61]. Les distances approximatives entre les

centres des boîtes quantiques sont indiquées sur chaque image, tout comme les énergies/fréquences de couplage tunnel rapportées. Ainsi, les couplages rapportés pour ces trois dispositifs varient de 20 MHz à 8 GHz.

Au-delà des distances inter-boîtes brutes, d'autres caractéristiques influencent les couplages tunnels et peuvent mener à des variations d'un type de dispositif à un autre. Dans le dispositif de Zajac et collab., le couplage tunnel est ajusté avec la grille TP, qui est souvent polarisée positivement et recouvre tout l'espace entre les grilles AD1 et AD2. Ainsi la barrière tunnel peut-être abaissée beaucoup plus intensément que dans le cas de la structure simple couche où l'espace entre AD1 et AD2 n'est pas entièrement couvert par une autre grille, pour des voltages similaires sur AD1 et AD2. Dans le cas du dispositif MOS de Veldhorst et collab., les boîtes quantiques sont formées sous des grilles adjacentes et se superposant en partie, ce qui favorise de forts couplages par défaut. Également, la distance entre les grilles et le G2DE, qui varie selon l'architecture, dicte à quel point le profil de potentiel est abrupt. Or un potentiel moins abrupt tend à faciliter la délocalisation des fonctions d'onde et donc à augmenter leur recouvrement et le couplage résultant entre les deux boîtes quantiques. Le potentiel sera moins «aplatis» dans le dispositif MOS dont l'oxyde de grille ne fait que 8-10 nm d'épaisseur, que dans les dispositifs Si/SiGe où le puits quantique est distant d'au moins 50 nm des grilles de contrôle. Les dispositifs A1 et A2 sont des cas intermédiaires, avec un oxyde de grille de 35 nm.

La comparaison de ces différents dispositifs pourrait suggérer que la distance inter-boîtes de 90 nm pour le design A2 est encore légèrement trop grande pour permettre des couplages tunnels supérieurs à 1 MHz environ. Cependant, la réalisation d'une technique de lecture du spin basée sur des séquences d'impulsions rapides et le transfert de charge entre deux boîtes quantiques dans un dispositif à grilles d'accumulation séparées de construction similaire à A2 indique que ce n'est pas le cas [288]. En effet, dans ce dispositif, la distance inter-boîtes est elle aussi de l'ordre de 80-90 nm, et la technique de lecture employée nécessite typiquement des taux tunnel de plusieurs dizaines de MHz [80, 149]. De façon plus quantitative, la réalisation d'une double boîte quantique fortement couplée dans une implémentation Si/SiGe de la structure à grilles d'accumulation séparées (Samkharadze et collaborateurs) fait également pencher la balance en faveur de forts couplages inter-boîtes possibles dans une structure simple couche. En effet, la distance inter-boîtes pour le dispositif présenté à la figure 6.4(e) est estimée à 75 nm, et les voltages utilisés [287] sont très semblables aux voltages typiques utilisés dans les expériences sur les dispositifs A1 et A2. Les grilles CP et TP sont utilisées pour contrôler le couplage, et les grilles L et R peuvent aussi être employées pour pousser les boîtes quantiques l'une vers l'autre. Tel qu'énoncé au paragraphe précédent, l'adoucissement du profil de potentiel causé par la distance grilles-G2DE plus élevée dans l'architecture Si/SiGe favorise également les forts couplages, donc il reste possible qu'un rapprochement plus agressif des grilles soit nécessaire dans une architecture MOS pour atteindre les mêmes couplages. Le dispositif simple couche Si/SiGe ayant été fabriqué dans un contexte universitaire, et non dans une fonderie industrielle de pointe, cet objectif semble raisonnable.

### 6.1.3 Dispositif à 5 boîtes quantiques

Dans l'éventualité où il serait difficile d'atteindre un couplage tunnel suffisant dans le régime à faible nombre d'électrons dans une architecture MOS simple couche, des alternatives existent pour augmenter le couplage entre deux boîtes quantiques. Une approche reposant sur l'utilisation d'une boîte quantique médiatrice contenant un grand nombre d'électrons pourrait être envisagée [289]<sup>1</sup>. L'interaction d'échange entre deux électrons sur des boîtes distinctes peut ainsi être médiée par cette boîte quantique intermédiaire multi-électrons, avec une force de couplage limitée par le couplage tunnel entre chaque boîte et la médiatrice. Cependant, le couplage, autant tunnel que capacitif, tend à augmenter avec le nombre d'électrons contenu dans la boîte, tel qu'observé dans les mesures ci-haut ( $E_{Cm} = 340 \mu\text{eV}$  dans le régime multi-électrons, contre seulement  $280 \mu\text{eV}$  dans le régime à faible nombre d'électrons), et en accord avec les observations de la littérature [291].

Pour tester le potentiel de cette approche avec la structure à grilles d'accumulation séparées, un dispositif à 5 boîtes quantiques a été développé. Les mesures expérimentales n'ont pas permis de former des boîtes quantiques en raison de problèmes de fuites liés à la fabrication, mais on présente tout de même ici l'approche puisque de futurs travaux pourraient se pencher sur cette architecture une fois les problèmes de fabrication résolus.

La figure 6.5(a) montre une image SEM du dispositif en question, offrant la possibilité de former 5 boîtes quantiques (en bas) avec leurs réservoirs (en haut) et deux détecteurs de charge de part et d'autre du réseau linéaire. La forme des SETs est une modification de la structure à grille d'accumulation continue utilisée pour les dispositifs A1 et A2. Pour permettre le confinement des boîtes quantiques, mais aussi le contrôle EDSR des spins confinés dans les boîtes quantiques, des micro-aimants de cobalt (schématisés en mauve) sont déposés par-dessus les grilles de poly-silicium. Le concept repose sur la possibilité que les aimants puissent être aimantés pour produire le gradient de champ magnétique requis pour l'EDSR, et qu'ils servent aussi de grille de contrôle lorsqu'on leur applique un voltage. Pour plus de détails sur les techniques d'intégration de l'aimant et l'optimisation de sa position, on réfère à la thèse de Julien Camirand Lemyre [275], qui a réalisé les simulations numériques pour l'EDSR et développé les recettes d'électrolithographie et de dépôt pour le cobalt.

Des simulations numériques à l'aide du logiciel Silvaco (non illustrées) ont été effectuées pour vérifier que l'application de voltages raisonnables sur les aimants permette d'envisager la formation de réservoirs et de boîtes quantiques sous l'extrémité des grilles de polysilicium. Ces simulations, très sommaires du point de vue des modèles de physique des semiconducteurs qui y ont été intégrés, montrent malgré tout qu'en choisissant adéquatement le positionnement et l'espacement entre les aimants, il est possible de créer un profil électrostatique potentiellement suffisant pour créer des boîtes quantiques et leurs réservoirs. Ces paramètres permettent également de produire en théorie les profils de champs magnétique requis pour l'EDSR, avec une tolérance respectant les limitations de résolution et de précision de la fabrication par électrolithographie [275].

1. Des approches basées sur l'occupation virtuelle des états d'une boîte quantique médiatrice vide ont aussi été proposées pour permettre un couplage tunnel à longue distance [290, 277]

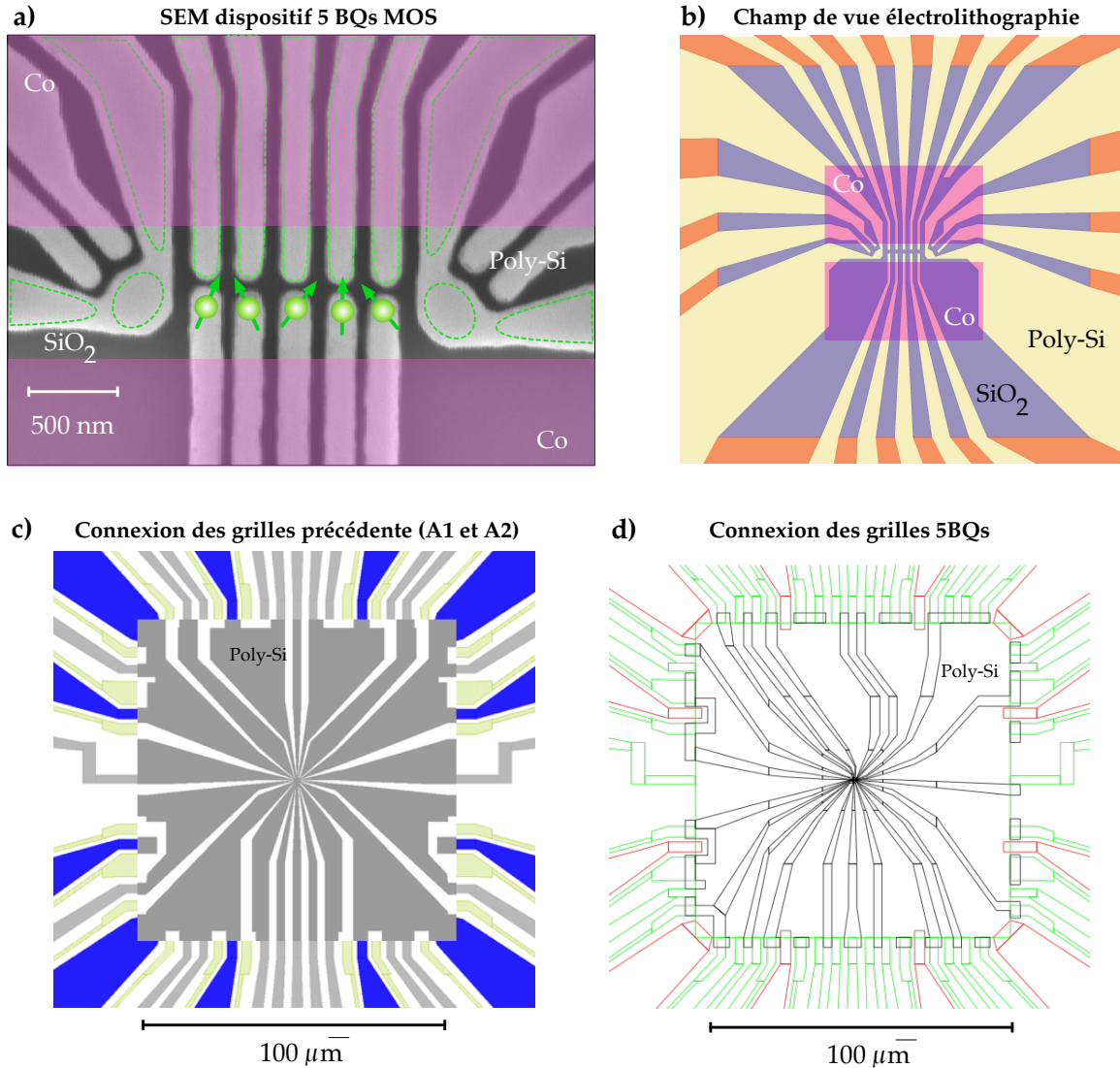


FIGURE 6.5 – (a) Image SEM du dispositif à 5 boîtes quantiques MOS basé sur la structure à grilles d'accumulation séparées. Les 5 grilles inférieures servent à former les boîtes quantiques (représentées par les spins en vert), et les 5 grilles supérieures les réservoirs (ces dernières surplombent des contacts ohmiques). Des SETs de chaque côté du dispositif peuvent servir à la détection de charge. La position approximative des aimants de cobalt (Co) est illustrée en mauve. Une mince couche de nitrure de silicium (non visible) recouvre les grilles de polysilicium (poly-Si), et permet théoriquement de déposer le cobalt par-dessus celles-ci sans créer de courts-circuits. (b) Schématisation du champ de vue éloigné utilisé pour l'étape d'électrolithographie pour le dispositif à 5 boîtes quantiques. On distingue en mauve les aimants de cobalt, en jaune clair les grilles de poly-Si, et en violet/orangé les régions de poly-Si gravé, dévoilant l'oxyde de grille SiO<sub>2</sub>.



La figure 6.5(b) montre un schéma des grilles et des aimants avec un plus grand champ de vue. On note que dans les designs finaux, un contact a été rajouté aux aimants de cobalt (non représenté ici) pour permettre l'application de voltages à ceux-ci. La figure 6.5(c) montre schématiquement les connexions entre les grilles de poly-silicium (gris), tracées par électrolithographie, et les contacts métalliques (gris clair) à l'extérieur du champ d'oxyde ( $100 \times 100 \mu\text{m}$ ), dessinées en photolithographie, pour le design précédent (dispositifs A1 et A2). On y distingue également les zones de recouvrement avec les contacts ohmiques (bleu). Le masque de photolithographie utilisé pour les contacts métalliques aux grilles et les contacts ohmiques ne pouvant pas être modifié rapidement, le schéma de connexion a dû être modifié drastiquement (et non trivialement) pour assurer le bon positionnement des grilles par rapport aux contacts ohmiques et aux accès disponibles. À la figure 6.5(d), le nouvel arrangement pour ces connexions est présenté, avec les régions ouvertes représentant la présence de polysilicium, et les régions fermées représentant les endroits où le polysilicium est gravé.

Dans l'esprit habituel de collaboration entre l'équipe des Sandia National Laboratories et celle de Sherbrooke, le design des grilles de contrôle du dispositif à 5 boîtes quantiques a donc été conçu à Sherbrooke, les dispositifs fabriqués aux Sandia National Laboratories, et les micro-aimants rajoutés subséquemment à Sherbrooke.

#### 6.1.4 Conclusion sur le couplage inter-boîtes quantique dans la structure à grilles d'accumulation séparées

C'est ici que se conclut notre exploration des résultats liés au couplage entre boîtes quantiques avec les dispositifs simple couche à grilles d'accumulation séparées. Ceux-ci démontrent qu'il reste plusieurs preuves de concepts à réaliser pour confirmer le potentiel de mise à l'échelle de cette structure dans les architectures MOS. Notamment, les recettes de fabrication doivent être optimisées pour augmenter le rendement lors de la réduction des dimensions des grilles et de l'espacement inter-grilles. Cependant la démonstration d'un couplage inter-boîtes fort dans une structure Si/SiGe simple couche à grilles séparées [61] indique que les obstacles rencontrés jusqu'à maintenant dans les dispositifs MOS sont de nature technique seulement. Il ne semble pas y avoir de barrière conceptuelle fondamentale à l'obtention de forts couplages tunnels entre des boîtes quantiques dans une structure à couche unique.

## 6.2 Implémentation via un procédé industriel commercial silicium-sur-isolant

---

Un des avantages principaux de la structure à grilles d'accumulation séparées est sa simplicité relative de fabrication. Puisque toutes les grilles se trouvent dans un seul plan, elle ne nécessite pas de fabriquer des couches distinctes de grilles successives isolées par des étapes intermédiaires d'oxydation. Cet attribut rend la structure particulièrement intéressante pour l'implémenter dans un procédé industriel et rapidement tester sa viabilité.

Grâce à une collaboration internationale entre l'Université de Sherbrooke et STMicroelectronics, une compagnie franco-italienne de développement et fabrication de technologies semiconductrices issue d'une filiale à vocation industrielle du LETI (Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information), il a été possible dans le cadre de cette thèse de réaliser une preuve de concept pour l'implémentation industrielle de la structure à grilles d'accumulation séparées. La technologie choisie pour cette implémentation est le silicium-sur-isolant complètement appauvri (*Fully depleted silicon on insulator*, ou FD-SOI) [292], et plus particulièrement le noeud de technologie 28 nm à active et oxyde enfoui très minces (*ultra-thin body and buried oxide*, ou UTBB). Le FD-SOI a de nombreuses applications en microélectronique classique et est fabriqué par diverses fonderies à travers le monde [293]. Plusieurs de ses avantages pour les dispositifs classiques sont également pertinents pour les dispositifs quantiques [294, 295]. Parmi eux-ci, on note en particulier un fonctionnement démontré à des températures cryogéniques [296, 297, 195] et une faible puissance dissipée [196]. Le FD-SOI a d'ailleurs déjà été utilisée pour réaliser des opérations sur des qubits, notamment la première réalisation d'un qubit de spin à base de trous d'électrons [298, 29], et pour étudier des boîtes quantiques en parallèle [299] ainsi que des donneurs couplés [300].

L'approche UTBB de la technologie FD-SOI, en particulier, offre des avantages substantiels en terme de contrôle électrostatique et de modulation de la tension de seuil par rapport à la version avec oxyde enfoui plus épais [301]. Ces particularités mènent à des possibilités d'utilisation à très basse puissance, une caractéristique prometteuse pour l'intégration à large échelle dans un contexte d'opération à des températures sous 1 K.

Dans les prochaines sous-sections, la technologie FD-SOI est brièvement présentée, et les dispositifs à grilles d'accumulation séparées fabriqués avec l'approche UTBB sont décrits. Ensuite, la caractérisation de la première ronde de dispositifs est présentée, suivie de l'analyse des mesures réalisées sur des réseaux linéaires et matriciels de boîtes quantiques.

Cette deuxième partie du chapitre se veut une présentation sommaire des résultats obtenus dans les dispositifs FD-SOI, puisque des analyses beaucoup plus complètes ont déjà été réalisées par Julien Camirand Lemyre [275] et Claude Rohrbacher[96], en particulier. Le niveau de détail utilisé sera minimal, mais, on l'espère, suffisant pour comprendre l'impact des résultats sur la démonstration du potentiel de la structure à grilles d'accumulation séparées.

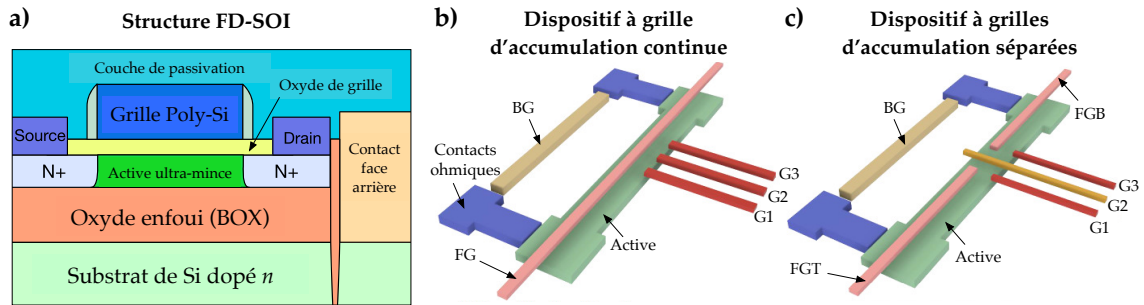


FIGURE 6.6 – (a) Schéma de la structure FD-SOI employée pour les dispositifs à grilles d'accumulation séparées et à grille continue. Figure adaptée de [195]. (b) Schéma du dispositif à grille d'accumulation continue. (c) Schéma du dispositif à grilles d'accumulation séparées.

### 6.2.1 Technologie FD-SOI et dispositifs sous étude

Une coupe transversale de l'architecture FD-SOI UTBB est schématisée à la figure 6.6(a). La structure est un peu plus complexe que dans le cas des MOSFETs traditionnels. La gaufre de base est formée d'un substrat de silicium dopé  $n$  sur lequel repose un oxyde enfoui (*buried oxide*, ou BOX). Au-dessus de la BOX, on retrouve la région active, en silicium, qui abrite le canal de conduction. Pour les dispositifs silicium-sur-isolant ocmplètement appauvri, cette active fait typiquement entre 5 et 20 nm d'épaisseur [302]. Les régions dopées  $n+$  forment les contacts source et drain. Un oxyde de grille recouvre l'active, et des grilles de contrôle en poly-silicium y sont ajoutées. Celles-ci sont dites en face avant (*front gate*, FG). Une particularité de la technologie FD-SOI est la présence additionnelle d'une grille de contrôle en face arrière. L'influence de cette grille se transmet via le substrat dopé en première couche. Dans une utilisation dite en face avant, la polarisation de la grille permet la formation de la couche d'inversion dans l'active et la création d'un canal de conduction entre la source et le drain. Dans la technologie complètement appauvrie avec active ultra-mince (quelques nanomètres), la profondeur de déplétion est plus grande que l'épaisseur du silicium, faisant en sorte qu'aucune région d'appauvrissement ne puisse être présente. Cela mène à un couplage entre la grille en face avant et celle en face arrière [303]. La présence de la grille de contrôle en face arrière (*back gate*, BG) permet donc une modulation de la tension de seuil en face avant, d'autant plus efficace que la BOX est mince. Cette possibilité de moduler la tension d'opération du transistor permet ainsi d'optimiser la performance et la puissance dissipée [304].

La fabrication industrielle des dispositifs FD-SOI se fait typiquement de façon optique (lumière ultra-violette ou ultra-violette lointaine), sans processus d'électrolithographie. Cela permet d'éviter les dommages causés au substrat par les électrons de haute énergie [305, 306]. Pour atteindre les dimensions de quelques dizaines de nanomètres nécessaires pour continuer de suivre la loi de Moore, des techniques astucieuses ont été développées depuis une quarantaine d'années, telles que la lithographie par immersion [307], la correction optique de proximité et les masques à décalage de phase [308], l'exposition multiple [309], et plus récemment, l'EUV (*extreme ultra-violet*) [310].

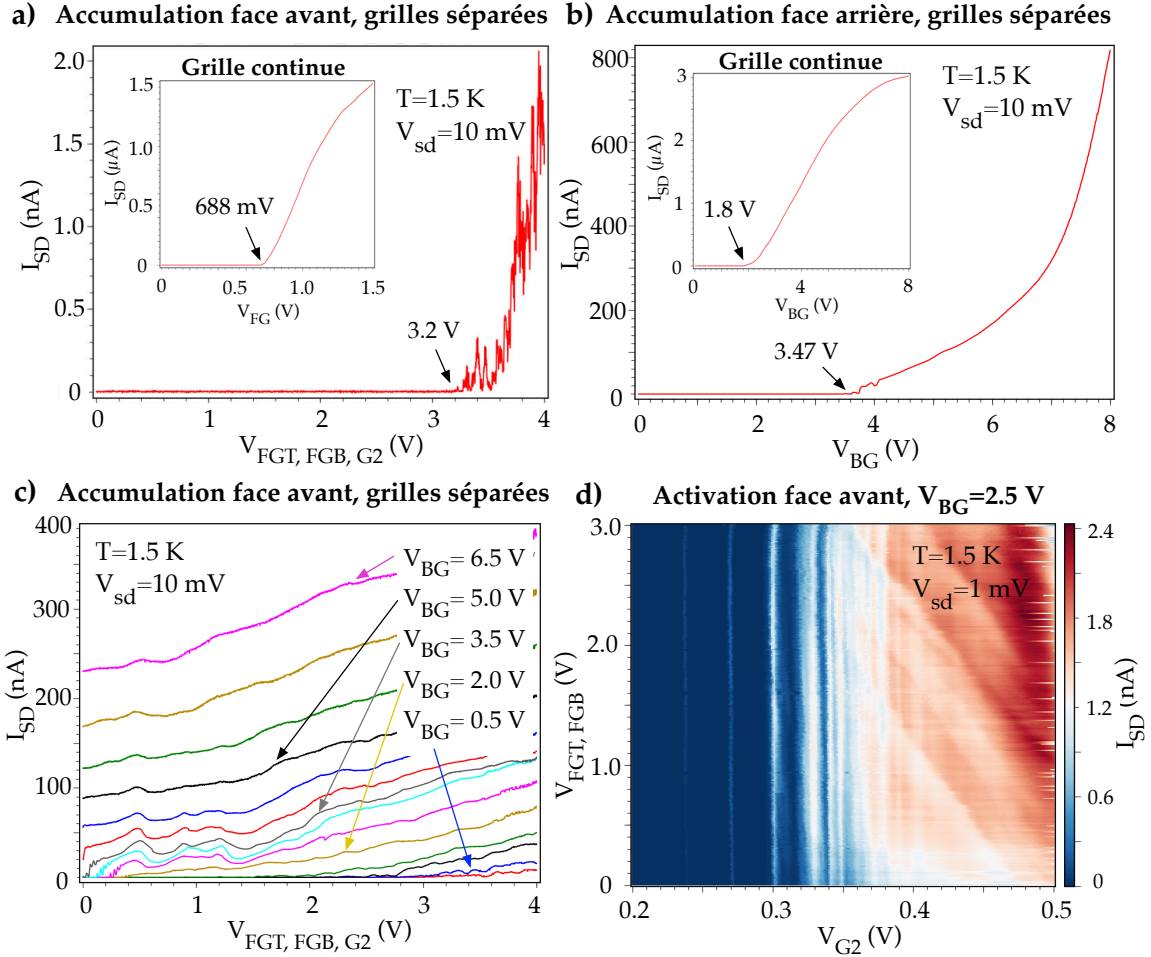


FIGURE 6.7 – (a) Courbe d’accumulation en face avant pour le dispositif à grilles séparées. Mesure du courant source-drain  $I_{SD}$  en fonction des voltages appliqués sur les grilles FGT, FGB, et G2, pour un biais de 10 mV et une température de 1.5 K. La tension de seuil est évaluée à 3.2 V (flèche noire). Encart : courbe d’accumulation en face avant pour le dispositif à grille continue. La tension de seuil est évaluée à 688 mV. (b) Courbe d’accumulation en face arrière pour le dispositif à grilles séparées. Mesure du courant source-drain  $I_{SD}$  en fonction du voltage appliqué sur la grille BG, pour un biais de 10 mV et une température de 1.5 K. La tension de seuil est évaluée à 3.47 V (flèche noire). Encart : courbe d’accumulation en face arrière pour le dispositif à grille continue. La tension de seuil est évaluée à 1.8 V. (c) Courbes d’accumulation en face avant pour le dispositif à grilles séparées, à différentes tensions appliquées sur la grille BG. (d) Diagramme balayant la grille G2 contre les grilles FGT et FGB, pour  $V_{BG} = 2.5$  V, avec un biais source-drain de 1 mV.

Une étude précédente [195] réalisée à Sherbrooke en collaboration avec STMicro a permis de cibler les premiers choix à faire et ajustements à apporter aux règles de dessin du procédé de fabrication standard FD-SOI pour pouvoir implémenter la structure à grilles d'accumulation séparées avec succès. Entre autres, le choix de l'oxyde de grille, le dopage du substrat pour améliorer le temps de réponse de la grille arrière, et l'arrangement et la disposition des contacts pour faciliter les microsoudures en contexte universitaire ont été révisés suite à cette première étude. Des détails supplémentaires sur cette analyse se trouvent dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275].

Les figures 6.6(a) et 6.6(b) illustrent les structures fabriquées à l'aide de la technologie FD-SOI pour étudier la structure à grilles d'accumulation séparées. Le dispositif de gauche présente une grille d'accumulation continue (FG, en rose), surplombant l'active (en vert). Les contacts ohmiques (en bleu) permettent d'accéder à chaque extrémité de l'active pour l'application d'un biais source-drain et la mesure du courant. L'accès à la grille arrière (BG, en jaune) est illustré latéralement, mais on comprendra que le champ électrique résultant est appliqué à travers le substrat et l'oxyde enfoui (non illustrés) et donc verticalement, sous l'active. L'oxyde de grille n'est pas illustré également par souci de clarté, mais il se trouve entre l'active et la FG. Les trois grilles en rouge, G1, G2, et G3, s'arrêtent juste à la limite de l'active, sans la recouvrir, et reposent directement sur l'oxyde enfoui. Ainsi, un canal de conduction peut être formé sous la FG lorsqu'elle est polarisée suffisamment positivement, ou à l'interface active/BOX, si c'est la BG qui est polarisée. Cette structure à grille continue est importante pour caractériser les paramètres de transistor standards de la structure, et ainsi distinguer les caractéristiques dues à l'utilisation de grilles d'accumulation séparées (dans le deuxième dispositif), et celles dues aux déviations des dimensions et des paramètres de fabrication FD-SOI standard.

Le dispositif de droite (figure 6.6(c)) est conçu selon le concept à grilles d'accumulation séparées. Ainsi, la grille en face avant est séparée en deux, FGT et FGB, et la grille G2 est étendue par-dessus l'active, entre FGT et FGB. L'idée derrière cet arrangement est que des réservoirs puissent être formés sous FGT et FGB, et une boîte quantique dans l'active sous G2, de façon similaire au design MOS à deux réservoirs (dispositif B), étudié au chapitre 3. Les dopages, matériaux exacts et dimensions précises des dispositifs étant confidentiels, on n'entrera pas davantage dans les détails de fabrication. Certains détails supplémentaires sont disponibles dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275].

Les deux dispositifs, avec grille continue et grilles séparées, sont conçus pour des mesures en transport seulement, puisqu'il n'y a pas de détecteur de charge intégré. Chaque échantillon contient un exemplaire de chaque dispositif, construits sur le même substrat, et avec une grille arrière commune. Ainsi les résultats de caractérisation préliminaire sur le dispositif à grille continue, dans une certaine mesure, sont directement applicables au dispositif à grilles séparées.

### 6.2.2 Caractérisation des dispositifs

La caractérisation des dispositifs a été effectuée dans le cryostat Janis et dans le BlueFors, avec les montages présentés à la figure 2.10 au chapitre 2. Ainsi, seule une amplification à température pièce du signal est réalisée, et des filtres RC ou à poudre, en combinaison avec des câbles thermocoaxiaux, sont utilisés, dépendant des cas, pour atténuer le bruit arrivant à l'échantillon.

#### Activation en face avant, en face arrière, et en mode combiné

On débute l'étude par une comparaison de l'activation du transport en mode face avant pour les dispositifs à grille continue et à grilles séparées. À la figure 6.7(a), les grilles FGT, FGB, et G2 sont balayées, et le courant entre la source et le drain est mesuré, pour une température de 1.5 K, et un biais source-drain de 10 mV. Dans l'encart, le courant obtenu en balayant la grille FG dans le dispositif à grille continue est présenté. On remarque la différence significative dans le voltage seuil entre les deux mesures (3.2 V versus seulement 688 mV pour la grille continue). Ici le rôle des séparations entre les grilles et des barrières tunnel résultantes sont évidentes. Ce résultat est problématique pour l'utilisation du dispositif selon les principes de la structure à grilles d'accumulation séparées, parce que l'application de voltages trop élevés sur les grilles recouvrant l'oxyde de grille (ici FGT, FGB et G2) est proscrit. En effet, cela peut à la longue endommager l'oxyde de grille et rendre le dispositif bruyant et non-fonctionnel. Ce déplacement significatif de la tension de seuil en face avant est attribué aux trop grandes séparations entre les grilles FGT-G2 et G2-FGB. En fait, une étude plus approfondie de ce courant d'activation révèle qu'il s'agit principalement d'un courant de fuite circulant entre les contacts ohmiques et les grilles d'accumulation en face avant.

La figure 6.7(b) montre l'activation, en face arrière cette fois, du dispositif à grilles séparées, et du dispositif à grille continue en encart. Encore une fois, on remarque un déplacement du voltage seuil vers les tensions plus élevées pour le dispositif à grilles séparées (3.47 V versus 1.8 V avec la grille continue). Même si la grille arrière est la même pour les deux dispositifs, il semblerait que la présence des séparations en face avant soit suffisante, même lorsque les grilles FGT, FGB, et G2 sont inactivées, pour former des barrières de potentiel et retarder la formation du canal de conduction en face arrière. Une hypothèse envisagée pour expliquer cet effet est la formation de contraintes dues au désaccord de maille entre les grilles et l'oxyde de grilles, ce qui crée des déformations locales du potentiel de chaque côté de la grille G2 (voir [275]). La faible épaisseur de l'active fait également en sorte que même si le canal de conduction en face arrière est formé plus près de l'interface active/BOX que le canal en face avant, il demeure assez près de l'interface avant pour ressentir l'effet des irrégularités dues aux séparations des grilles avant. On note que la limite de voltage à appliquer sur BG est beaucoup plus élevée que pour les FGs. En effet, l'épaisseur de l'oxyde enfouie est beaucoup plus grande que celle de l'oxyde de grille, et les courants de fuite surviennent donc à des tensions plus élevées.

À la figure 6.7(c), les grilles d'accumulation avant sont balayées pour différentes valeurs de la grille arrière. Cela a pour effet de diminuer la tension de seuil en face avant. On peut donc imaginer

un régime d'opération pour lequel le dispositif serait utilisé en face avant, mais supporté par la grille arrière pour éviter de pousser les grilles avant au-delà de leur voltage critique<sup>2</sup>. La figure 6.7(c) suggère qu'il faudra pour cela employer une tension  $V_{BG}$  d'environ 1.5 V ou plus. À la figure 6.7(d), la grille G2 est balayée et les grilles FGT et FGB sont incrémentées, pour  $V_{BG} = 2.5$  V. On remarque que dans ce régime, les grilles FGT et FGB ont très peu d'effet sur les motifs du courant. Les pics de courant pour faible  $V_{G2}$  sont verticaux, et sont présents même pour  $V_{FGT,FGB} = 0$  V, suggérant que les réservoirs ne sont pas contrôlés par les grilles avant dans ce régime. Ces grilles semblent toutefois avoir un petit effet sur les résonances des barrières, comme on peut le voir avec les motifs diagonaux à droite du graphique. Cependant, il est clair que l'on ne se trouve pas dans le régime standard d'opération à grilles séparées qui nous intéresse, qui présenterait une courbure caractéristique en fonction des tensions  $V_{FGT,FGB}$ , et une augmentation graduelle, exponentielle, du taux tunnel. Ici, le courant est entièrement dominé par BG et G2.

Le seul régime permettant d'observer des pics de courant sous les tensions critiques en face avant, et un effet des grilles FGT et FGB, est pour des tensions sur BG entre 1.5 et 2 V. Cependant, tel qu'expliqué dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275], les boîtes quantiques formées dans ce régime sont très désordonnées, et associées au désordre à l'interface entre la région active et l'oxyde enfoui (BOX). Leurs caractéristiques et couplages aux différentes grilles sont donc extrêmement sensibles à de très petites variations de voltages, et peu reproductibles d'un dispositif à l'autre [275].

Ces résultats suggèrent que les séparations entre les grilles en face avant doivent impérativement être réduites pour espérer pouvoir utiliser les dispositifs à grilles séparées dans un régime semblable à celui obtenu dans les dispositifs MOS.

### Barrières tunnel surmontées en face avant grâce aux grilles latérales

Partant de l'hypothèse que les séparations entre les grilles en face avant sont trop larges, on étudie la possibilité d'abaisser les barrières tunnel à l'aide des grilles de côté, G1 et G3. D'ailleurs, ces grilles se trouvant sur l'oxyde enfoui, il est possible de leur appliquer plusieurs dizaines de volts sans problème. On choisit donc comme point de départ un régime intermédiaire face avant, avec  $V_{BG} = 0$  V,  $V_{FGT,FGB} = 850$  mV, légèrement au dessus de la tension de seuil pour le dispositif à grille continue, et la grille G2 activée légèrement sous sa tension critique. À la figure 6.8(a), le courant source-drain est mesuré dans ce régime en fonction des tensions de grilles appliquées sur G1 et G3 simultanément, jusqu'à 12 V. À partir d'environ 8 V, un signal apparaît, et des oscillations périodiques se présentent, tel que mis en évidence à la figure 6.8(b), une vue rapprochée de l'encadré en (a). Il semblerait donc que de forts voltages appliqués sur les grilles latérales G1 et G3, qui ne surplombent pas l'active, permettent de surmonter en partie les barrières tunnel créées par les séparations de grilles trop importantes.

Pour déterminer l'origine de ces oscillations avec plus de certitude, des diagrammes de stabilité  $V_{G1}$  versus  $V_{G3}$  sont tracés. Les figures 6.8(c), (d), et (e) montrent les diagrammes obtenus pour différentes plages de voltages. Lorsque  $V_{G1}$  est significativement plus grand que  $V_{G3}$ , on observe

2. Le voltage critique exact ne peut être révélé pour des questions de secret industriel



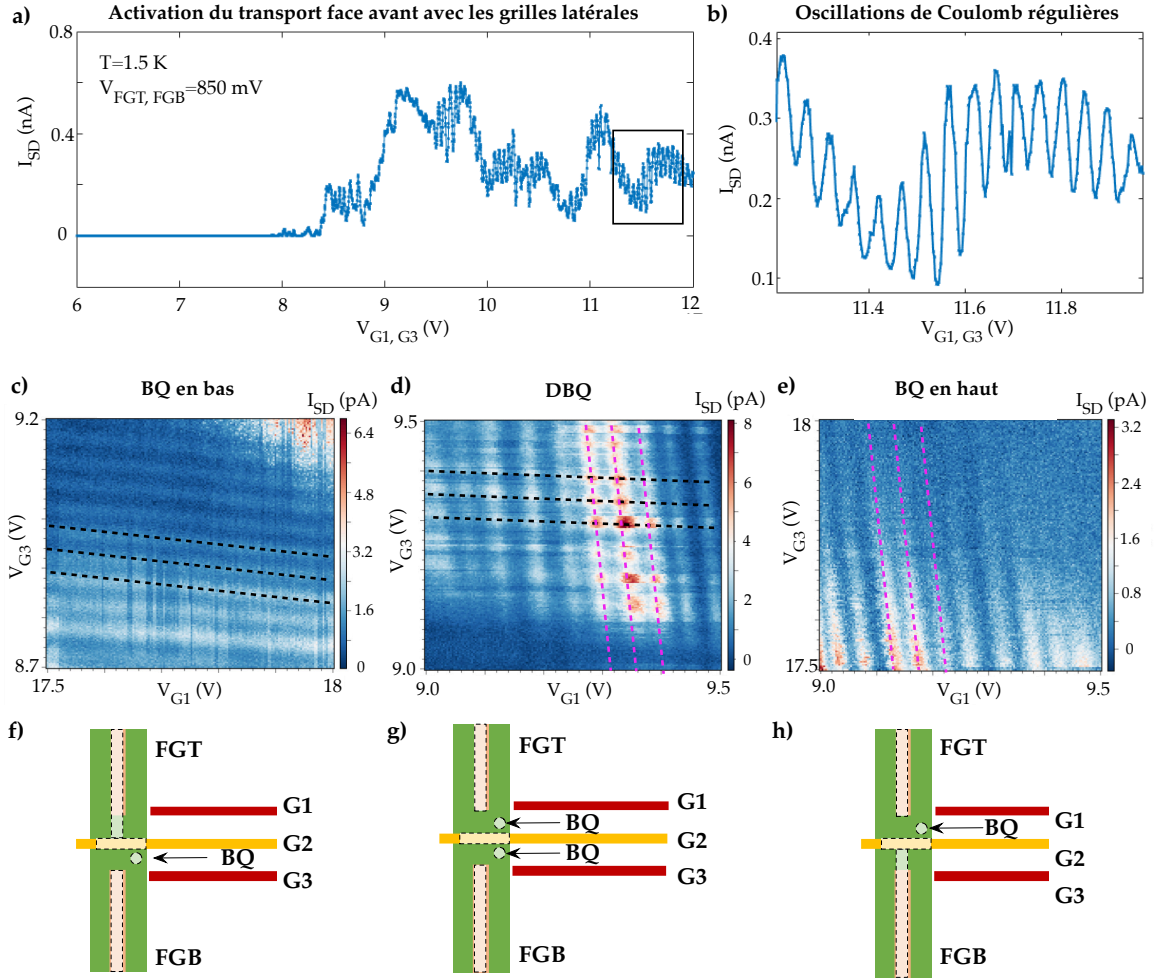


FIGURE 6.8 – (a) Activation du transport  $I_{SD}$  en fonction du voltage des grilles G1 et G3, poussées au-delà de 10 V, avec les grilles en face avant activées, et la BG inactivée. L'encadré à droite met en évidence des oscillations de Coulomb régulières. (b) Vue rapprochée de l'encadré de la figure (a), montrant des oscillations de Coulomb régulières en fonction de  $V_{G1}$  et  $V_{G3}$ . (c) Diagramme de stabilité  $V_{G1}$  versus  $V_{G3}$  pour  $V_{G1} > V_{G3}$ . Les droites pointillées noires mettent en évidence les transitions associées à une boîte quantique située en bas, entre G2 et FGB. (d) Diagramme de stabilité  $V_{G1}$  versus  $V_{G3}$  pour  $V_{G1} \sim V_{G3}$ . Les droites pointillées noires mettent en évidence les transitions associées à une boîte quantique située en bas, entre G2 et FGB, et les droites pointillées magenta mettent en évidence les transitions associées à une boîte quantique située en haut, entre G2 et FGT. (e) Diagramme de stabilité  $V_{G1}$  versus  $V_{G3}$  pour  $V_{G1} < V_{G3}$ . Les droites pointillées magenta mettent en évidence les transitions associées à une boîte quantique située en haut, entre G2 et FGT. (f), (g), et (h) : Schémas représentant la localisation des boîtes quantiques pour les diagrammes de stabilité (c), (d), et (e), respectivement. Les rectangles blancs pointillés en transparence représentent les îlots de charge. Un quasi-réservoir de charge est formé sous G2, et il se fond aux réservoirs sous FGT ou FGB, selon les voltages appliqués sur G1 et G3.

des lignes quasi horizontales dans le courant (mises en évidence par les droites pointillées en noir à la figure 6.8(c). Alternativement, lorsque c'est  $V_{G3}$  qui est significativement plus grand que  $V_{G1}$ , les lignes sont quasi verticales (mises en évidence par les droites pointillées en rose à la figure 6.8(e). Pour des voltages similaires, on obtient plutôt le diagramme présenté à la figure 6.8(d). On y distingue les deux types de lignes, horizontales et verticales, suggérant la formation d'une double boîte quantique. Les schémas présentés aux figures 6.8(f), (g), et (h) illustrent l'interprétation suggérée pour ces résultats. Les forts voltages appliqués sur  $G1$  et  $G3$  permettent de passer d'un régime avec une boîte quantique entre  $FGB$  et  $G2$  à un régime avec une boîte quantique entre  $FGT$  et  $G2$ , en passant par un régime intermédiaire de double boîte quantique. La visibilité des transitions verticales et horizontales (et non seulement de points triples) dans le régime de double boîte quantique suggère qu'une large boîte quantique est formée sous  $G2$  et agit à titre de réservoir intermédiaire. Ainsi, par exemple, lorsque  $G1$  est fortement biaisée, le réservoir sous  $FGT$  se combine à la boîte quantique multi-électrons sous  $G2$ , créant un seul réservoir effectif. La formation de boîtes quantiques est supposée être due aux contraintes créées par les séparations de grilles, une interprétation supportée par le haut niveau de symétrie haut/bas et le fait que ces résultats ont été reproduits au moins 3 fois dans différents dispositifs, avec des paramètres très similaires. Encore une fois, plus de détails sur cette analyse et son interprétation sont disponibles dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275].

Ces démonstrations viennent rajouter du poids à l'idée que les mesures en transport devraient être possibles dans ces dispositifs si les espaces inter-grilles sont réduits. Considérant la très faible épaisseur d'oxyde effectif, et d'après les résultats dans les dispositifs à grilles d'accumulation séparées MOS, la cible à atteindre est une séparation de 30 nm au maximum. Des simulations numériques du fonctionnement des dispositifs pourraient permettre de confirmer cette estimation.

En l'absence de mesures de transport, et de structure pour la détection de charge standard, des expériences de détection de charge capacitive à l'aide d'un circuit de pont capacitif ont été menées sur des dispositifs à grille continue et à grilles séparées [96, 311]. Cependant, le faible signal résultant de la capacité limitée entre la grille  $G2$  et la couche d'inversion s'est avéré un obstacle à la détection de transfert de charges uniques par cette technique. La technique a cependant pu être améliorée grâce à des tests sur une deuxième ronde de dispositifs à grilles d'accumulation séparées, que nous présentons dans la sous-section suivante.

### 6.2.3 Réseaux 1D et 2D

Les dispositifs à grilles d'accumulation séparées présentés dans la sous-section précédente ont un design qui pose des limitations pour la mise à l'échelle sous forme de réseau de boîtes quantiques. En effet, on peut imaginer un réseau linéaire en série avec un réservoir source et un réservoir drain, chaque boîte quantique étant formée par une grille comme  $G2$ . Par contre, pour une plus grande versatilité, il serait pertinent que chaque boîte quantique possède son propre réservoir, et puisse ainsi être initialisée et lue indépendamment des autres. En exploitant les options technologiques pour la connexion électrique des grilles dans le FD-SOI, il est possible de multiplier le nombre de

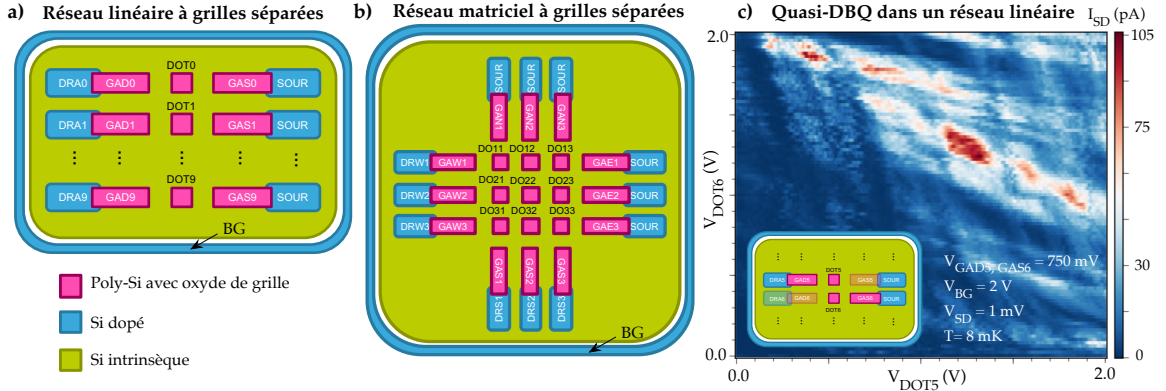


FIGURE 6.9 – (a) Schéma du réseau linéaire (1D) à 10 boîtes quantiques. Les grilles d'accumulation en face avant pour les réservoirs drain (GAD0 à GAD9), pour les réservoir source (GAS0 à GAS9) et pour les boîtes quantiques (DOT0 à DOT9), sont principalement composées de polysilicium (en rose). Ces grilles reposent sur l'oxyde de grille de type GO2 (non-visible) surplombant l'active de silicium intrinsèque (en vert). Les contacts ohmiques (DRA0 à DRA9 et SOUR) sont dopés  $n+$  (en bleu). La grille de contrôle arrière, BG, fait toute l'active. (b) Schéma du réseau matriciel (2D) à 9 boîtes quantiques. Les grilles d'accumulation face avant pour les réservoirs sont disposées sur chaque côté du réseau  $3 \times 3$  (GAW1-2-3, GAS1-2-3, GAE1-2-3, GAN1-2-3), et recouvrent partiellement les contacts ohmiques (DRW1-2-3, DRS1-2-3, et SOUR). (d) Diagramme de stabilité d'une quasi double boîte quantique dans un réseau linéaire, formée sous les grilles DOT5 et DOT6, avec un réservoir sous GAD5 et un autre sous GAS6.

boîtes quantiques efficacement, et de créer des réseaux 1D et 2D.

### Présentation des dispositifs

La figure 6.9(a) présente un schéma des réseaux linéaires à grilles séparées qui ont été fabriquées dans le cadre de la deuxième ronde de dispositifs de boîtes quantiques. Chaque dispositif peut contenir 10 boîtes quantiques dans un réseau linéaire, avec chacune son réservoir source et son réservoir drain. Les contacts ohmiques dopés sont illustrés en bleu (DRA0 à DRA9 et SOUR), avec des contacts drains indépendants du côté gauche, et un contact source commun à droite. En effet, l'indépendance des sources a dû être sacrifiée pour réduire le nombre de contacts à la surface du dispositif et faciliter les microsoudures en augmentant les dimensions de chaque contact. Les grilles de contrôle sont illustrées en rose, avec GAD0 à GAD9 pour la formation des réservoirs drains, GAS0 à GAS9 pour former les réservoirs source, et DOT0 à DOT9 pour former les boîtes quantiques. L'active de silicium est représentée en vert, et fait toute la surface du dispositif, c'est-à-dire qu'elle ne contribue pas à confiner le canal de conduction dans les directions  $x$  et  $y$ , contrairement au cas des dispositifs de première génération présentés ci-haut. La grille arrière, BG, fait également toute la surface arrière. L'oxyde de grille isole l'active de silicium intrinsèque des grilles de polysilicium.

Un deuxième type de dispositif a été fabriqué, implémentant cette fois un réseau bi-dimensionnel de 9 boîtes quantiques, tel qu'illustré à la figure 6.9(b). Les grilles d'accumulation des réservoirs en face avant sont cette fois situées sur chaque arête du réseau  $3 \times 3$ . Bien que ce design ne permette pas

que chaque boîte quantique soit directement couplée à son propre réservoir, il offre plus de versatilité pour l'implémentation possible d'opérations à deux qubits en autorisant le couplage de chaque boîte quantique à 2, 3, ou 4 plus proches voisines [312, 64]. Ici les 6 contacts source (SOUR) sont communs, et les contacts drains DRW1 à 3 et DRS1 à 3 sont indépendants. Il existe donc des limitations aux types de mesures disponibles.

Une limitation majeure de ces dispositifs de réseaux 1D et 2D est la largeur des séparations entre les grilles, qui est encore plus grande que dans le cas des dispositifs à une seule boîte quantique présentés plus haut. Ce choix a été fait pour maximiser le rendement de fabrication, étant donné le grand nombre de paramètres modifiés d'un coup par rapport à la génération précédente. Dans le futur, à mesure que les recettes à utiliser se précisent, les dimensions pourront être réduites pour permettre des mesures en transport en face avant seulement. En effet, les mêmes limitations de voltage en face avant s'appliquent ici que pour la génération précédente de dispositifs.

### **Caractérisation des réseaux 1D et 2D**

La première étape de caractérisation des dispositifs a consisté à mesurer les courbes standard d'accumulation en face avant et en face arrière et des courbes de variation du biais source-drain pour différentes polarisations des grilles. Étant donné les séparations de grilles problématiques, et connaissant les limitations explorées avec la génération précédente de dispositifs, les possibilités de caractérisation sont limitées avec cette édition des réseaux 1D et 2D. Au-delà des performances de transistor de base (fuites, accumulations en face avant et arrière, comportement en fonction du biais source-drain), une démonstration pertinente du fonctionnement des dispositifs consiste à vérifier la formation d'un canal de conduction modifiable par les voltages des grilles avant. À la figure 6.9(d), on présente un diagramme de stabilité obtenu en balayant les grilles DOT5 et DOT6, pendant que les grilles GAD5 et GAS6 sont activées à 750 mV, tel qu'illustré dans le schéma de l'encart. La grille arrière est également activée près de sa tension seuil, et le biais source-drain est de 1 mV. Ce diagramme est également mesuré à 8 mK, démontrant une fois de plus la performance des dispositifs FD-SOI à des températures cryogéniques.

On observe des motifs de courant avec deux pentes caractéristiques, diagonales, l'une étant plus horizontale et l'autre plus verticale. On associe ces motifs à la formation d'une quasi double boîte quantique, l'une plus fortement influencée par la grille DOT5, et l'autre par la grille DOT6. Pour être plus exact, les motifs observés sont plus consistants avec un contrôle localisé des barrières tunnel et des modulations dans la transparence de celles-ci. Le courant n'étant pas confiné à des points triples indique qu'un transport parallèle est également présent. C'est un phénomène attendu étant donné l'active pleine grandeur. Des canaux de conduction parallèles entre le réservoir sous GAD5 et la boîte quantique sous DOT6, et entre la boîte quantique sous DOT6 et le réservoir sous GAS6 se forment, menant à la levée du blocage de Coulomb en dehors des points triples. Le voltage positif appliqué sur la grille arrière contribue également à favoriser la formation de ces canaux parallèles. Ce type de diagramme a pu être réalisé de façon équivalente dans le dispositif à réseau 2D également, démontrant l'influence de chaque grille de boîte quantique sur le courant mesuré.

Tel qu'énoncé plus haut, ces dispositifs à plusieurs boîtes quantiques ont permis de tester un circuit de détection de charge capacitive en procurant un signal de changement de capacité accru comparé aux dispositifs à une seule boîte quantique. En utilisant plusieurs grilles de boîtes quantiques, la surface totale et donc la capacité totale est augmentée, menant à un signal enfin suffisant pour caractériser le circuit [96].

#### 6.2.4 Discussion sur l'intégration de la structure à grilles d'accumulation séparées dans le FD-SOI

En résumé, l'étude approfondie de la première génération de dispositifs de boîtes quantiques à grilles d'accumulation séparées réalisée dans la technologie FD-SOI a permis de faire plusieurs constats. En particulier, les démonstrations suivantes ont été faites :

1. Implémentation relativement rapide d'une architecture à simple couche de grilles de contrôle (en face avant) dans un procédé industriel ;
2. Rendement élevé (près de 100% des dispositifs sont fonctionnels) ;
3. Fonctionnement des dispositifs à des températures cryogéniques appropriées pour les applications quantiques ;
4. Reproductibilité des caractéristiques tels que tensions de seuil et plages de voltages permettant l'observation des différents régimes d'opération [96, 275].
5. Obtention d'oscillations de Coulomb régulières et associées à des boîtes quantiques formées électrostatiquement dans des régimes d'opération bien précis ;
6. Identification d'une recette fonctionnelle (modulo les restrictions de dimensions) pour la fabrication de réseaux linéaires et 2D ;
7. Contrôle arbitraire de la position approximative du canal de conduction avec les grilles d'accumulation dans des réseaux 1D et 2D.

Les problématiques suivantes ont également pu être identifiées :

1. Trop grandes séparations entre les grilles de réservoir en face avant (FGT et FGB) et la grille de formation de la boîte quantique (G2) ;
2. Restrictions dans les procédés actuels de fabrication posant des limitations au niveau des espacements de grilles ;
3. Présence de fuites entre les grilles face avant et l'active prévenant l'utilisation de voltages suffisants pour une utilisation en face avant permettant de surmonter les barrières tunnel source et drain.

On retient également de cette étude l'importance de développer une plateforme de simulation accessible aux étudiants de physique pour guider les itérations des designs basées sur une interprétation physique des résultats. De plus, la poursuite du développement des circuits de détection

de charge capacitive est d'une importance capitale, en particulier les efforts actuels pour intégrer directement un tel circuit *on-chip*, à même la puce contenant les boîtes quantiques.

Mis à part les démonstrations et les problématiques énumérées ci-haut, l'architecture FD-SOI présente plusieurs avantages pour la réalisation de dispositifs quantiques, et mérite donc de continuer à être explorée. En particulier, la faible puissance dissipée dans cette architecture permet d'envisager une multiplication rapide du nombre de dispositifs dans un même processeur. Cette croissance est généralement accompagnée d'une augmentation du nombre de lignes de contrôle et donc la chaleur dissipée doit être maintenue au minimum pour garder la température à un niveau cryogénique nécessaire à des qubits de qualité [312]. De plus, la technologie FD-SOI permet des opérations rapides. Elle est souvent utilisée pour des applications hautes fréquences, et serait donc prometteuse pour l'application de signaux RF sur les qubits, tels que les impulsions ESR ou EDSR. On peut également s'attendre à une alternance rapide des modes *ON* et *OFF* pour les réservoirs et les couplages, permettant de réaliser des algorithmes rapidement, avant que les qubits ne perdent leur cohérence.

### 6.3 Discussion : impacts et perspectives

---

En résumé, ce chapitre a couvert une étude préliminaire du couplage entre deux boîtes quantiques dans des dispositifs MOS à grilles d'accumulation séparées simple couche. Une comparaison avec les couplages rapportés dans la littérature a permis de conclure que la structure simple couche est prometteuse pour le couplage inter-boîtes. En effet, un fort couplage tunnel a déjà été démontré dans une telle structure implémentée dans le Si/SiGe [61], et les obstacles à franchir pour étendre cette performance à d'autres architectures comme le MOS semblent principalement techniques, et non fondamentales. Ce chapitre a aussi présenté une preuve de concept de l'intégration de la structure à grilles d'accumulation séparées à un procédé industriel FD-SOI ayant permis une évaluation rapide du potentiel de la technologie, et la réalisation de réseaux de boîtes quantiques linéaires et matriciels. Le principal obstacle à surmonter concerne la réduction de la distance entre les grilles pour permettre une utilisation en face avant seulement, et le développement des techniques de détection de charge capacitive à l'aide des grilles déjà utilisées pour la formation des boîtes quantiques et des réservoirs, ainsi que l'intégration *on-chip* de ces circuits de détection.

L'impact majeur des travaux présentés dans ce chapitre est la première preuve de concept de l'application de la structure à grilles d'accumulation séparées dans un procédé entièrement industriel. Cette étude préliminaire a permis de cerner les obstacles les plus pressants à surmonter pour faire progresser la technologie, notamment la réduction des espacements inter-grilles, et le développement des techniques de détection de charge capacitives. Tel que supposé au début de cette thèse, la simplicité de l'approche simple couche de la structure à grilles d'accumulation séparées a permis de développer rapidement une plateforme pour tester de nombreux aspects importants pour la mise à l'échelle, tels que la détection de charge capacitive et les options technologiques de connexions de grilles pour la réalisation de réseaux. La mise en place de la collaboration nécessaire pour y arriver a



également permis de développer une expertise unique au Département de physique de l'Université de Sherbrooke en ce qui a trait aux contraintes et aux avantages liés aux approches industrielles. Enfin, ce projet a joué un rôle de catalyseur qui a permis de tisser des liens privilégiés entre les domaines de la physique, de l'information quantique, et du génie.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une sélection pour présentation orale lors du *Silicon Quantum Electronics Workshop* 2018, tenu à Sydney en novembre 2018, intitulée «*Quantum dots in ultra-thin body and buried oxide 28 nm FD-SOI*». Les résultats sur les réseaux 1D et 2D sont quant à eux retenus pour une présentation lors de la 29<sup>ième</sup> conférence *Materials for advanced metallization*, qui est prévue pour novembre 2020. La présentation, intitulée «*New 2D/3D integration for device/design applications, preliminary results in 28 nm UTBB FD-SOI at room and cryogenic temperature*», sera présentée par Philippe Galy, collaborateur principal chez STMicroelectronics.

Les futurs travaux en lien avec l'implémentation FD-SOI devront tenter de mesurer le paramètre  $\beta$  et analyser l'impact sur l'orthogonalité de contrôle de l'empilement différent des matériaux dans cette technologie. Il est fort probable que le choix de matériaux, les épaisseurs d'oxyde, et les dimensions générales puissent avoir un effet majeur sur les orthogonalités de contrôle atteignables.

En plus du développement des techniques de détection de charge capacitives, les méthodes de contrôle du spin devront être élaborées. Les approches basées sur les micro-aimants sont présentement parmi les plus performantes et avantageuses, en ce qui a trait à l'adressabilité et à la compatibilité avec d'autres architectures. Les moyens d'y arriver sont discutés dans la thèse de Julien Camirand Lemyre [275]. En résumé, l'intégration de matériaux ferromagnétiques comme le cobalt à même les grilles de contrôle fait déjà partie des procédés standards pour la technologie FD-SOI, mais plusieurs défis techniques et d'ingénierie devront être surmontés pour optimiser à la fois les gradients de champ magnétiques nécessaires à l'EDSR et la disposition des grilles faisant la force de la structure à grilles séparées.



# Conclusion

Cette thèse a permis de mettre en évidence le potentiel de mise à l'échelle de la structure à grilles d'accumulation séparées pour la réalisation de processeurs quantiques composés de multiples boîtes quantiques.

L'atteinte de critères importants pour la mise à l'échelle a été confirmée dans cette structure. Tout d'abord, la qualité du confinement, le contrôle de la séparation de vallée, et l'ajustement du taux tunnel ont été démontrés et comparés aux dispositifs multi-couches les plus performants à l'heure actuelle. En effet, le régime à un seul électron a été atteint dans trois implémentations différentes, avec un confinement suffisant pour créer des boîtes de diamètres similaires à certains dispositifs multi-couches. Le contrôle de la séparation de vallée a également été démontré avec une efficacité semblable aux dispositifs multi-couches MOS. De plus le contrôle du taux tunnel à l'aide de la grille d'accumulation du réservoir plutôt que d'une grille de contrôle dédiée a été illustré, avec un ajustement exponentiel en fonction du voltage de grille. Enfin, un paramètre permettant de comparer l'orthogonalité de contrôle entre différents dispositifs a été défini. Le dispositif à grilles d'accumulation séparées présente une orthogonalité de contrôle du même ordre de grandeur qu'un dispositif multi-couches traditionnel.

Les particularités de la structure à grilles d'accumulation séparées et leur importance ont aussi été identifiées. En particulier, le phénomène de courbure des transitions de charge qui lui est propre a été étudié en détail. Cela a permis de construire un modèle empirique pour la capacité entre la grille du réservoir et la boîte quantique et d'expliquer l'origine de la courbure. Ce modèle empirique a notamment des applications pour l'entraînement d'algorithmes d'apprentissage automatique pour l'initialisation des boîtes quantiques. Il a ainsi été révélé que l'augmentation de la densité d'électrons dans le réservoir en fonction du voltage de grille joue un rôle dans la courbure des transitions de charge dans le diagramme de stabilité, et dans l'orthogonalité de contrôle du taux tunnel vis-à-vis l'occupation de la boîte quantique observée. Également, la reproductibilité des caractéristiques de la structure a été établie à travers plusieurs variantes, démontrant sa versatilité.

La thèse a aussi permis d'établir concrètement les capacités de mise à l'échelle de la structure à grilles d'accumulation séparées, en étudiant des dispositifs réalisées dans une architecture industrielle FDSOI, y compris sous la forme de réseaux linéaires et matriciels. Les prochaines étapes pour

améliorer la performance de dispositifs multi-boîtes quantiques au sein d'un procédé entièrement industriel ont ainsi pu être éclaircies.

La simplicité de l'approche simple couche permise par la structure à grilles d'accumulation séparées a ouvert la voie au développement rapide d'une plateforme industrielle de test pour les nombreux aspects essentiels à la mise à l'échelle. La flexibilité, la reproductibilité et la performance des dispositifs à grilles séparées étudiés en font une alternative prometteuse aux dispositifs multicouches formant l'état de l'art des boîtes quantiques en silicium. Les travaux futurs se concentreront d'abord sur l'amélioration des performances de la plateforme industrielle. Ils viseront également à étudier plus en profondeur les caractéristiques du couplage inter-boîtes quantiques dans ces dispositifs, et à intégrer des habiletés de détection de charge et de contrôle du spin. La vérification de l'orthogonalité de contrôle dans différentes architectures utilisant la structure à grilles séparées sera particulièrement intéressante pour vérifier sa versatilité. Enfin, les modèles pour la courbure des transitions de charge seront utiles aux prochaines étapes de développement d'algorithmes d'apprentissage machine pour l'automatisation des procédures d'initialisation de boîtes quantiques.

Les travaux présentés ici, combinés aux avancées rapides dans le domaine des boîtes quantiques en silicium et du contrôle des qubits de spin, promettent ainsi de contribuer au développement des premiers processeurs quantiques semiconducteurs, et à l'essor des qubits de spin pour le calcul quantique.

## Annexe A

# Quantum dots with split enhancement gate tunnel barrier control

Cette annexe présente l'article «*Quantum dots with split enhancement gate control*», par S. Rochette, M. Rudolph, A.-M. Roy, M. J. Curry, G. A. Ten Eyck, R. P. Manginell, J. R. Wendt, T. Pluym, S. M. Carr, D. R. Ward, M. P. Lilly, M. S. Carroll, et M. Pioro-Ladrière, publié le 26 février 2019 dans *Applied Physics Letters* (Appl. Phys. Lett. **114**, 083101 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5091111>). Le matériel supplémentaire se trouve à la suite du texte principal.

# Quantum dots with split enhancement gate tunnel barrier control

S. Rochette,<sup>1,2, a)</sup> M. Rudolph,<sup>3, a)</sup> A.-M. Roy,<sup>2</sup> M. J. Curry,<sup>4</sup> G. A. Ten Eyck,<sup>3</sup> R. P. Manginell,<sup>3</sup> J. R. Wendt,<sup>3</sup> T. Pluym,<sup>3</sup> S. M. Carr,<sup>3</sup> D. R. Ward,<sup>3</sup> M. P. Lilly,<sup>3,5</sup> M. S. Carroll,<sup>3</sup> and M. Pioro-Ladrière<sup>1,2,6</sup>

<sup>1)</sup>*Institut Quantique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke J1K 2R1, Canada*

<sup>2)</sup>*Département de physique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke J1K 2R1, Canada*

<sup>3)</sup>*Sandia National Laboratories, Albuquerque, New-Mexico 87185, USA*

<sup>4)</sup>*Department of Physics and Astronomy, University of New-Mexico, Albuquerque, New-Mexico 87131, USA*

<sup>5)</sup>*Center for Integrated Nanotechnology, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New-Mexico 87185, USA*

<sup>6)</sup>*Quantum Information Science Program, Canadian Institute for Advanced Research, Toronto M5G 1Z8, Canada*

We introduce a silicon metal-oxide-semiconductor quantum dot architecture based on a single polysilicon gate stack. The elementary structure consists of two enhancement gates separated spatially by a gap, one gate forming a reservoir and the other a quantum dot. We demonstrate, in three devices based on two different versions of this elementary structure, that a wide range of tunnel rates is attainable while maintaining single-electron occupation. A characteristic change in slope of the charge transitions as a function of the reservoir gate voltage, attributed to screening from charges in the reservoir, is observed in all devices, and is expected to play a role in the sizable tuning orthogonality of the split enhancement gate structure. The all-silicon process is expected to minimize strain gradients from electrode thermal mismatch, while the single gate layer should avoid issues related to overlayers (e.g., additional dielectric charge noise) and help improve yield. Finally, reservoir gate control of the tunnel barrier has implications for initialization, manipulation and readout schemes in multi-quantum dot architectures.

Silicon (Si) quantum dots (QDs) are strong contenders for the realization of spin qubits.<sup>1,2</sup> Silicon germanium heterostructure (Si/SiGe) platforms with integrated micromagnets<sup>3</sup> have produced the highest performance qubits,<sup>4–6</sup> with fidelities over 99.9%,<sup>7</sup> while metal-oxide-semiconductor (MOS) platforms have also achieved fault tolerant fidelities.<sup>8</sup>

Most of the high performance systems mentioned above are enhancement mode devices comprising at least two layers of control gates. The overlapping gates ensure strong confinement and the highest electrostatic control over regions surrounding the QDs. These current multi-stack devices have therefore achieved excellent tunability, thanks in part to an independent control of reservoirs, dots and tunnel barriers through respectively dedicated gates. On the other hand, single-layer enhancement mode devices are being explored for ease of fabrication and potentially higher yield, in both Si/SiGe and MOS systems.<sup>9–13</sup> In particular, all-silicon MOS single-layer devices are expected to avoid thermal mismatch and additional dielectric charge noise from overlayers.<sup>14,15</sup> These single-layer devices generally use a single gate to form a source-dot-drain channel, relying on constrictions and lateral depletion gates to shape the confinement potential.<sup>9,16</sup> Reservoir filling, dot charge occupation and tunnel rates are therefore controlled differently than in multi-gate stack architectures. Various architectures and methods of tunnel barrier control impact tunability differently, and understanding those differences will influence choices of multi-QDs initialization, manipulation and readout schemes, including automatic tuning procedures,<sup>17,18</sup> as well as reproducibility, versatility and scalability of devices.<sup>19</sup>

Here we explore a single gate stack structure featuring a split gate for dot and reservoir formation. The tunnel barrier is simply formed by the gap between the dot and reservoir gates. We investigate, in all-silicon MOS devices based on this elementary structure, how tunnel barrier control can be achieved by modulation of the reservoir gate voltage. The operation principle is studied in two variations of the layout, emphasizing some intrinsic effects brought by the use of a reservoir gate for tunnel control, in contrast with the more frequent method of control using a dedicated barrier gate directly on top of the barrier. We also define a control orthogonality metric with significance for tunability and versatility of quantum dot devices and use it to compare a split gate QD device to a multi-stack device from the literature. Finally, we conclude by examining single-electron regime characteristics and valley splitting tuning in the split gate devices.

The elementary single-gate stack structure we explore consists of a quantum dot enhancement gate, AD, and a reservoir enhancement gate, AR, separated by a gap, as shown in Fig. 1(a). We refer to this base unit of design as the *split enhancement gate* structure. Devices are fabricated using the Sandia National Laboratories MOS quantum dot process,<sup>20,21</sup> which is described in detail in the Supplementary Material. The gate stack consists of a 10 000  $\Omega$ -cm n-type silicon float zone substrate, a 35 nm SiO<sub>2</sub> gate oxide and a degenerately As-doped 100 nm thick polysilicon gate (shown in Fig. 1(a)). The polysilicon nanostructure is defined by a single electron-beam lithography and dry etching step. The gate oxide properties have been characterized in Hall bars fabricated on the same starting gate stack as the nanostructures. Peak mobility, percolation density,<sup>20,22</sup> scattering charge density,<sup>20,23</sup> interface roughness and interface correlation length<sup>24</sup> were extracted for the wafers used for each of the devices and are described in the Supplementary Material.

<sup>a)</sup>S. Rochette and M. Rudolph contributed equally to this work.

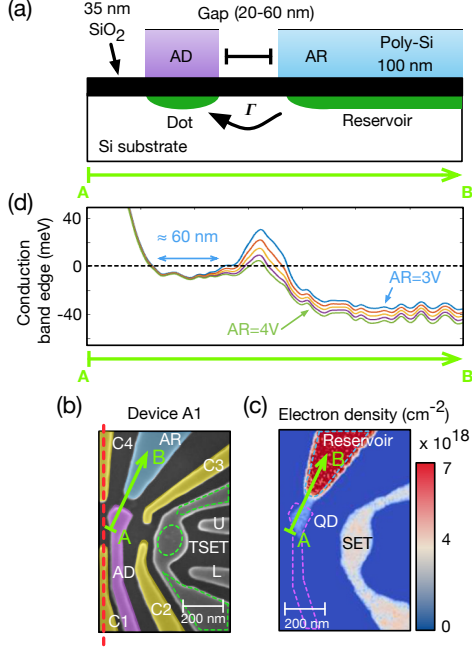


FIG. 1. (a) Schematic transverse cut of the split enhancement gate tunnel barrier devices. AR is the reservoir enhancement gate, and AD is the dot enhancement gate. (b) False-color scanning electron micrograph (SEM) of single-lead split-enhancement gate device A1. C1, C2, C3, and C4 are confinement gates. The gate TSET forms the SET channel, and U and L help define its source and drain barriers. A mirror structure, on the left side of the dotted red line, not shown for clarity, includes gates AD', AR', C2', C3', TSET', U', and L'. (c) Simulated electron density, representing approximately 20 electrons in the dot. (d) Simulated conduction band edge profile (smoothed traces) along the green arrow A-B from (a), (b), (c) and (d), for  $V_{AR}$  varying from 3 to 4 V with 0.25 V increments, with other parameters kept constant. Small amplitude modulations in the potential result from the mesh resolution used for those particular simulations and the associated sub-optimal interpolation routine.

In this study, we look at two different layouts of split enhancement gate devices. We examine a single-lead layout (devices A1 and A2), where a single reservoir is connected to a dot, and a double-lead layout (device B), where the dot is connected in series to reservoirs to enable transport measurements, in addition to charge sensing. Devices A1 and A2 present the same layout, with only differences in scale and spacing (see Table I in the Supplementary Material). For all devices, measurements are performed using a proximal SET as a charge sensor with standard lock-in or RF reflectometry techniques.<sup>25</sup> Details on the measurements and a list of all voltages employed are given in the Supplementary Material.

To illustrate the split enhancement gate tunnel barrier structure and its operation, we have performed Thomas-Fermi numerical simulations<sup>26</sup> of device A1, as shown in Fig. 1(b), using the corresponding MOS structure and operating gate voltages as input parameters. Figure 1(c) shows the simulated electron density at the Si/SiO<sub>2</sub> interface when the device is experimentally set in a  $\sim 20$  electrons regime. As expected,

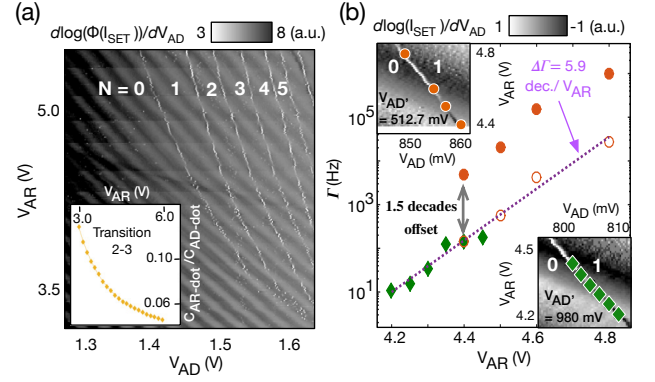


FIG. 2. (a) Stability diagram of AD vs AR in the few-electron regime for the single-lead device A2. The data was processed through a 5<sup>th</sup> order Butterworth digital filter and a Hilbert transform to extract the phase  $\phi(\text{SET})$  of the signal and minimize the appearance of the background's SET's Coulomb oscillations (darker, more horizontal features). Charge occupation  $N$  in the dot is indicated for each region between the transitions (thin white and more vertical features). Bottom left inset: capacitance ratio  $C_{AR-dot}/C_{AD-dot}$  as a function of  $V_{AR}$  extracted from the  $N = 2 \rightarrow 3$  charge transition's slope. (b) Reservoir-dot tunnel rate as a function of  $V_{AR}$  for the  $N = 0 \rightarrow 1$  transition in device A1. The green (diamonds) data points are obtained via full counting statistics of single-shot traces<sup>28</sup> while the orange (circles) data points are extracted from pulse spectroscopy.<sup>29</sup> Hollow orange circles are the orange filled circle data points translated by  $\approx 1.5$  decades. The dotted line is an exponential fit to green and hollow orange data points, yielding a slope  $\Delta\Gamma$ . Top left inset: zoom on the region of the stability diagram corresponding to the orange data points, with the left dot accumulation gate AD' at 512.7 mV. Bottom right inset: Zoom on the region of the stability diagram corresponding to the green data points, with  $V_{AD'} = 980$  mV.

a reservoir is formed under gate AR, and a quantum dot under the tip of gate AD, separated by the tunnel barrier region. Some form of tunnel barrier control using the reservoir gate voltage,  $V_{AR}$ , is suggested by variations of the potential along the dot-reservoir axis (Fig. 1(d)). Indeed, as a function of  $V_{AR}$ , the tunnel barrier potential height and width are modified, while the QD conduction band edge stays fairly constant relative to the Fermi level of the reservoir, indicating some form of *tuning orthogonality* between charge occupation of the QD and tunnel rate to the reservoir (similar quantities are evoked in Ref.<sup>19</sup>). A sufficient tuning orthogonality would allow simultaneously for a wide range of tunnel rates  $\Gamma$  and the ability to regularly tune these devices to the single electron regime. We therefore investigate this characteristic for a QD based on a split enhancement gate structure employing the reservoir gate as a knob.<sup>27</sup>

Figure 2(a) shows how the QD occupancy can be tuned down to the single electron regime in device A2 (similar to device A1 except for scale, see Supplementary Material). The single electron occupation was confirmed with spin filling from magnetospectroscopy, and yields an 8 meV charging energy for the last electron. The effect of  $V_{AR}$  on the tunnel

rate is qualitatively visible from the charge transitions, which go from a “smooth” appearance at high  $V_{AR}$ , when  $\Gamma$  is high compared to the measurement rate, to a speckled appearance at low  $V_{AR}$ , when  $\Gamma$  is of the order of the measurement rate or lower.<sup>30</sup>

We observe a gradual decrease of the AR gate capacitance to the dot,  $C_{AR-dot}$ , as the reservoir fills up with electrons, as shown in the inset of Fig. 2(a) (assuming  $C_{AD-dot}$ , the capacitance of the AD gate to the dot, stays constant). The capacitance ratio  $C_{AR-dot}/C_{AD-dot} = -1/m$  is extracted from the slope  $m$  of the transition  $N = 2 \rightarrow 3$  in the stability diagram.<sup>31</sup> A similar dependence of the capacitance ratio is also observed in numerical simulations, but the agreement is only qualitative, due in part to the limitations of the semi-classical simulation. We attribute this visible curvature in the dot transitions to a screening effect of the reservoir gate potential, induced by the accumulated charges in the reservoir. This specific effect therefore seems to be caused by the use of an enhancement gate connected to a ohmic contact as a tuning knob.

Device A1 also exhibits a comparable behavior as a function of the AR and AD gate voltages (see Supplementary Material). We measured the dot-reservoir tunnel rate as a function of the voltage on gate AR for device A1, along the  $N = 0 \rightarrow 1$  charge transition, as  $V_{AR}$  was compensated with  $V_{AD}$  to preserve the charge state, as shown in Fig. 2(b). Two data sets (diamond and filled circles) were taken at different voltages on a surrounding gate,  $V_{AD'}$ . The 467 mV difference results in a 1.5 decades global offset in tunnel rates. We subtract this offset (hollow circles) to extract a single exponential dependence of  $\Gamma$  with  $V_{AR}$ .<sup>32,33</sup>

From the slope of the exponential fit, we extract a gate response of  $\Delta\Gamma = 5.9 \pm 0.7$  decades/ $V_{AR}$ , defined as the variation in dot-reservoir tunnel rate induced by a change of 1 V on gate AR, when compensated by gate AD to keep the dot chemical potential fixed. More useful for comparison between devices is when we remove the device geometry specific capacitance by converting to change in chemical potential,  $\Delta\mu_{dot}$ . We define the following metric:

$$\beta_{AR,AD} = \Delta\Gamma_{AR,AD} / \Delta\mu_{dot}, \quad (1)$$

where  $\Delta\Gamma_{AR,AD}$  is the change in tunnel rate induced by the change in voltage on AR (and compensated by AD),  $\Delta\mu_{dot}$  is the change in chemical potential caused by gate AR (equal to the chemical potential compensated by gate AD), and we call  $\beta_{AR,AD}$  the *tuning orthogonality*. For device A1, the above analysis leads to  $\beta_{AR,AD} = 0.9 \pm 0.3$  decade/meV, using the gate lever arm  $\alpha_{AR} \sim 0.007$  meV/mV (from  $\alpha_{AD} \sim 0.22$  meV/mV). We note that the chemical potential of the QD does not actually shift for a given tunnel rate variation here, since there is a second gate compensating the chemical potential shift from the first. Therefore, care must be taken in interpreting this ratio: it does not represent the effect of a single gate on the tunnel rate, but rather the interplay of two gates acting in opposite direction on the two quantities, with unequal contributions.

Taken individually, more positive voltages on gates AD and AR would both tend to decrease the barrier height and width,

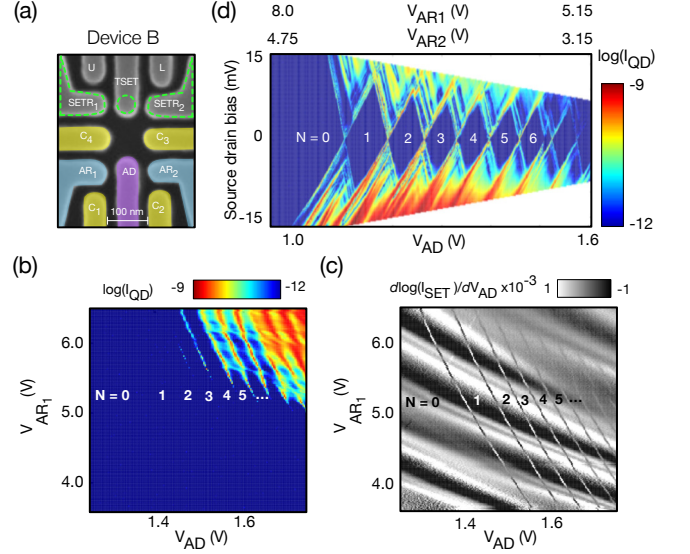


FIG. 3. (a) SEM of a two-lead single quantum dot device, device B. C1, C2, C3 and C4 are confinement gates, AD is the dot accumulation gate, and AR<sub>1</sub> and AR<sub>2</sub> are the source and drain reservoir accumulation gates, respectively. A mirror structure above is operated as a SET for charge sensing. (b) Stability diagram in transport of AD vs AR<sub>1</sub>. (c) Stability diagram in charge sensing corresponding to the transport diagram in (b). (d) Coulomb diamond measurement corresponding to a stability diagram of AD vs AR<sub>1</sub> and AR<sub>2</sub>. The small diamond after electron #6 is due to a donor ionization<sup>36</sup> (see fabrication details in the Supplementary Material).

as one would expect and as shown in the conduction band edge simulations of Fig.1(d). But if one wants to keep the dot occupation fixed, and shift from high to low tunnel rates, gates AD and AR have to be swept in opposite directions. Our measurements indicate that in this case the lever of gate AR on the tunnel barrier still overcomes the opposite effect of gate AD. Furthermore, we speculate that the screening effect from charges under AR contributes to this efficiency, as it reduces the lever of gate AR on the dot occupation, but on the tunnel barrier, such that less compensation on AD is necessary to maintain charge occupation than if no screening effect was present.

The quantity  $\beta_{1,2}$  can be estimated for other designs in the literature, for any pair of gates 1 and 2 used to tune the tunnel rate and compensate for changes in the dot occupation, respectively. For comparison, we estimate  $\beta_{BG,AD} = 1.4 \pm 0.5$  decades/meV for the case of a dedicated barrier gate BG compensated by the dot accumulation gate AD equivalent in a Si/SiGe device.<sup>34</sup> This indicates a tuning orthogonality that can reach the same order of magnitude as dedicated barrier gate devices in multi-stack architectures. The single-layer split enhancement gate layout could therefore provide a wide operation range<sup>35</sup> for single-electron QD devices. Details on the calculations as well as assumptions leading to the metric  $\beta$  and its limitations are provided in the Supplementary material.

The double-lead layout also supports transport down to the last electron and exhibits a typical split enhancement gate be-

havior. Figure 3(a) shows device B, where transport is through a QD under gate AD with source and drain reservoirs under gates  $AR_1$  and  $AR_2$ . A mirrored structure can be operated as a SET charge sensor, correlating the transport transitions (Fig. 3(b)) with charge sensed measurements (Fig. 3(c)).

In Fig. 3(b), the tunnel rate ranges from the life-time broadened regime at high  $V_{AR}$ , corresponding to a  $\sim 3$  GHz tunnel rate<sup>34,37</sup> to slower than can be detected by the charge sensor,  $\sim 8$  Hz. The slight curvature in the dot and SET transitions of Fig. 3(d) is ascribed to a similar screening effect as in the single lead devices, although it is not as pronounced. This demonstrates that two neighboring barriers in series can be tuned relatively orthogonally (i.e., crosstalk is not a prohibitive issue), and that the split enhancement gate concept can be applied in several layouts.

In Fig. 3(d),  $V_{AR_1}$  and  $V_{AR_2}$  are adjusted simultaneously to symmetrize the tunnel barriers on the source and drain side of the QD, giving rise to Coulomb diamonds.<sup>38</sup> The notable difference in voltage ranges applied on  $AR_1$  and  $AR_2$  is attributed mainly to asymmetry in the voltages applied on the neighboring gates on the left and right side of the device, although small variations in width of the dot-reservoir gap could also contribute to the difference. The precise effect of the dot-reservoir gap width on the tuning orthogonality and general efficiency remains to be studied in detail.

The addition energy of the last electron and the first orbital energy are extracted from the Coulomb diamonds of Fig. 3(d), yielding approximately  $E_{add} = 11$  meV and  $\Delta E = 3$  meV, respectively. A classical capacitance between the QD and the AD gate of 2.9 aF is estimated (e.g.,  $C_{AD} = e/\Delta V_{AD}$  with  $\Delta V_{AD} = 56$  meV the voltage applied on gate AD to go from the  $N = 0 \rightarrow 1$  charge transition to the  $N = 1 \rightarrow 2$  transition in Fig. 3(b)). The classical capacitance can be associated with a circular 2D QD below the gate and is used to estimate a QD radius of  $\sim 30$  nm, using  $\epsilon_r = 3.9$  for the  $SiO_2$  and neglecting small errors due to the electron offset from the  $SiO_2$  interface and depletion of the polysilicon. The orbital energy also provides an estimate of QD size. Following Ref.,<sup>34</sup> we can extract an effective length of a confining 2D box ( $\pi r^2 = L^2$ ) and using  $\Delta E = \frac{3\hbar^2\pi^2}{2m^*L^2} = 3$  meV, we obtain a similar dot size,  $r \sim 25$  nm, using  $m^* = 0.19 m_e$ . These estimated dot sizes and energies are similar to the ones obtained in multi-stack accumulation mode quantum dot devices.<sup>34,39</sup>

Finally, an investigation of the spin filling and singlet-triplet energy splitting in our silicon QDs using magnetospectroscopy<sup>34,40,41</sup> indicates that the valley splitting is linearly tunable with the vertical electric field ( $8.1 \pm 0.6 \mu\text{eV}/\text{MV}$  in the double-lead device) and is tunable over a range of  $\sim 75$ -250  $\mu\text{eV}$  (see the Supplementary Material for details).

In conclusion, we explored a split enhancement gate architecture implemented in single-lead and double-lead layouts of polysilicon MOS QD devices. The single-electron regime was reliably achieved in three different devices. Using the reservoir enhancement gate to modulate the tunnel rate and compensating with the dot enhancement gate, we found a tuning orthogonality  $\beta_{AR,AD} \approx 0.9$  decade/meV in one of the single-lead devices. We argue that the notable tuning orthog-

onality, which is comparable to what can be achieved in devices with a dedicated barrier gate in multi-stack architectures, is boosted by the screening effect arising from the use of an enhancement gate as a tuning knob. In addition, a strongly confined quantum dot with charging energies up to 11 meV and orbital energy of 3 meV was observed in the device with smallest features, corresponding to a  $\sim 30$  nm radius QD. Linear tunability of the QD's valley splitting was also observed up to 250  $\mu\text{eV}$ .

## SUPPLEMENTARY MATERIAL

Section I of the Supplementary Material provides details on the samples fabrication. Section II describes experimental details and devices characteristics. Section III presents a discussion on the tuning orthogonality metric, and Section IV is dedicated to the study of the valley splitting tuning in the split enhancement gate devices.

## ACKNOWLEDGMENTS

We gratefully recognize conversations with J. K. Gamble about early split gate designs, and J. Dominguez for supporting preparation of the devices. We acknowledge technical support from M. Lacerte, R. Labrecque, and M. Lapointe-Major, and helpful discussions with J. Camirand Lemyre, L. Schreiber and J. Klos. This work was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Canada Foundation for Innovation (CFI). This research was undertaken thanks in part to funding from the Canada First Research Excellence Fund. This work was performed, in part, at the Center for Integrated Nanotechnologies, an Office of Science User Facility operated for the U.S. Department of Energy (DOE) Office of Science. Sandia National Laboratories is a multimission laboratory managed and operated by National Technology and Engineering Solutions of Sandia, LLC, a wholly owned subsidiary of Honeywell International, Inc., for the U.S. Department of Energy's National Nuclear Security Administration under contract DE-NA0003525. This paper describes objective technical results and analysis. Any subjective views or opinions that might be expressed in the paper do not necessarily represent the views of the U.S. Department of Energy or the United States Government.

<sup>1</sup>D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Physical Review A* **57**, 120 (1998).

<sup>2</sup>F. A. Zwanenburg, A. S. Dzurak, A. Morello, M. Y. Simmons, L. C. L. Hollenberg, G. Klimeck, S. Rogge, S. N. Coppersmith, and M. A. Eriksson, *Reviews of Modern Physics* **85**, 961 (2013).

<sup>3</sup>M. Pioro-Ladrière, Y. Tokura, T. Obata, T. Kubo, and S. Tarucha, *Applied Physics Letters* **90**, 024105 (2007).

<sup>4</sup>X. Wu, D. R. Ward, J. R. Prance, D. Kim, J. K. Gamble, R. T. Mohr, Z. Shi, D. E. Savage, M. G. Lagally, M. Friesen, S. N. Coppersmith, and M. A. Eriksson, (2014), 10.1073/pnas.1412230111, arXiv:1403.0019.

<sup>5</sup>K. Takeda, J. Kamioka, T. Otsuka, J. Yoneda, T. Nakajima, M. R. Delbecq, S. Amaha, G. Allison, T. Kodera, S. Oda, and S. Tarucha, *Science Advances* **2**, e1600694 (2016), arXiv:1602.07833.

<sup>6</sup>E. Kawakami, T. Jullien, P. Scarlino, D. R. Ward, D. E. Savage, M. G. Lagally, V. V. Dobrovitski, M. Friesen, S. N. Coppersmith, M. A. Eriksson,



- and L. M. K. Vandersypen, Proceedings of the National Academy of Science of the United States , 1 (2016), arXiv:1602.08334.
- <sup>7</sup>J. Yoneda, K. Takeda, T. Otsuka, T. Nakajima, M. R. Delbecq, G. Allison, T. Honda, T. Koderu, S. Oda, Y. Hoshi, N. Usami, K. M. Itoh, and S. Tarucha, *Nature Nanotechnology* **13**, 102 (2018), arXiv:1708.01454.
  - <sup>8</sup>M. Veldhorst, J. C. C. Hwang, C. H. Yang, a. W. Leenstra, B. de Ronde, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello, and a. S. Dzurak, *Nature nanotechnology* , 1 (2014).
  - <sup>9</sup>T. M. Lu, J. K. Gamble, R. P. Muller, E. Nielsen, D. Bethke, G. A. Ten Eyck, T. Pluym, J. R. Wendt, J. Dominguez, M. P. Lilly, M. S. Carroll, and M. C. Wanke, *Applied Physics Letters* **109**, 10 (2016), arXiv:arXiv:1608.08107v1.
  - <sup>10</sup>S. A. Studenikin, L. Gaudreau, K. Kataoka, D. G. Austing, and A. S. Sachrajda, *Applied Physics Letters* **112**, 233101 (2018).
  - <sup>11</sup>R. M. Jock, N. T. Jacobson, P. Harvey-Collard, A. M. Mounce, V. Srinivasa, D. R. Ward, J. Anderson, R. Manginell, J. R. Wendt, M. Rudolph, T. Pluym, J. K. Gamble, A. D. Baczewski, W. M. Witzel, and M. S. Carroll, *Nature Communications* **9**, 1 (2018), arXiv:1707.04357.
  - <sup>12</sup>P. Harvey-Collard, B. D'Anjou, M. Rudolph, N. Tobias Jacobson, J. Dominguez, G. A. Eyck, J. R. Wendt, T. Pluym, M. P. Lilly, W. A. Coish, M. Pioro-Ladrière, and M. S. Carroll, *Physical Review X* **8**, 1 (2018), arXiv:1703.02651.
  - <sup>13</sup>P. Harvey-Collard, N. T. Jacobson, M. Rudolph, J. Dominguez, G. A. Ten Eyck, J. R. Wendt, T. Pluym, J. K. Gamble, M. P. Lilly, M. Pioro-Ladrière, and M. S. Carroll, *Nature Communications* **8**, 1 (2017), arXiv:1512.01606.
  - <sup>14</sup>T. Thorbeck and N. M. Zimmerman, *AIP Advances* **5** (2015), 10.1063/1.4928320, arXiv:1409.3549.
  - <sup>15</sup>N. M. Zimmerman, C.-H. Yang, N. Shyan Lai, W. Han Lim, and A. S. Dzurak, *Nanotechnology* **25**, 405201 (2014), arXiv:1406.7475.
  - <sup>16</sup>L. A. Tracy, T. M. Lu, N. C. Bishop, G. A. Ten Eyck, T. Pluym, J. R. Wendt, M. P. Lilly, and M. S. Carroll, *Applied Physics Letters* **103** (2013), 10.1063/1.4824128.
  - <sup>17</sup>T. A. Baart, P. T. Eendebak, C. Reichl, W. Wegscheider, and L. M. Vandersypen, *Applied Physics Letters* **108** (2016), 10.1063/1.4952624, arXiv:1603.02274.
  - <sup>18</sup>C. J. Van Diepen, P. T. Eendebak, B. T. Buijtenorp, U. Mukhopadhyay, T. Fujita, C. Reichl, W. Wegscheider, and L. M. Vandersypen, *Applied Physics Letters* **113** (2018), 10.1063/1.5031034, arXiv:arXiv:1803.10352v1.
  - <sup>19</sup>A. Frees, J. K. Gamble, D. R. Ward, R. Blume-Kohout, M. A. Eriksson, M. Friesen, and S. N. Coppersmith, , 1 (2018), arXiv:1806.04318.
  - <sup>20</sup>L. A. Tracy, E. H. Hwang, K. Eng, G. A. Ten Eyck, E. P. Nordberg, K. Childs, M. S. Carroll, M. P. Lilly, and S. Das Sarma, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **79**, 1 (2009), arXiv:arXiv:0811.1394v2.
  - <sup>21</sup>M. Singh, J. L. Pacheco, D. Perry, E. Garratt, G. Ten Eyck, N. C. Bishop, J. R. Wendt, R. P. Manginell, J. Dominguez, T. Pluym, D. R. Luhman, E. Bielejec, M. P. Lilly, and M. S. Carroll, *Applied Physics Letters* **108** (2016), 10.1063/1.4940421.
  - <sup>22</sup>M. G. Borselli, K. Eng, E. T. Croke, B. M. Maune, B. Huang, R. S. Ross, A. A. Kiselev, P. W. Deelman, I. Alvarado-Rodriguez, A. E. Schmitz, M. Sokolich, K. S. Holabird, T. M. Hazard, M. F. Gyure, and A. T. Hunter, *Applied Physics Letters* **99**, 063109 (2011).
  - <sup>23</sup>S. Das Sarma and E. H. Hwang, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **88**, 1 (2013), arXiv:arXiv:1304.4668v1.
  - <sup>24</sup>G. Mazzoni, A. L. Lacaita, L. M. Perron, and A. Pirovano, *IEEE Transactions on Electron Devices* **46**, 1423 (1999).
  - <sup>25</sup>T. Müller, J. Güttinger, D. Bischoff, S. Hellmüller, K. Ensslin, and T. Ihn, *Applied Physics Letters* **101** (2012), 10.1063/1.4733613, arXiv:arXiv:1204.4216v1.
  - <sup>26</sup>X. Gao, E. Nielsen, R. P. Muller, R. W. Young, a. G. Salinger, N. C. Bishop, M. P. Lilly, and M. S. Carroll, *Journal of Applied Physics* **114**, 164302 (2013).
  - <sup>27</sup>A. Shirkhorshidian, J. K. Gamble, L. Maurer, S. M. Carr, J. Dominguez, T. Eyck, J. R. Wendt, E. Nielsen, N. T. Jacobson, M. P. Lilly, and M. S. Carroll, , 1arXiv:arXiv:1705.01183v2.
  - <sup>28</sup>S. Gustavsson, R. Leturcq, M. Studer, I. Shorubalko, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and a. C. Gossard, *Surface Science Reports* **64**, 191 (2009), arXiv:0905.4675.
  - <sup>29</sup>J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, *Applied Physics Letters* **84**, 4617 (2004).
  - <sup>30</sup>M. Thalakulam, C. B. Simmons, B. M. Rosemeyer, D. E. Savage, M. G. Lagally, M. Friesen, S. N. Coppersmith, and M. a. Eriksson, *Applied Physics Letters* **96**, 183104 (2010).
  - <sup>31</sup>H. Grabert, M. H. Devoret, and M. Kastner, *Physics Today* **46**, 62 (1993).
  - <sup>32</sup>M. G. Borselli, K. Eng, R. S. Ross, T. M. Hazard, K. S. Holabird, B. Huang, A. A. Kiselev, P. W. Deelman, L. D. Warren, I. Milosavljevic, A. E. Schmitz, M. Sokolich, M. F. Gyure, and A. T. Hunter, *Nanotechnology* **26**, 375202 (2015).
  - <sup>33</sup>K. MacLean, S. Amasha, I. P. Radu, D. M. Zumbühl, M. A. Kastner, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Physical Review Letters* **98**, 1 (2007), arXiv:0610679 [cond-mat].
  - <sup>34</sup>D. M. Zajac, T. M. Hazard, X. Mi, K. Wang, and J. R. Petta, *Applied Physics Letters* **106**, 223507 (2015).
  - <sup>35</sup>M. Ciorga, a. Sachrajda, P. Hawrylak, C. Gould, P. Zawadzki, S. Jullian, Y. Feng, and Z. Wasilewski, *Physical Review B* **61**, R16315 (2000).
  - <sup>36</sup>M. Rudolph, P. Harvey-Collard, R. Jock, T. Jacobson, J. Wendt, T. Pluym, J. Dominguez, G. Ten-Eyck, R. Manginell, M. P. Lilly, and M. S. Carroll, in *2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* (2016) pp. 34.1.1–34.1.4.
  - <sup>37</sup>S. De Franceschi, S. Sasaki, J. Elzerman, W. van der Wiel, S. Tarucha, and L. Kouwenhoven, *Physical Review Letters* **86**, 878 (2001).
  - <sup>38</sup>L. E. O. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, P. L. Mceuen, S. Tarucha, and M. Robert, in *Mesoscopic Electron Transport*, Kluwer (1997).
  - <sup>39</sup>S. J. Angus, A. J. Ferguson, A. S. Dzurak, and R. G. Clark, *Nano letters* **7**, 2051 (2007).
  - <sup>40</sup>M. G. Borselli, R. S. Ross, a. a. Kiselev, E. T. Croke, K. S. Holabird, P. W. Deelman, L. D. Warren, I. Alvarado-Rodriguez, I. Milosavljevic, F. C. Ku, W. S. Wong, a. E. Schmitz, M. Sokolich, M. F. Gyure, and a. T. Hunter, *Applied Physics Letters* **98**, 123118 (2011).
  - <sup>41</sup>W. H. Lim, C. H. Yang, F. a. Zwanenburg, and a. S. Dzurak, *Nanotechnology* **22**, 335704 (2011).

# Supplementary Material for "Quantum dots with split enhancement gate tunnel barrier control"

S. Rochette,<sup>1,2,a)</sup> M. Rudolph,<sup>3,a)</sup> A.-M. Roy,<sup>2</sup> M. J. Curry,<sup>4</sup> G. A. Ten Eyck,<sup>3</sup> R. P. Manginell,<sup>3</sup> J. R. Wendt,<sup>3</sup> T. Pluym,<sup>3</sup> S. M. Carr,<sup>3</sup> D. R. Ward,<sup>3</sup> M. P. Lilly,<sup>3,5</sup> M. S. Carroll,<sup>3</sup> and M. Pioro-Ladrière<sup>1,2,6</sup>

<sup>1)</sup>*Institut Quantique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke J1K 2R1, Canada*

<sup>2)</sup>*Département de physique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke J1K 2R1, Canada*

<sup>3)</sup>*Sandia National Laboratories, Albuquerque, New-Mexico 87185, USA*

<sup>4)</sup>*Department of Physics and Astronomy, University of New-Mexico, Albuquerque, New-Mexico 87131, USA*

<sup>5)</sup>*Center for Integrated Nanotechnology, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New-Mexico 87185, USA*

<sup>6)</sup>*Quantum Information Science Program, Canadian Institute for Advanced Research, Toronto M5G 1Z8, Canada*

## I. SAMPLES FABRICATION

The fabrication is composed of two phases. The first phase is run in a 0.35 micron CMOS silicon foundry, and the second phase is performed in another fabrication area that provides more flexibility in processing, particularly the e-beam lithography used for the nanofabrication. Three different devices are presented in this work. We describe the process flow for devices A1 and A2. Significant differences in the structure are noted for device B.

*Phase 1* (silicon foundry): The initial material stack is fabricated using a 0.35 micron silicon foundry process at Sandia National Laboratories. The starting material is a 150 mm diameter float zone <100> n-type silicon wafer with a room temperature resistivity of 10 000  $\Omega$ -cm. Device B used a p-type float zone substrate with a 99.95% Si<sup>28</sup> enriched epitaxy layer instead. A 35 nm thermal silicon oxide is grown at 900°C with dichloroethene (DCE) followed by a 30 min, 900°C N<sub>2</sub> anneal. The next layer deposited is a 100 nm amorphous silicon layer followed by a  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , 10 keV arsenic implant at 0° tilt. Device B used a 200 nm layer and the implant energy was 35 keV with the same dose. The amorphous layers are crystallized later in the process flow to form a degenerately doped poly-silicon electrode. In the silicon foundry, the poly-Si is patterned and etched into large scale region, a "construction zone" around 100  $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  in size, that will later be patterned using e-beam lithography to form the nanostructure.

After etching, Ohmic implants are formed using optical lithography and implantation of As at  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  density at 100 keV. An oxidation anneal of 900°C for 13 min and an N<sub>2</sub> soak at 900°C for 30 min follows the implant step and serves the multiple purposes of crystallizing, activating and uniformly diffusing the dopants in the poly-Si while also forming a SiO<sub>2</sub> layer (10-25 nm) on the surface of the poly-Si. This SiO<sub>2</sub> layer, forms the first part of the hard mask layer used for the nanostructure etch in the construction zone. The second part of the hard mask is a 20 nm Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> layer (35 nm for device B). An 800 nm thick field oxide is subsequently deposited using low pressure chemical vapor deposition (CVD), tetraethoxysilane (TEOS) or high density plasma

CVD for device B. The field oxide is planarized using chemical mechanical polishing (CMP) leaving approximately 500 nm over the silicon and 300 nm over the poly-Si. Vias are etched to the conducting poly-Si and n<sup>+</sup> Ohmics at the silicon surface. The vias are filled with Ti/TiN/W/TiN. The tungsten is a high contrast alignment marker for subsequent e-beam lithography steps. Large, approximately 100  $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$  windows aligned to the construction zones are then etched in the field oxide to expose the underlying hardmask and poly-Si construction zone for nanostructure patterning. The last processing step for the devices in the silicon foundry is a 450°C forming gas anneal for 90 min.

*Phase 2* (separate nano-micro fabrication facility): The wafers are removed from the silicon foundry and subsequently diced into smaller parts, leading to 10 mm  $\times$  11 mm dies, containing each 4 complete QD devices. The nanostructure are patterned using electron beam lithography and a thinned ZEP resist. The pattern is transferred with a two-step etch process. First, the SiN and SiO<sub>2</sub> hard mask layers are etched with a CF<sub>4</sub> dry etch, and O<sub>2</sub> clean then strips the resist *in-situ*. The second etch step is to form the poly-Si electrodes, which is done with an HBr dry etch in the same chamber. The poly-Si etch is monitored using end-point detection in a large scale etch feature away from the active regions of the device. Wet acetone and dry O<sub>2</sub> cleans are used to strip the residual resist after the poly-silicon nanostructure formation. After the wet strips of the tungsten vias, a lift-off process is used for aluminum formation of bond pads to contact the Ohmics and poly-silicon electrodes.

The last step is a 400°C, 30 minute forming gas anneal. For device B, after polysilicon etch, a second e-beam lithography and implant step was done to place donors near the QD region. The device was sent out for implant,  $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  Phosphorus at 45 keV. After the implant step, the photoresist was stripped with acetone and then the metal and residual organics were stripped from the surface using peroxide and RCA cleans. The device was subsequently metallized using an Al lift-off process similar to devices A1 and A2.

<sup>a)</sup>S. Rochette and M. Rudolph contributed equally to this work.

## II. DEVICES AND EXPERIMENTAL PARAMETERS

This appendix provides supplementary information on the devices and experiment's parameters presented in the main text.

Experiments are performed in two distinct laboratories, Université de Sherbrooke (devices A1 and A2) and Sandia National Laboratories (device B), in dilution refrigerators sustaining electronic temperature of 125 mK and 160 mK, respectively. In the limited testing of standard measurements, the samples are found to be robust to thermal cycles (i.e., little threshold shift) and no devices were visually altered by the long-distance shipping (e.g., damage from electrostatic discharge was not observed). The devices are also electrically stable, with the drift of the quantum dot chemical potential in device B characterized as approximately  $5.3 \pm 0.5 \mu\text{eV}$  standard deviation over a 150 hour period.

Table I compares the characteristic of devices A1, A2, and B. Table II exposes the experimental parameters for all measurements shown or mentioned in the main text for devices A1 and A2 (single-lead devices), while Table III does the same for device B.

A statement concerning device A1 is helpful to the full comprehension. The full range AD vs AR stability diagram for device A1 is not shown in the main text for the sake of clarity. Indeed, features not related to the split enhancement gate operation principles, and attributed to an irregularly shaped confinement potential under gate AD, were presents in the full-range stability diagrams of device A1 (see Fig. 1(b) of the Supp. Mat.). This effect could be mitigated, but only up to a certain point, by applying more negative voltages on gates C1 and C2. The stability diagram of device A2 however is much cleaner owing to its smaller features compared to A1, but experimental setup constraints at that time prevented us to repeat the tunnel rate measurements on device A2, hence why we rely on qualitative analysis only for this device. We emphasize that with the appropriate confinement, both devices qualitatively exhibit the same tunnel rate modulation and bending of the charge transitions, which, as stated in the main text, we believe is intrinsic to the split enhancement gate tunnel barrier.

Figure 1(b) of the Supp. Mat. illustrates the effect of an insufficient and irregular confinement of the dot in device A1. Figures 1 (c)-(f) show how the smaller features of device A2, combined to an increasingly more negative voltage on gate C1, lead to more regular dot transitions, and the clean diagram shown in Fig. ?? (a) of the main text. This observation is in agreement with the clean and regular transitions witnessed for device B (Fig. ??(d)), which possesses even smaller features than device A2 (see Table I).

## III. TUNING ORTHOGONALITY

When designing a QD device, it is of interest to provide local control of important device properties, with the surface gate voltages often serving as the control knobs. One oft used parameter is gate lever arm  $\alpha$ , which describes the efficacy of a gate voltage on the QD chemical potential level  $\mu$ . The lever

arm is defined as

$$\Delta\mu_i = \alpha_i \Delta V_i \quad (1)$$

where there is a unique  $\alpha_i$  for each gate  $i$ . In a similar spirit, a parameter describing the controllability of the QD-reservoir tunnel rate can be defined as

$$\Delta\Gamma_i = \beta'_i \Delta V_i \quad (2)$$

While  $\alpha$  is always positive by definition,  $\beta'$  can be positive or negative, depending on if gate  $i$  increases or decreases the reservoir-QD tunnel rate with a positive voltage change. For example, for a QD under gate AD, gate AR increases the tunnel rate with increasing voltage, while gate AD' decreases the tunnel rate with increasing voltage (Fig. 2(b) of the main text). Geometric arguments can typically be made to estimate the sign of  $\beta'$  by considering whether a positive voltage change on a gate is pulling the dot towards or away from the reservoir.

Of particular interest for designing QDs is the ability to tune the tunnel rates to the QD while only imparting a minimal change in the QD chemical potential, which denotes a high degree of tuning orthogonality between the two properties. Good orthogonality facilitates emptying the QD (fewer gate compensations are required to obtain  $N = 1$ ) and tuning the reservoir coupling with minimal effect on the shift in the charge stability diagram (quicker optimization of relaxation and coherence times). For a single gate, the orthogonality between the tunnel rate and the chemical potential tunability is optimized by maximizing the ratio  $\frac{\Delta\Gamma_i}{\Delta\mu_i} = \frac{\beta'_i}{\alpha_i} \equiv \beta_i$ . We rewrite this in an analogous form to the lever arm:

$$\Delta\Gamma_i = \beta_i \Delta\mu_i \quad (3)$$

To obtain  $\beta_i$ , one must measure the change in both tunnel rate and chemical potential for a change on the gate voltage  $\Delta V_i$ . In practice, this is impossible because a change in a single voltage moves the QD level out of resonance with the Fermi level, and a change in tunnel rate cannot be determined. Thus, one must consider the effect of two gate voltages changing and compensating each other such that the QD chemical potential is always in resonance with the Fermi level. Continuing the analogy with the lever arm, we assume that the total change in tunnel rate is simply the sum of the contributions of each gate that has changed. For two gates 1 and 2, this results in

$$\Delta\Gamma_{1,2} = \Delta\Gamma_1 + \Delta\Gamma_2 = \beta_1 \alpha_1 \Delta V_1 + \beta_2 \alpha_2 \Delta V_2 \quad (4)$$

As the chemical potential has not changed, we have the additional constraint

$$\Delta\mu_{1,2} = \Delta\mu_1 + \Delta\mu_2 = \alpha_1 \Delta V_1 + \alpha_2 \Delta V_2 = 0 \quad (5)$$

Combining Eq. 4 and Eq. 5, we can define the two-gate tunnel rate orthogonality parameter as

$$\beta_{1,2} \equiv \beta_1 - \beta_2 = \frac{\Delta\Gamma_{1,2}}{\Delta\mu_1} \quad (6)$$

which is directly attainable from the measurements in Figure 2 (b) of the main text. From the data, we extract a

TABLE I. Measured devices characteristics. Devices A1 and A2 present the same layout, differing only in the spacing between the gates and the width of the gates (A2 gates are more closely packed than A1 gates). For comparison, we label the devices by the distance between gates AD and C2, and the distance between AD and AR tips (see Fig 1(c) /hlof the main text).

Device	A1	A2	B
Reservoirs	Single lead	Single lead	Double lead
Device dimensions	AD-C2: 60 nm, AD-AR: 100 nm, AD width: 100 nm	AD-C2: 25 nm, AD-AR: 30 nm, AD width: 75 nm	AD-C2: 30 nm, AD-AR: 20 nm, AD width: 50 nm
Mobility	4560 cm <sup>2</sup> /V/s	4560 cm <sup>2</sup> /V/s	11600 cm <sup>2</sup> /V/s
Interface roughness	2.4 Å	2.4 Å	1.8 Å
Percolation density	$6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$	$6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$	$1.6 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$
Scattering charge density	$7.6 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$	$7.6 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$	$5.2 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$
Interface correlation length	26 Å	26 Å	22 Å
Wafer type	10 000 Ω-cm, n	10 000 Ω-cm, n	10 000 Ω-cm, p*
Polysilicon gate stack thickness	100 nm	100 nm	200 nm
Silicon gate oxide thickness	35 nm	35 nm	35 nm

\*Device B contains a 99.95% Si<sup>28</sup> enriched epitaxy layer.

TABLE II. Experimental parameters for various data sets of the main text, for devices A1 and A2.

Data	Fig 1d	Fig 2a	Fig 2b, top inset	Fig 2b, bottom inset	Fig 4b
Device	A1	A2	A1	A1	A2
AD	1.75 V	1.25 to 1.65 V	0.840 to 0.870 V	0.790 to 0.820 V	1.25 to 1.40 V
AR	3.0 to 6.0 V	3.0 to 6.0 V	4.4 to 4.9 V	4.2 to 4.5 V	6.5 V
C1	-1.0 V	-3.0 V	-1.0 V	-1.0 V	-1.0 V
C2	-3.0 V	-1.4 V	-3.0 V	-3.0 V	-3.0 V
C3	-1.0 V	-1.4 V	-1.0 V	-1.0 V	-1.0 V
C4	-1.0 V	-1.0 V	-1.0 V	-1.0 V	-1.0 V
TSET	2.59 V	2.0 V	2.45V	2.59 V	2.0 V
U	-1.32V	-1.4 V	-3.19 V	-2.32V	-1.4 V
L	-2.06 V	-1.4 V	-1.75V	-2.06V	-1.4V
AD'	0.980V	0V	0.5127 V	0.980 V	0V
AR'	7.0 V	0 V	7.0 V	7.0 V	0V
C2'	-3.0 V	0 V	-1.0 V	-1.0 V	0 V
C3'	-1.0 V	0 V	-1.0 V	-1.0 V	0 V
TSET'	0 V	0 V	0 V	0 V	0 V
U'	0V	0 V	0 V	0 V	0 V
L'	0 V	0 V	0 V	0 V	0 V
Details	Thomas-Fermi numerical simulations.	Charge sensing, $f_{\text{LI}} = 16.4 \text{ Hz}$ (lock-in frequency), $V_{\text{SD}} = 100 \mu\text{V}$ (source-drain voltage).	Pulse spectroscopy, measured by charge sensing, $f_{\text{LI}} = 19 \text{ Hz}$ , $V_{\text{SD}} = 100 \mu\text{V}$ .	Single-shot measured by RF reflectometry, carrier wave $f = 180 \text{ MHz}$ , bandwidth of 326 kHz.	Charge sensing, $f_{\text{LI}} = 16.4 \text{ Hz}$ , $V_{\text{SD}} = 100 \mu\text{V}$ .

slope of  $\frac{\Delta\Gamma_{\text{AR,AD}}}{\Delta V_{\text{AR}}} = 5.9 \pm 0.7 \text{ decades/V}_{\text{AR}}$ , describing the change in tunnel rate induced by a change in both  $V_{\text{AR}}$  and  $V_{\text{AD}}$ . With a lever arm  $\alpha_{\text{AR}} \sim 0.007 \text{ eV/V}$ , we determine  $\beta_{\text{AR,AD}} = 0.9 \pm 0.3 \text{ decades/meV}$ .

For comparison, we extract  $\beta_{1,2}$  for a multilayer enhancement mode Si/SiGe device which uses a dedicated barrier gate

located directly on top of the tunnel barrier, sandwiched between the reservoir and QD gates (Zajac *et al.*<sup>1</sup>). Information on the tunnel rates are determined from the stability diagram of the tunnel barrier gate LB1 and the QD gate L1 (Fig. 2a of Zajac *et al.*<sup>1</sup>). To more easily compare this data to our device, we relabel LB1  $\rightarrow$  BG and L1  $\rightarrow$  AD. The voltage ranges

TABLE III. Experimental parameters for various data sets of the main text, for device B. All measurements are made with a Lock-In frequency of 492.6 Hz and a source drain bias of  $50 \mu\text{V rms}$ .

Data	Fig 3b and 3c	Fig 3d	Fig 4a	Fig 4b
Device	B	B	B	B
AD	1.2 to 1.8 V	0.9 to 1.6 V	1.8 V	1.21 to 1.8 V
AR1	3.0 to 7.0 V	5.15 to 8.0 V	5.0 V	5.0 V
AR2	3.5 V	3.15 to 4.75 V	3.0 V	3 to 3.1 V
C1	-2.7 V	-1.5 V	-6.7 to -5.3 V	-6.7 to -0.76 V
C2	-4.0 V	-3.0 V	-3.0 V	-3.0 V
C3	-0.26 V	0 V	-0.26 V	-0.26 V
C4	-4.2 V	-4.2 V	-4.2 V	-4.2 V
TSET	2.61 V	0 V	2.53 V	2.53 V
SETR1	2.5 V	0 V	2.5 V	2.5 V
SETR2	2.5 V	0 V	2.5 V	2.5 V
U	-1.5 V	0 V	-4.8 V	-4.8 V
L	-4.8V	0V	-0.92V	-0.92 to -1.26 V

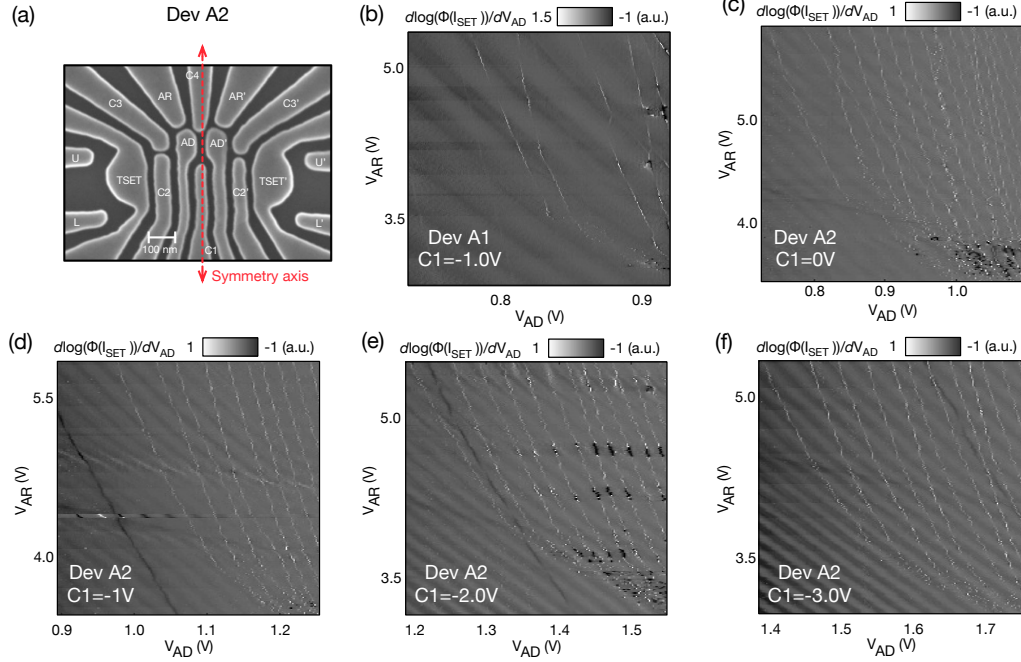


FIG. 1. (a) SEM of single-lead device A2. The device has a symmetry axis between the two quantum dots. Experiments on device A2 involved the formation of a single quantum dot, on the left side of the device only (under AD). (b) Wide range stability diagram for device A1 corresponding to bottom right inset of Fig. 2(a) in the main text. The pale charge transitions on the left-hand side are transitions in the left QD, which was activated for this measurement series. The large features of device A1 and the small negative voltage on C1 are responsible for the irregularities in the right dot transitions (right hand side). (c), (d), (e), (f) Stability diagrams for device A2, with all parameters kept the same except for C1 gate voltage. A more negative voltage on C1 leads to more regular quantum dots, as expected.

studied show transition rates ranging from the measurement sample rate (assumed to be at least 10 Hz) to the lifetime broadened regime ( $\frac{k_B T_e}{h} = 800 \text{ MHz}$  for a reported electron temperature of  $T_e = 40 \text{ mK}$ ). This provides two coordinates ( $\Gamma, V_{BG}$ ) to estimate the tunnel rate orthogonality, for which

we find  $\Delta\Gamma_{BG,AD} = \frac{7.9 \text{ decades}}{0.4 V_{BG}} = 19.8 \text{ decades}/V_{BG}$ . From the reported lever arms and capacitance ratio for the QD and barrier gates, we determine  $\alpha_{BG} = 0.022 \text{ eV/V}$ , and thus  $\beta_{BG,AD} = 1.4 \pm 0.5 \text{ decades/meV}$ .

The definition of  $\beta_{1,2}$  lends itself to compare other devices

and geometries as well, as  $\beta_{1,2}$  is independent of geometry specific information like capacitances. The concept of  $\beta_{1,2}$  can also be extended to optimize QD devices for other characteristics which may be useful for qubit operation. For example, one can similarly define a parameter that describes the orthogonality between a double-QD coupling and the double-QD detuning, or a double-QD coupling and the valley splitting.

#### IV. VALLEY SPLITTING TUNING

In this section, we examine the spin filling and singlet-triplet energy splitting in our silicon QDs using magnetospectroscopy.<sup>1-3</sup>

The first 4 charge transitions from device B are shown as a function of transverse magnetic field, at  $V_{AD}=1.8$  V, in 2(a). The first transition shows a shift in chemical potential consistent with a lowering of energy due to increasing Zeeman splitting. The inflection point at  $B = B_{ST}$  in the  $N = 1 \rightarrow 2$  charge transition indicates the magnetic field at which the singlet-triplet (ST) transition occurs in the quantum dot.<sup>4,5</sup> The magnetospectroscopy for the  $N = 2 \rightarrow 3$  transition has an inflection at the same B-field as the  $N = 1 \rightarrow 2$  transition. This is consistent with a simple model for which there are two valleys and the 2<sup>nd</sup> valley is loaded with a 3<sup>rd</sup> electron as spin down. The inflection point again marks the crossing of the spin up of the lower valley with the spin down of the upper valley. The 4<sup>th</sup> electron then loads always spin up, also suggesting that the next orbital energy is well offset from this lower manifold, which is indeed consistent with the order of 3 meV estimate from the Coulomb diamonds. This spin filling also indicates a relatively small Coulomb repulsion relative to orbital energy spacing.<sup>6</sup>

The magnetospectroscopy measurements are repeated for different  $V_{AD}$ , compensating with the confinement gate C1 to maintain charge occupation. We estimate the single particle valley splitting from  $E_{VS} = g\mu_B B_{ST}$ , assuming  $g = 2$ , for devices A2 and B (2(b)). For device B, we extract a linear tunability of  $E_{VS}$  with the accumulation gate voltage of  $231 \pm 15 \mu\text{eV/V}$ , the error range corresponding to a 95% confidence interval on the fit. Roughly approximating the vertical electric field as  $\Delta F_Z = \Delta V_{AD}/t_{ox}$ , where  $t_{ox}$  is the gate oxide thickness, 35 nm here, we convert this tunability to  $8.1 \pm 0.6 \mu\text{eV m/MV}$ . The linear trend is qualitatively consistent with theory and recent observations in MOS QDs.<sup>4,8</sup>

For device A2, although the measurements were too noisy to extract a convincing tunability fit, all data points are located into the confidence interval for device B's tunability. We note that differences in valley splittings between devices A2 and B would be expected from variations in electrostatic

environments (e.g., gate layout and dimensions, distribution of voltages to reach single electron occupation and threshold voltages) and in interface roughness, approximately 20% different between the two samples.<sup>8</sup>

<sup>1</sup>D. M. Zajac, T. M. Hazard, X. Mi, K. Wang, and J. R. Petta, Applied Physics Letters **106**, 223507 (2015).

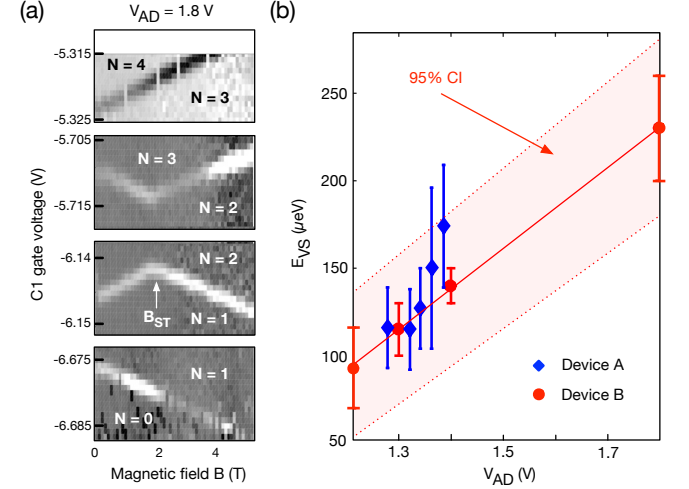


FIG. 2. (a) In-plane magnetospectroscopy measurements for device B, for transitions  $N = 0 \rightarrow 1$ ,  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$ , and  $3 \rightarrow 4$ , from a stability diagram similar to Fig. 3(c) of the main text, at  $V_{AD}=1.8$  V. A lever arm of  $31 \pm 4 \mu\text{eV/mV}$  is inferred assuming  $g=2$ , within 15% of the lever arm extracted from Coulomb peak width temperature dependence.<sup>7</sup>  $B_{ST}$  indicates the magnetic field at which the singlet-triplet transition occurs. (b) Extracted valley splitting  $E_{VS}$  as a function of the dot accumulation gate voltage  $V_{AD}$ . The diamonds (blue) data points are for device A2 (single-lead, Fig. 1), and the circles (red) data points are for device B (two-leads, Fig. 3(a) of the main manuscript). Dashed red line indicates the fit for the valley splitting tunability of device B, and the 95% confidence range (CI) is indicated by the red filled region.

<sup>2</sup>M. G. Borselli, R. S. Ross, a. a. Kiselev, E. T. Croke, K. S. Holabird, P. W. Deelman, L. D. Warren, I. Alvarado-Rodriguez, I. Milosavljevic, F. C. Ku, W. S. Wong, a. E. Schmitz, M. Sokolich, M. F. Gyure, and a. T. Hunter, Applied Physics Letters **98**, 123118 (2011).

<sup>3</sup>W. H. Lim, C. H. Yang, F. a. Zwanenburg, and a. S. Dzurak, Nanotechnology **22**, 335704 (2011).

<sup>4</sup>C. H. Yang, A. Rossi, R. Ruskov, N. S. Lai, F. A. Mohiyaddin, S. Lee, C. Tahan, G. Klimeck, A. Morello, and A. S. Dzurak, Nature communications **4**, 2069 (2013).

<sup>5</sup>D. Culcer, Ł. Cywiński, Q. Li, X. Hu, and S. Das Sarma, Physical Review B **82**, 155312 (2010).

<sup>6</sup>Y. Hada and M. Eto, Physical Review B **68**, 155322 (2003).

<sup>7</sup>C. W. J. Beenakker, Physical Review B **44**, 1646 (1991).

<sup>8</sup>J. K. Gamble, P. Harvey-Collard, N. T. Jacobson, A. D. Baczewski, E. Nielsen, L. Maurer, I. Montañó, M. Rudolph, M. S. Carroll, C. H. Yang, A. Rossi, A. S. Dzurak, and R. P. Muller, Applied Physics Letters **109** (2016), 10.1063/1.4972514, arXiv:1610.03388.

## Annexe B

# Circuit électronique pour la commande ou le couplage de charges ou de spins simples et procédés associés

Cette annexe présente la publication d'application du brevet intitulé «*Circuit électronique pour la commande ou le couplage de charges ou de spins simples et procédés associés/ Electronic circuit for control or coupling of single charges or spins and methods therefor*», dont les inventeurs sont Michel Pioro-Ladrière, Sophie Rochette, John King Gamble, Gregory A. Ten Eyck, Martin Rudolph, et Malcolm Carroll.

L'application provisoire a été faite le 8 juin 2016, et l'application PCT (Patent Cooperation Treaty) le 8 juin 2017.





US 20190130298A1

(19) **United States**(12) **Patent Application Publication** (10) **Pub. No.: US 2019/0130298 A1**  
**PIORO-LADRIERE et al.** (43) **Pub. Date: May 2, 2019**(54) **ELECTRONIC CIRCUIT FOR CONTROL OR COUPLING OF SINGLE CHARGES OR SPINS AND METHODS THEREFOR**(71) Applicants: **SOCPIRA SCIENCES ET GÉNIE S.E.C.**, Sherbrooke (CA); **NATIONAL TECHNOLOGY & ENGINEERING SOLUTIONS OF SANDIA, LLC.**, Albuquerque, NM (US)(72) Inventors: **Michel PIORO-LADRIERE**, Sherbrooke (CA); **Sophie ROCHETTE**, Sherbrooke (CA); **John KING GAMBLE**, Albuquerque, NM (US); **Gregory A TEN EYCK**, Albuquerque, NM (US); **Martin RUDOLPH**, Albuquerque, NM (US); **Malcolm CARROLL**, Albuquerque, NM (US)(21) Appl. No.: **16/094,176**(22) PCT Filed: **Jun. 8, 2017**(86) PCT No.: **PCT/CA2017/050696**

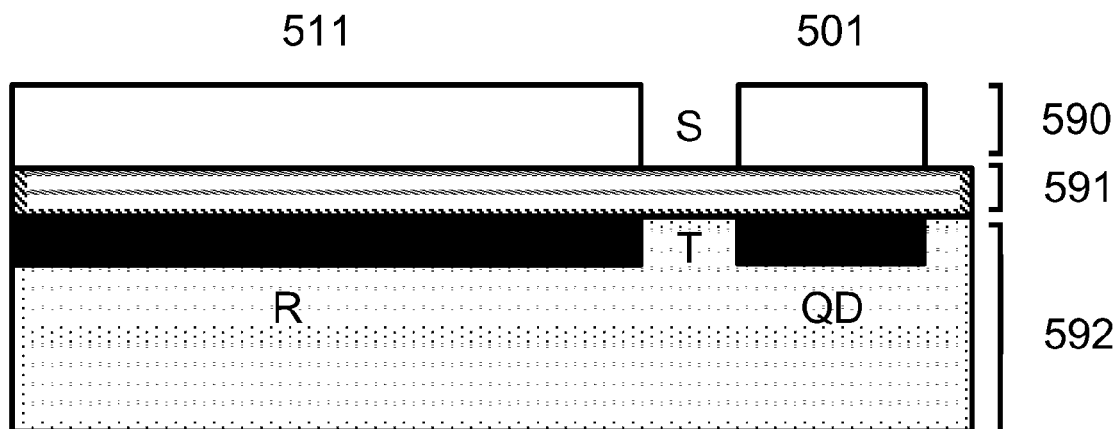
§ 371 (c)(1),

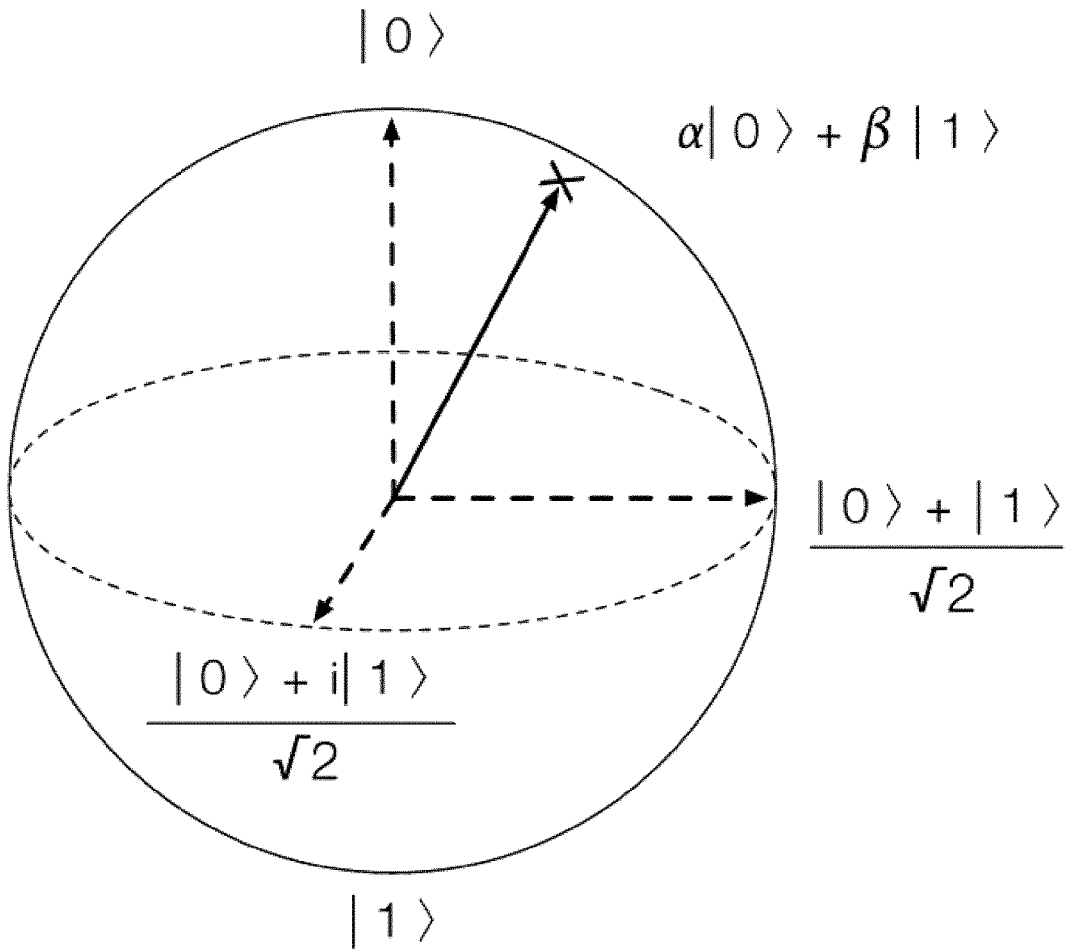
(2) Date: **Oct. 16, 2018****Related U.S. Application Data**

(60) Provisional application No. 62/347,346, filed on Jun. 8, 2016.

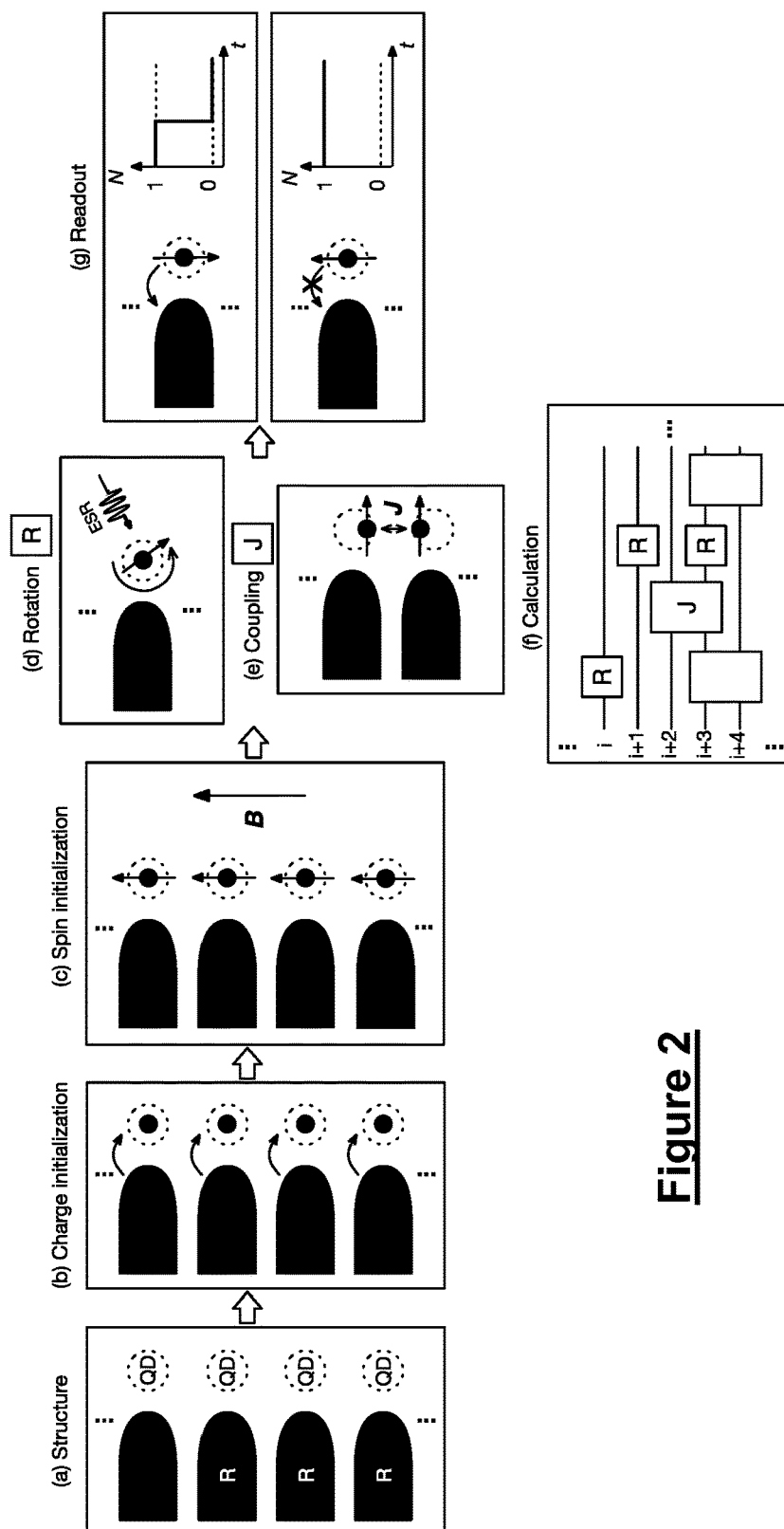
**Publication Classification**(51) **Int. Cl.**  
**G06N 10/00** (2006.01)  
**H01L 29/12** (2006.01)  
**H01L 31/0352** (2006.01)  
(52) **U.S. Cl.**  
CPC ..... **G06N 10/00** (2019.01); **B82Y 10/00** (2013.01); **H01L 31/035236** (2013.01); **H01L 29/122** (2013.01)(57) **ABSTRACT**

A quantum dot structure having a split-gate geometry is provided. The quantum dot is configured for incorporation into a quantum dot array of a quantum processing unit. A gap between a reservoir accumulation gate and a quantum dot accumulation gate provides a tunnel barrier between an electric charge reservoir and a quantum dot well. An electrical potential applied to the gates defines a tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between the well and the reservoir without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate.

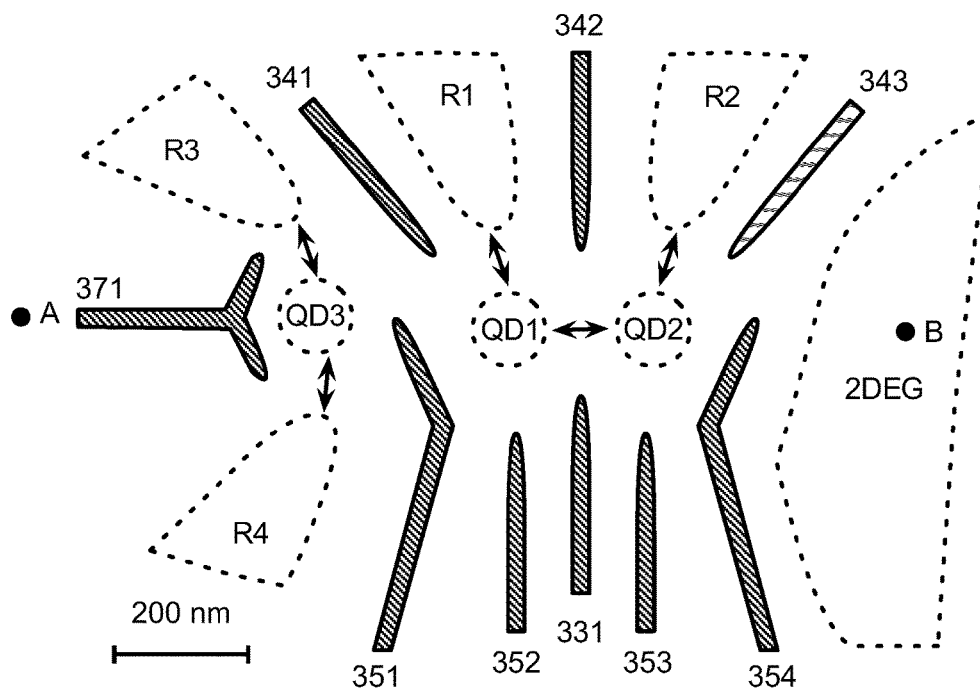




**Figure 1**



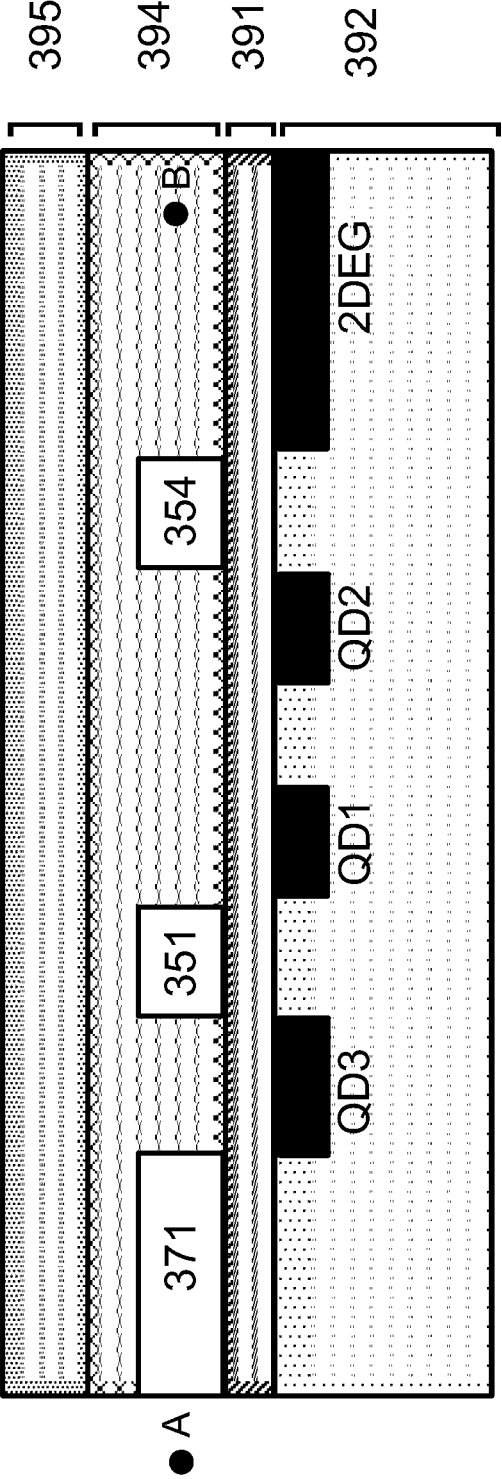
**Figure 2**



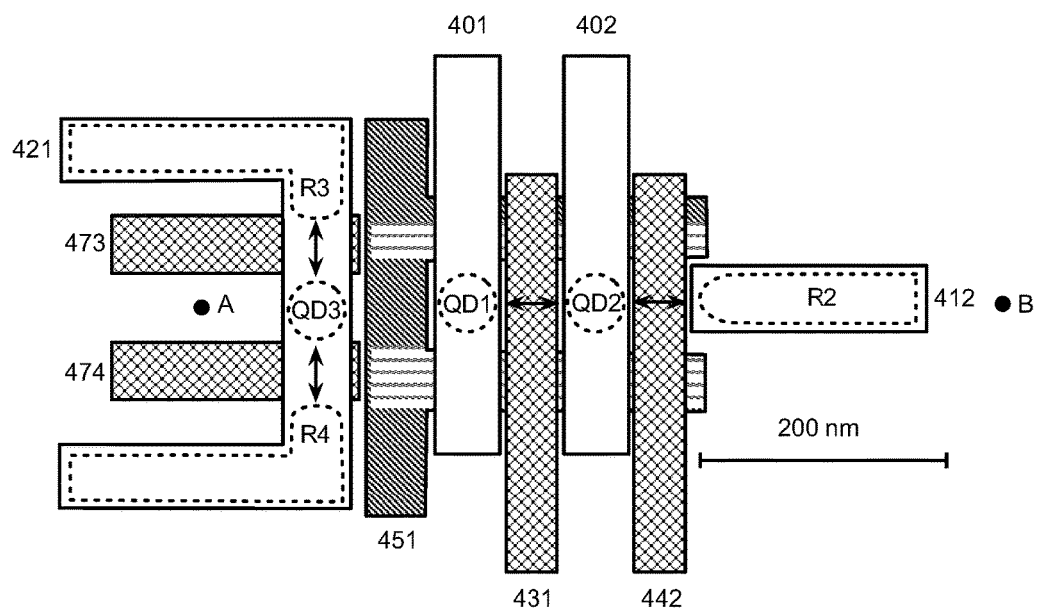
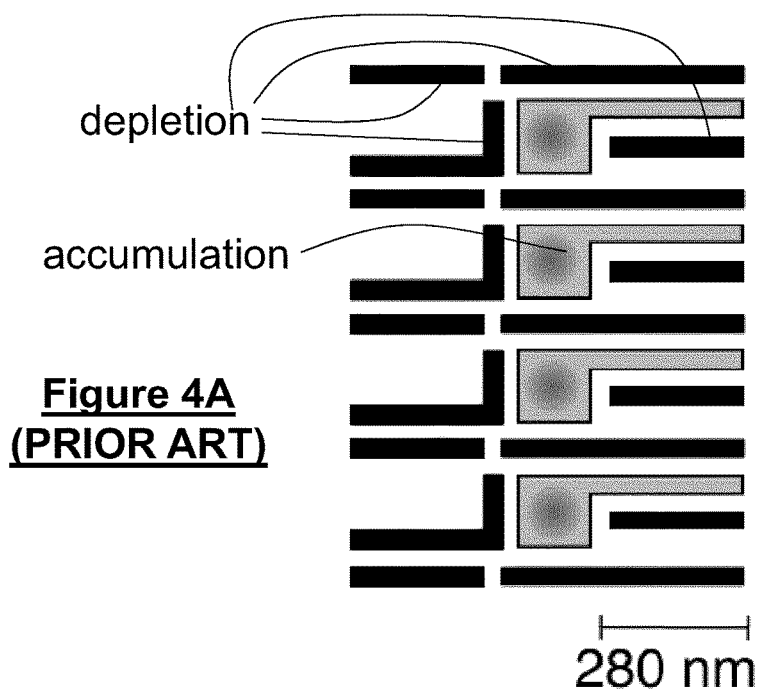
**Figure 3A**  
**(PRIOR ART)**



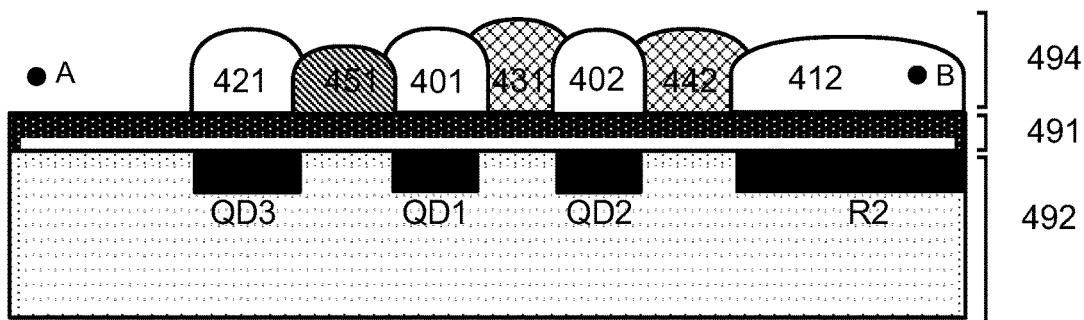
**Figure 3B**  
**(Prior art)**



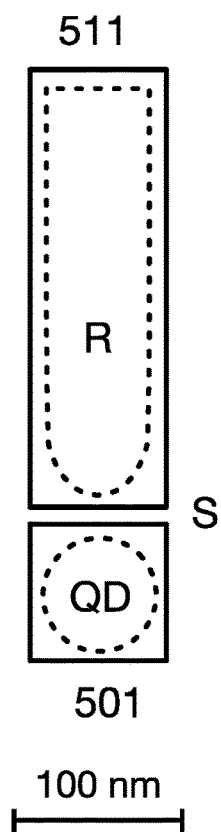
**Figure 3C**  
**(PRIOR ART)**



**Figure 4B**  
**(PRIOR ART)**

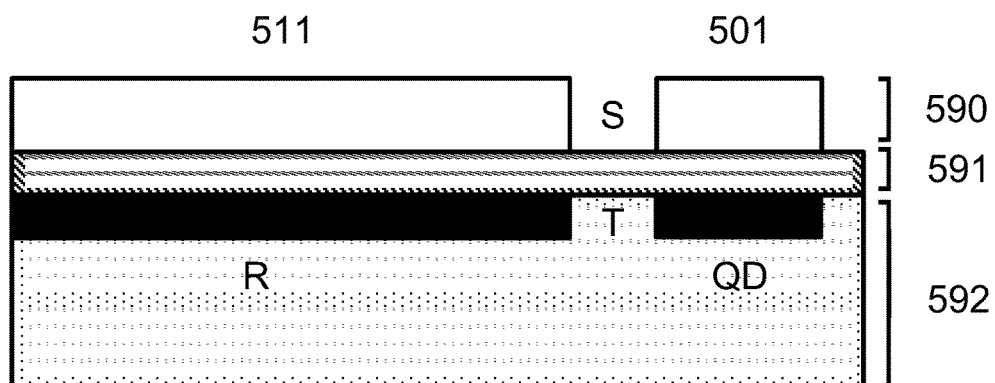


**Figure 4C**  
**(PRIOR ART)**

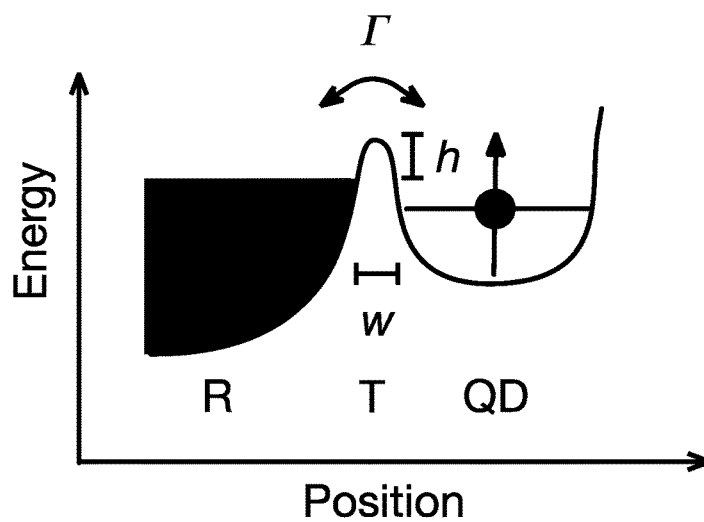


**Figure 5A**

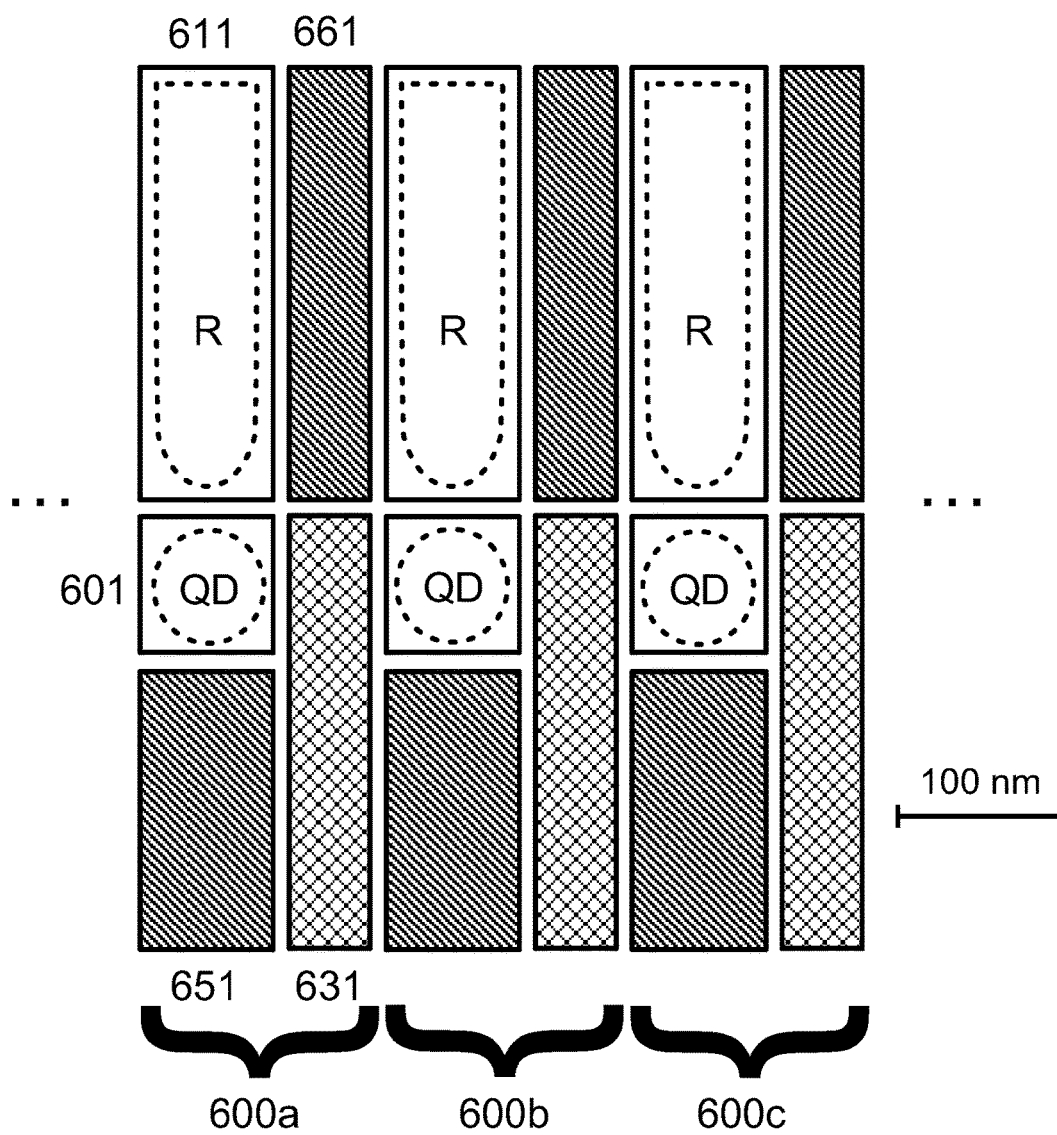




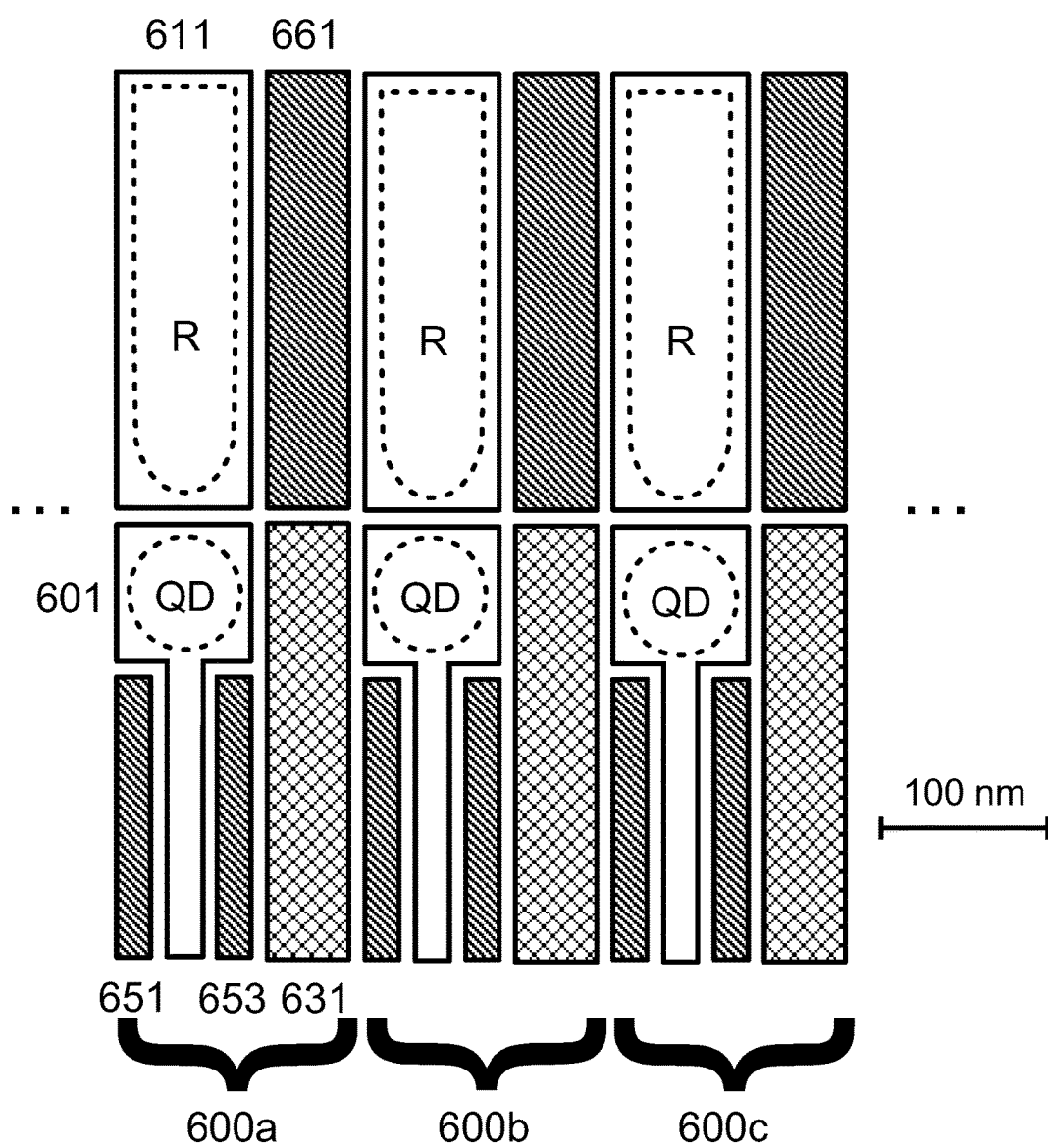
**Figure 5B**



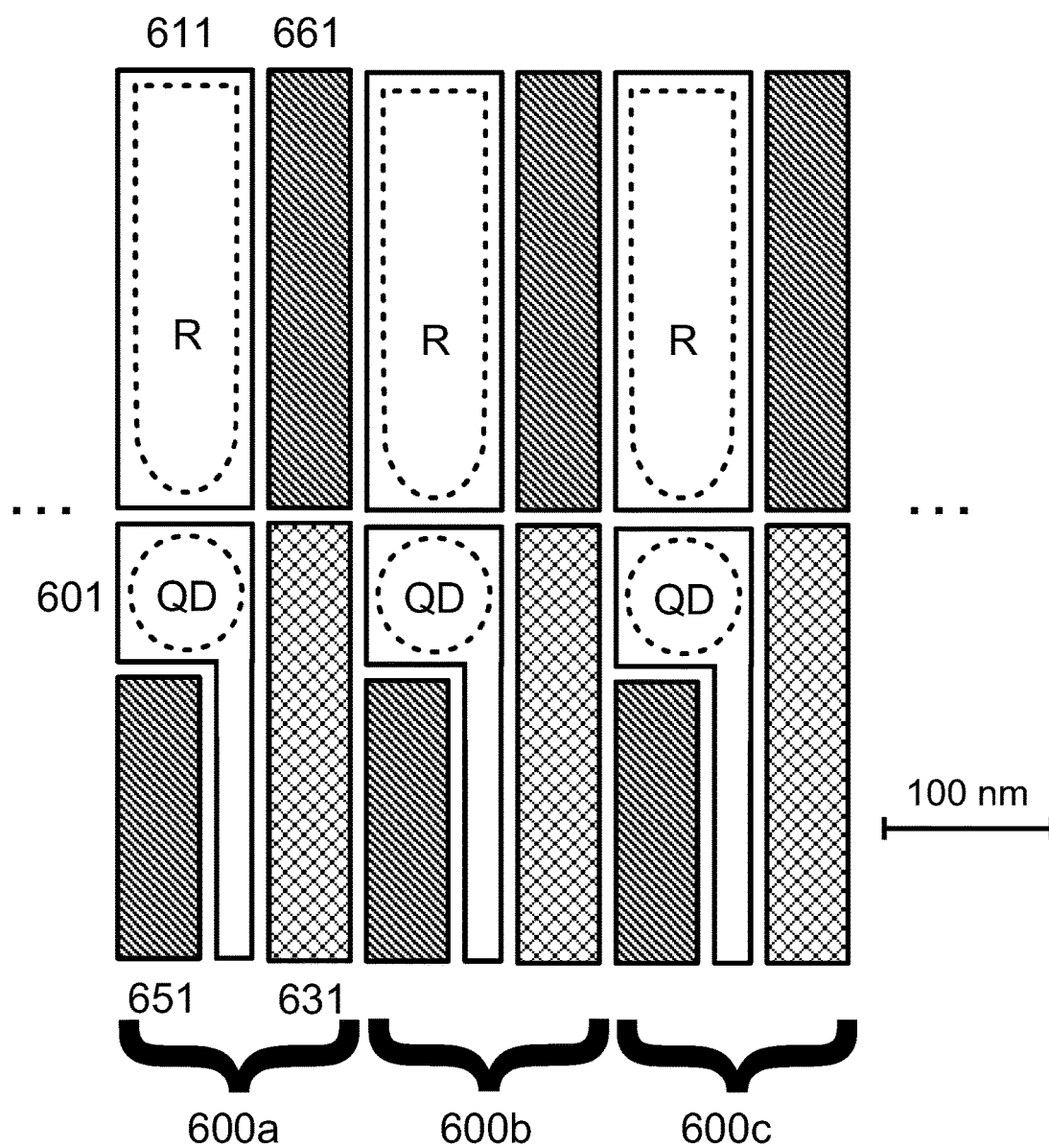
**Figure 5C**



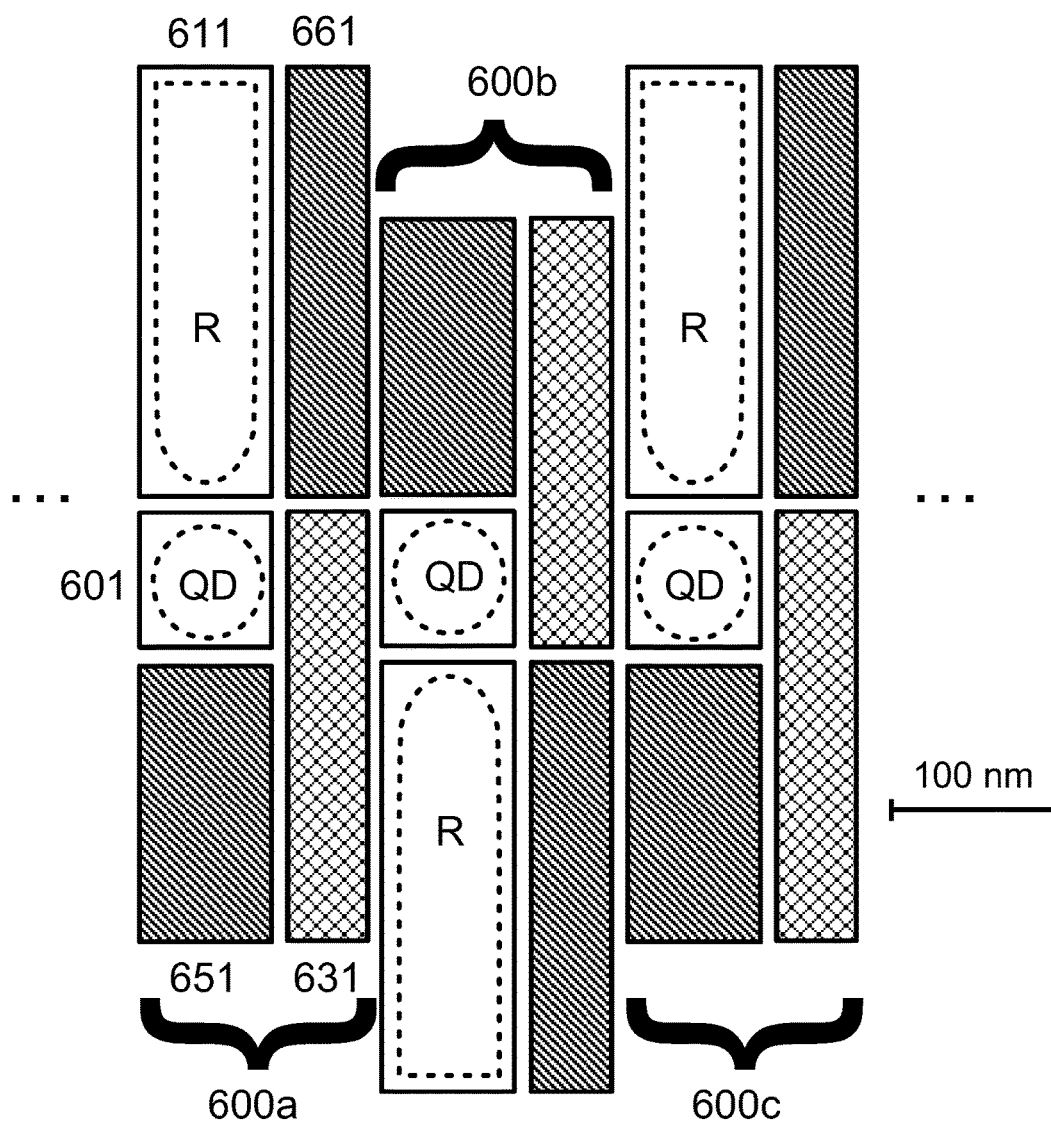
**Figure 6A**



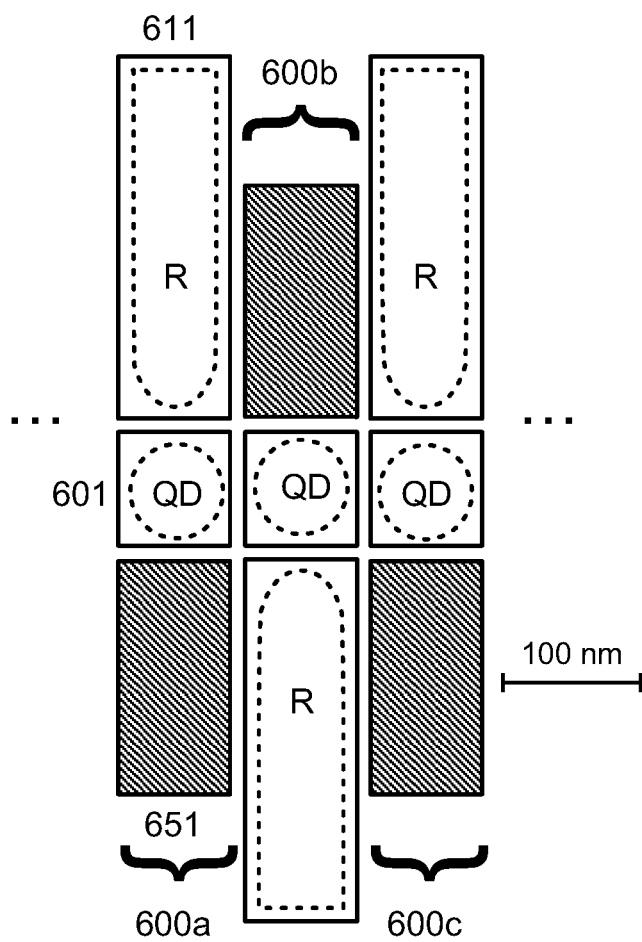
**Figure 6B**



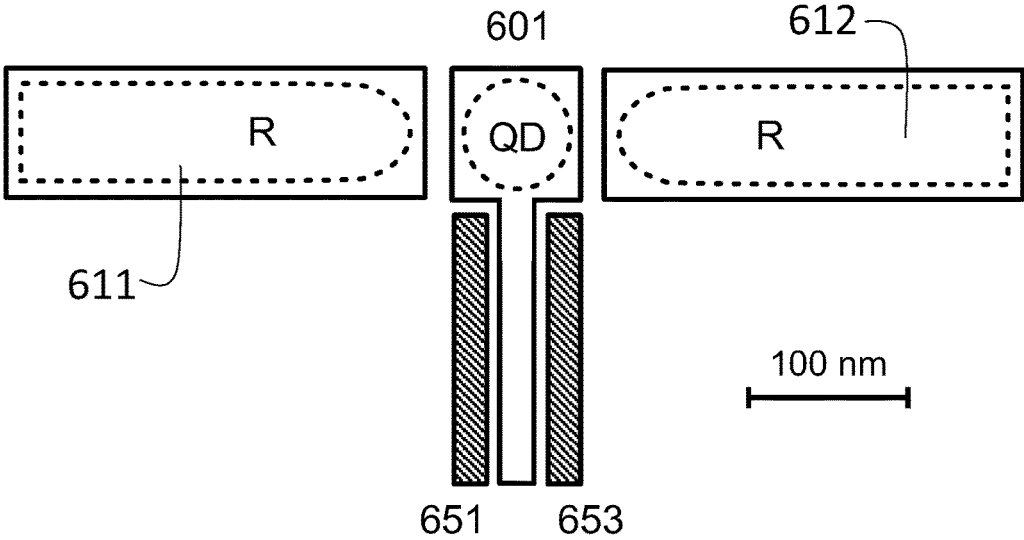
**Figure 6C**



**Figure 6D**

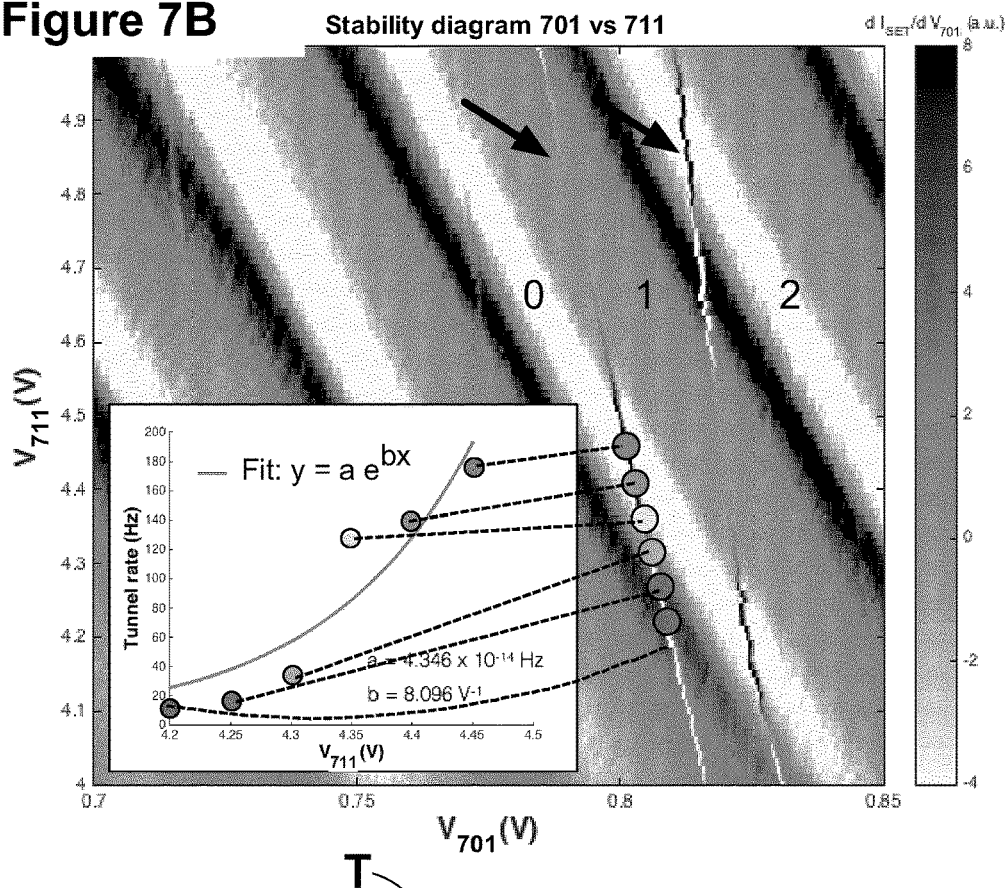


**Figure 6E**

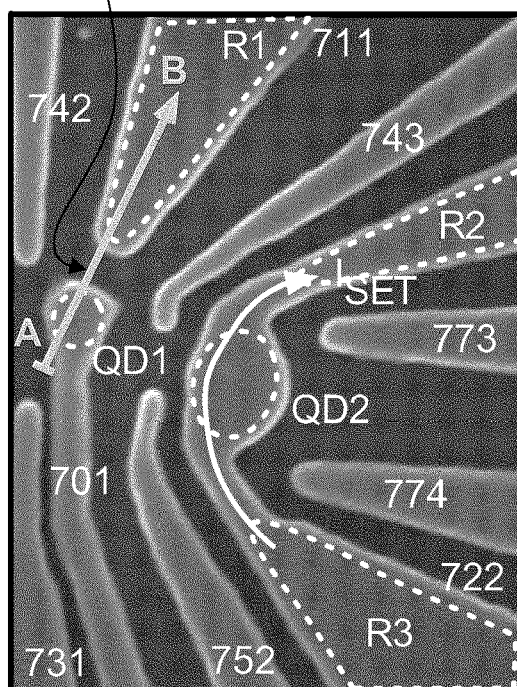


**Figure 6F**

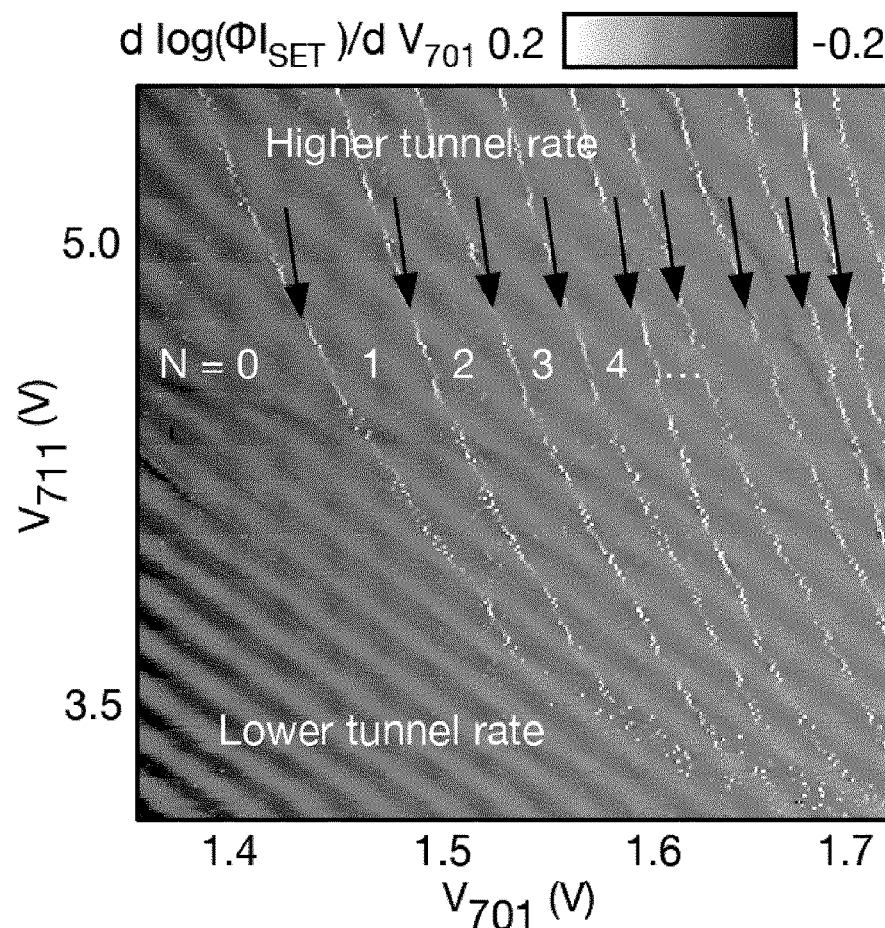
**Figure 7B**



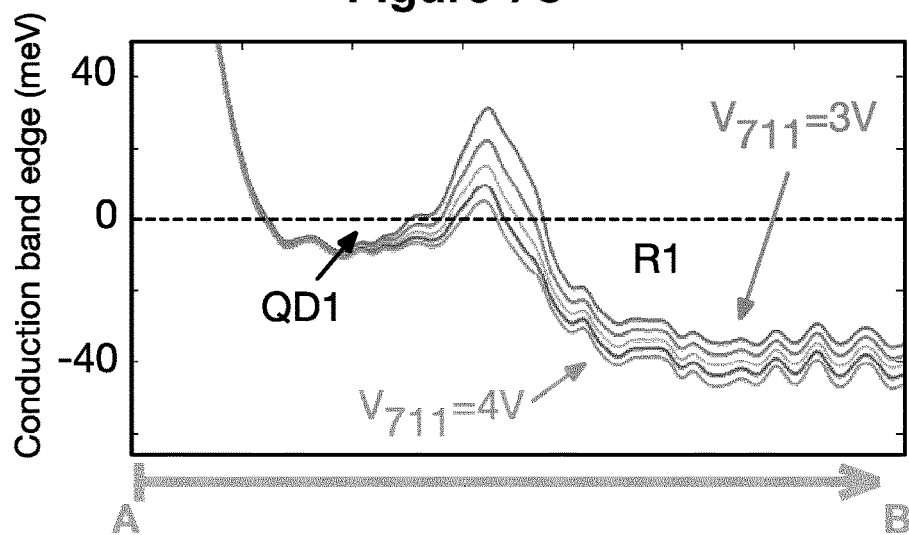
**Figure 7A**



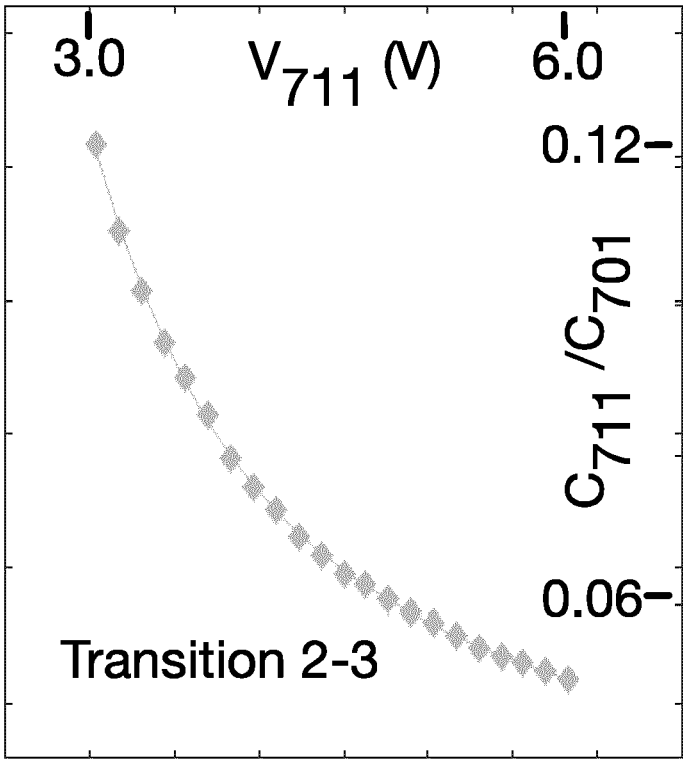




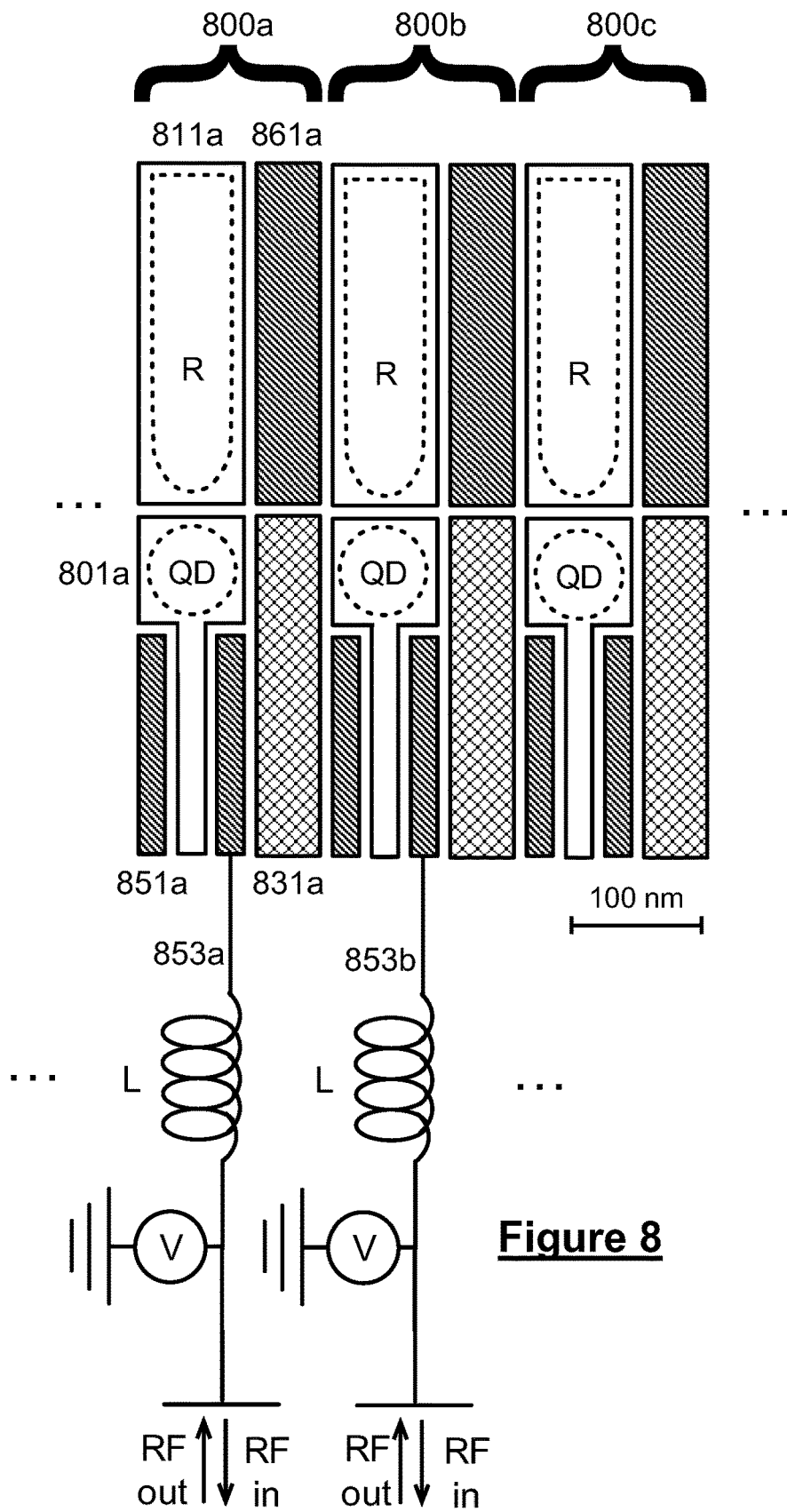
**Figure 7C**



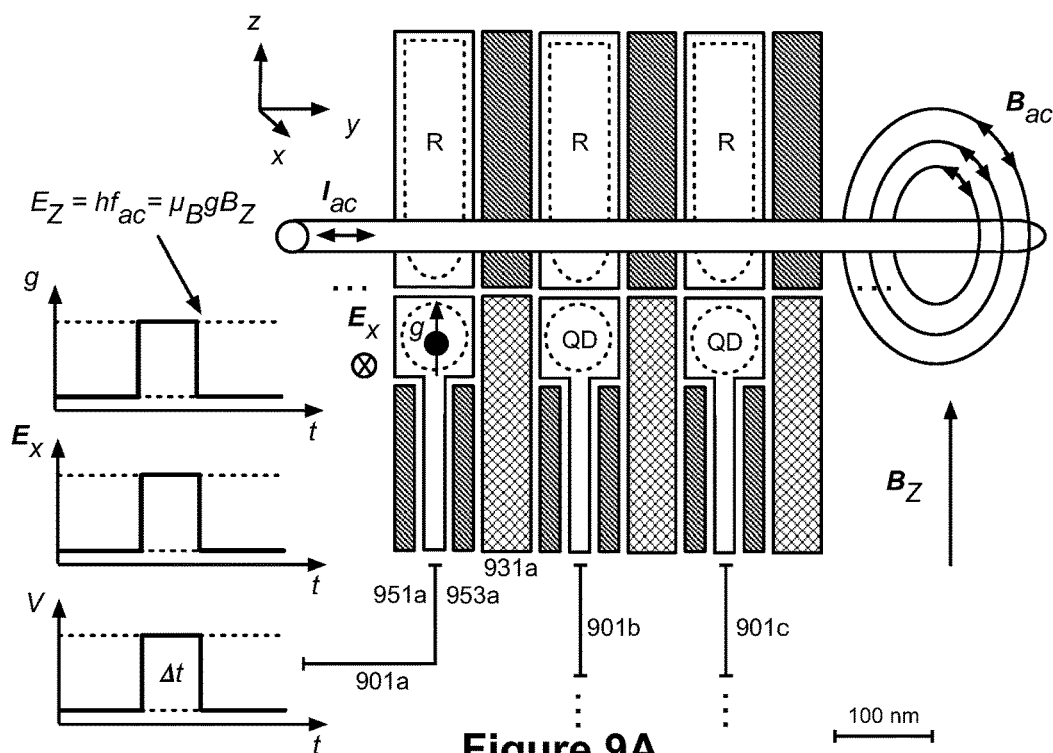
**Figure 7D**



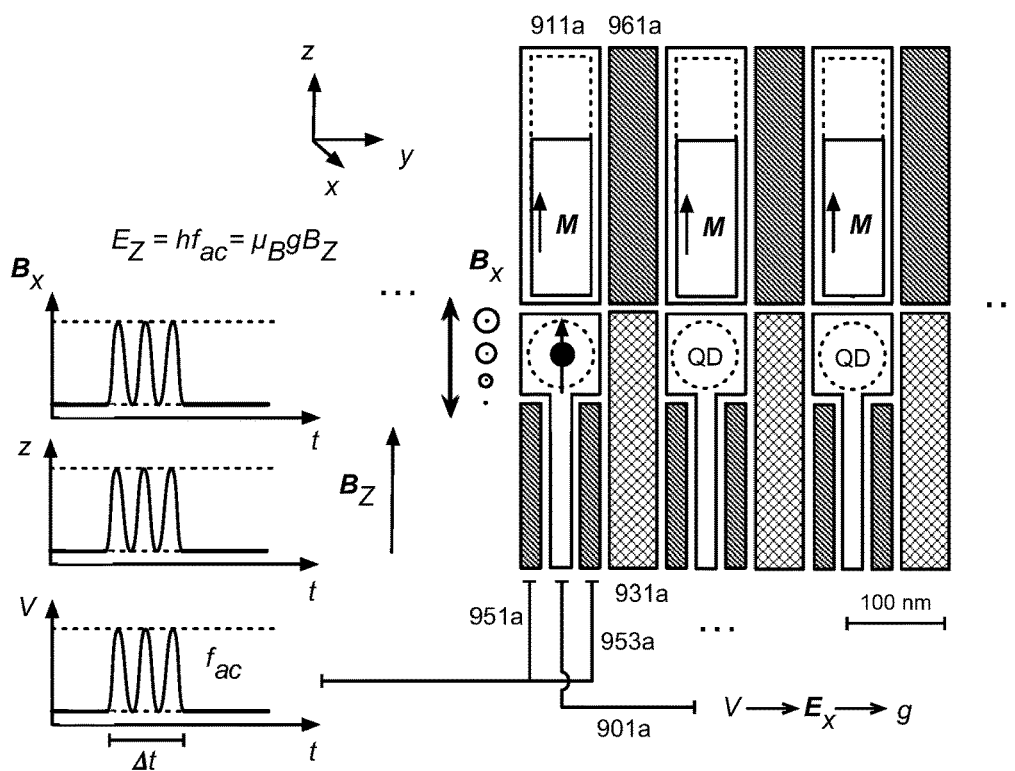
**Figure 7E**



**Figure 8**

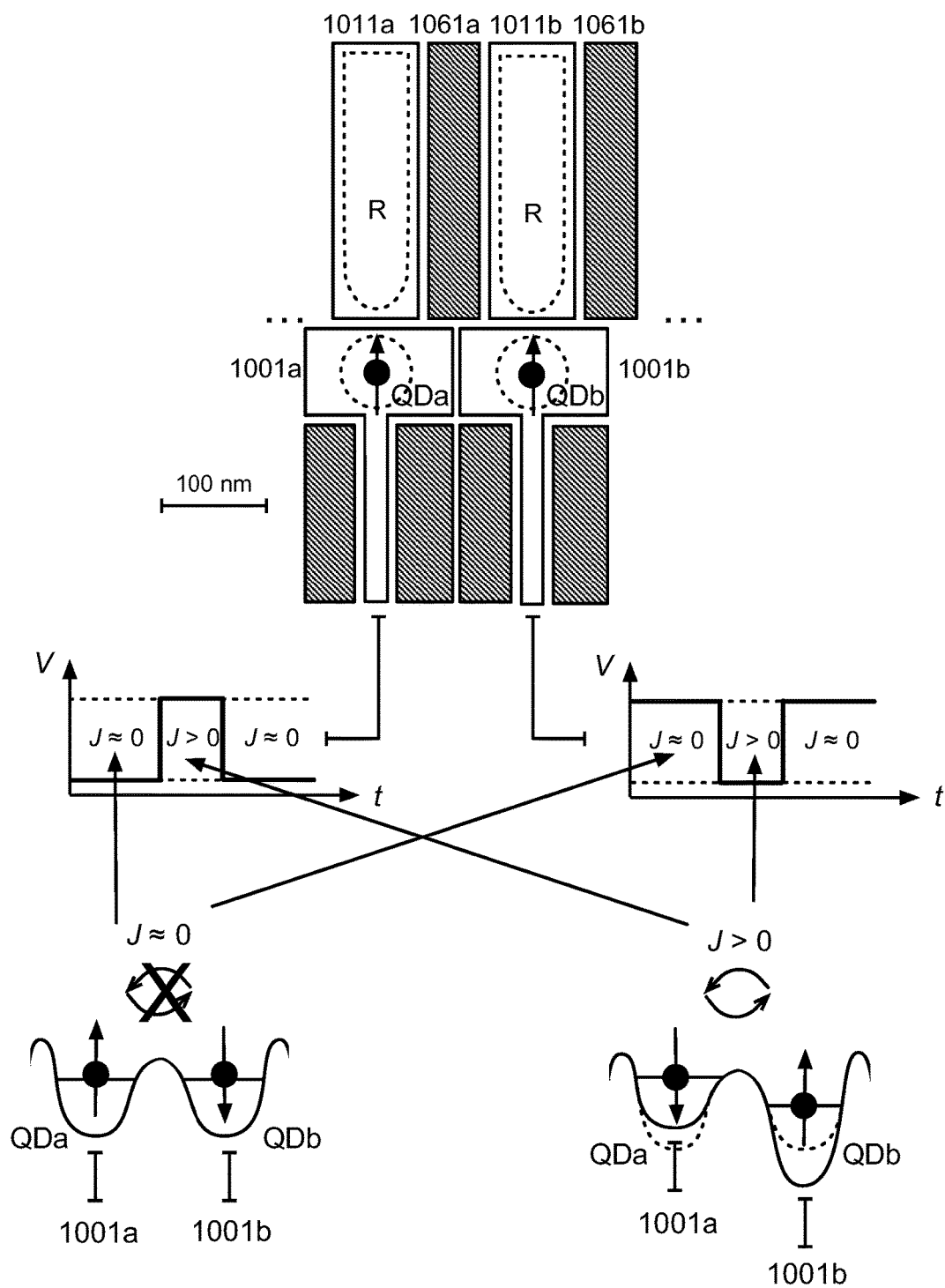


**Figure 9A**

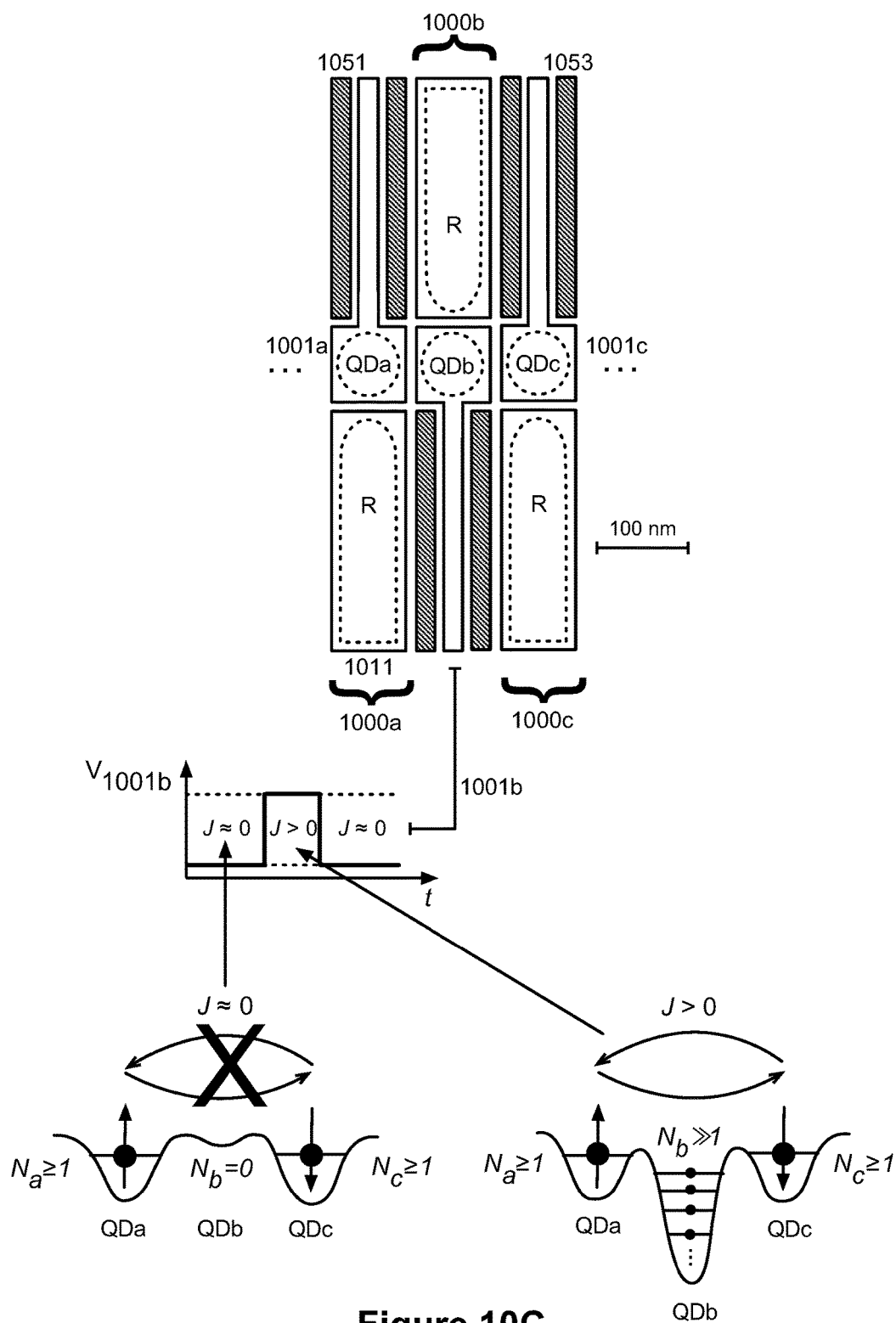


**Figure 9B**





**Figure 10B**



**Figure 10C**

# **ELECTRONIC CIRCUIT FOR CONTROL OR COUPLING OF SINGLE CHARGES OR SPINS AND METHODS THEREFOR**

**[0001]** This application claims priority to U.S. provisional patent application Ser. No. 62/347,346 filed 8 Jun. 2016.

## **STATEMENT REGARDING FEDERALLY-FUNDED RESEARCH**

**[0002]** This invention was supported, in part, under Contract DE-AC04-94AL85000 between Sandia Corporation and the U.S. Department of Energy. The U.S. Government has certain rights in this invention.

## **TECHNICAL FIELD**

**[0003]** This invention relates to quantum computing, and in particular to a micro-electronic circuit for control or coupling of single charges or spins, quantum computing systems incorporating the circuit and methods therefor.

## **BACKGROUND**

**[0004]** In quantum computing, there is a need for means for controlling and coupling of single charges and spins.

**[0005]** In accordance with one approach for the encoding and manipulation of quantum information, what is required is confinement of single electrons. The spin degree of freedom of the electron provides a natural two-level quantum system to encode the information in the form of a quantum bit (qubit), the fundamental unit of quantum information. In this case, the qubit includes a spin up state (state 0), a spin down state (state 1), and interim states that are a superposition of both the spin up and spin down states at the same time. The states of a qubit can be represented as points on the surface of a sphere (the Bloch sphere), as depicted in FIG. 1.

**[0006]** Of the variety of approaches to confining electron spins, confinement of a single electron spin in solid-state is sought with the goal of integration with solid-state (micro-) electronics. Quantum Dots (QDs) provide such confinement by using, in some implementations, electric control gates on a semiconductor substrate. Frequently used substrates include silicon (Si), aluminum gallium arsenide heterostructures (AlGaAs/GaAs), silicon germanium heterostructures (Si/SiGe), and indium arsenide (InAs).

Quantum Computation with Spin Qubits in Quantum Dots

**[0007]** Quantum computation is generally represented as a sequence of operations requiring precise functionalities from a physical circuit. A typical sequence is represented in FIG. 2 for a circuit constituted of single electron spin qubits with quantum dots.

**[0008]** What is required first is an array of quantum dots (QDs) and, in some implementations, their reservoir (R), like in FIG. 2a. Then each quantum dot is initialized with one electron from its reservoir, as illustrated in FIG. 2b. A means for detecting the charge occupation of the QD is thus necessary. This is usually achieved by counting electrons with proximal charge sensors, e.g. quantum point contacts, single electron transistors (SET), or capacitively coupled electrodes.

**[0009]** The next requirement is the ability to initialize all the qubits to a known state. It is performed in some implementations by applying an external magnetic field to polarize the spins, as depicted in FIG. 2c.

**[0010]** Once spins are initialized, the actual computation can begin. A computation can be executed by an adequate combination of single spin rotations (R) and exchange coupling between neighboring spins (J) (FIG. 2f). Arbitrary single spin rotations are generally realized with the application of electron spin resonance (ESR) pulses (FIG. 2d). Being a very short range interaction, the exchange coupling is turned on and off by modulating the tunnel barrier between adjacent quantum dots (FIG. 2e).

**[0011]** Finally, the ability to readout some or preferably all of the qubits is necessary to determine the result of a quantum calculation. In some implementations, this can be obtained by spin dependant tunneling to the reservoir, where the electron occupation in the dot remains one if the spin is up, and becomes zero if the spin is down. The change in occupation is detected by charge sensing (FIG. 2g).

**[0012]** In some attempts, control of coherent electron spin states in quantum dots is limited by short coherence times (very short stability of the superposition state). In this sense qubits are very fragile entities. The challenge is to protect the state of a qubit from the surrounding environment long enough to achieve a sufficient number of logic operations on the quantum state for useful calculations. In order to achieve this feat, the surrounding environment has to be controlled to the fullest extent possible. It has been demonstrated that isotopically enriched <sup>28</sup>Si substrates offers sufficiently long coherence times for robust quantum computing with spin qubits in quantum dots.

## **Quantum Dots**

**[0013]** Many architectures for quantum dots have been proposed. Prior art comes in two forms: arena designs and local accumulation designs. Both forms have been successful in demonstrating several functionalities necessary to quantum computation.

**[0014]** Arena designs rely on electrostatic gates to deplete regions of a two-dimensional electron gas (2DEG), formed by an heterostructure and/or by a global accumulation gate. FIG. 3A is a typical implementation published in the literature. The electrostatic gates (dashed structures) define two quantum dots, QD1 and QD2, tunnel coupled to each other and to reservoirs R1 and R2. A nearby single electron transistor (SET) formed by reservoir R3, QD3 and reservoir R4 is used as a charge sensor of the Double-Quantum-Dot (DQD). Barrier gates 341, 342 and 343 control the tunnel barriers between the reservoirs and the dots, represented by the double arrows. Barrier gates 342 and 331 control the tunnel barrier between the dots, also represented by arrows. Confinement gates 351 to 354 define the size of quantum dots. Plunger gates 352 and 353 set QD1 and QD2 charge states. Gate 371 sets the tunnel barriers and the charge state of the SET. The region labeled 2DEG represents electrons not confined by the gates. The scale bar indicates typical structure dimension in GaAs devices.

**[0015]** FIG. 3B shows a cross section of the arena device in FIG. 3A, following a section along the points A and B in FIG. 3A. The 2DEG is formed in the quantum well layer 393 of the heterostructure 392. The depletion gates, such as 371, 351, and 354, deplete regions of the 2DEG to form the quantum dots QD3, QD1 and QD2. FIG. 3C shows a cross section of a device employing a global top gate (395) to create the 2DEG. The depletion gate layout is similar to the one of the device in FIG. 3A. A dielectric layer 394 isolates



the depletion gates such as **371**, **351**, and **354**, from the global top gate. Layer **391** is the gate oxide that isolates the 2DEG from the gates.

**[0016]** In local accumulation designs, dots and/or reservoirs can be formed directly by local accumulation gates instead of a combination of a global accumulation gate and electrostatic gate areas. Additional gates increase the confinement of accumulated regions and control the tunnel barriers. For example, in the article by Teck Seng Koh, John King Gamble, Mark Friesen, M. A. Eriksson, and S. N. Coppersmith titled Pulse-Gated Quantum-Dot Hybrid Qubit published in Physics Review Letters, PRL 109, 250503 (2012), there is disclosed a device geometry for a top-gated Si/SiGe heterostructure as illustrated in FIG. 4A. The Koh et al. article is also related to US patent application publication 2015/0279981 published on Oct. 1, 2015. The quantum dot well is provided using an accumulation gate, while the reservoir is provided using a depletion mode tunnel barrier gate and confinement in the well is enhanced using various depletion mode gates. FIG. 4B is a further state of the art implementation published in the literature. Two quantum dots, QD1 and QD2, are connected in series to reservoir R2. A proximal single electron transistor formed by reservoir R3, QD3 and reservoir R4 is used as a charge sensor of the double quantum dot DQD. The quantum dots and reservoirs are defined by accumulating electrons under electrostatic gates **401**, **402**, **412**, and **421**. Gate **451** ensures lateral confinement of the double quantum dot. Gates **431**, **442**, **473**, and **474** control tunnel barriers between accumulated regions. The scale bar indicates typical structure dimension in Si devices.

**[0017]** FIG. 4C shows a cross section of the local accumulation device in FIG. 4B, following a section along the points A and B in FIG. 4B. While it is not apparent in FIG. 4A for clarity, the different gates are stacked one on the other as depicted in FIG. 4C. A thin oxide (not shown) covers each gate to insulate it from the others. Gates **401**, **402**, **412** and **421** accumulate locally the QDs and reservoirs, while gate **451** laterally confines QD1 and QD2. Gate **431** control the tunnel barrier between QD1 and QD2, and gate **442** controls the tunnel barrier between QD2 and R2.

## SUMMARY

**[0018]** The transistor is the basis of information technology, the elementary unit of supercomputers predicting weather and the basis of portable computing providing access to knowledge to the whole world. The efficiency of transistors to process information resides in their integration by the millions into integrated circuits enabled by Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS) technology, a class of integrated circuits. CMOS technology has enabled the era of information technology. The present invention facilitates a second information technology revolution using CMOS, by simplifying information processing in a quantum computer. Quantum computing seeks to exploit the properties unique to “the world of the very small” to solve complex problems. But the full potential of quantum computers has not been yet imagined.

**[0019]** Spin qubits in quantum dots are a promising platform for quantum information processing. The present invention allows to simplify the implementation and control of spin qubits in a scalable fashion using CMOS compatible

technology, thus harnessing the full potential of the semiconductor industry for large scale integration and manufacturing.

**[0020]** It has been discovered that tunneling control between reservoirs and quantum dots can be simplified both in terms of wafer level fabrication and in terms of methods of control.

**[0021]** A quantum dot architecture having a split accumulation gate geometry is provided. The architecture includes a reservoir gate, a quantum dot gate, and a spatial gap between the two gates. The gates are placed on top of a semiconductor substrate, with or without an intermediate insulating or oxide layer. The reservoir gate is used to accumulate electrons in the substrate underneath, forming a reservoir. The electrons can originate from doped regions in the substrate, far from the quantum dot. The quantum dot gate is used to attract underneath one or more electrons from the reservoir in a controlled fashion, forming a quantum dot with a tunable discrete number of electrons. The gap between the two gates creates a natural tunnel barrier between the reservoir and the quantum dot. The split gate geometry allows tuning of this tunnel barrier, and thus control of the electron tunneling rate between the dot and the reservoir, with no need for an additional dedicated barrier gate, such as **442** in FIGS. 4B and 4C.

**[0022]** Various configurations of the split accumulation gate geometry are provided for incorporation into a quantum dot array. Such an array can be used to form a quantum processing unit. Various embodiments of quantum processing units based on the split gate geometry are also provided. Examples are provided on how quantum computing requirements such as single qubit and two qubits control, readout, and initialization can be integrated to those quantum processing units.

## BRIEF DESCRIPTION OF THE DRAWINGS

**[0023]** The proposed solution will be better understood by way of the following detailed description of embodiments of the invention with reference to the appended drawings, in which:

**[0024]** FIG. 1 is an illustration of the Bloch sphere showing the possible states of a qubit as points on its surface. The arrow pointing to a cross on the surface of the sphere represents an arbitrary superposition of the basis states 0 and 1.

**[0025]** FIG. 2A is a schematic diagram illustrating a quantum dot array of a quantum processing unit before initialization in accordance with a standard sequence for quantum computation;

**[0026]** FIG. 2B is a schematic diagram of charge initialization of a quantum dot array of a quantum processing unit in accordance with a standard sequence for quantum computation;

**[0027]** FIG. 2C is a schematic diagram of spin initialization of a quantum dot array of a quantum processing unit in accordance with a standard sequence for quantum computation;

**[0028]** FIG. 2D is a schematic diagram illustrating electron spin rotation R of an electron trapped in a quantum dot of a quantum processing unit with an ESR pulse, in accordance with a standard sequence for quantum computation;

**[0029]** FIG. 2E is a schematic diagram illustrating exchange coupling J of two electron spins by exchange

interaction in two adjacent quantum dots of a quantum processing unit in accordance with a standard sequence for quantum computation;

[0030] FIG. 2F is a schematic diagram illustrating a quantum computation decomposed into a specific sequence of electron spin rotations  $R$  and exchange coupling  $J$  acting on an array of qubits, represented as horizontal wires labeled  $i$ ;

[0031] FIG. 2G is a schematic diagram illustrating electron spin readout using spin-dependant tunneling. The top panel corresponds to the case where the spin orientation of the electron does allow tunneling to the reservoir, and the bottom panel corresponds to the case where the spin orientation of the electron does not allow tunneling to the reservoir;

[0032] FIG. 3A is a schematic diagram showing a prior art implementation of an arena dual quantum dot;

[0033] FIG. 3B is a schematic diagram showing a cross-sectional view through the layer structure of the prior art dual quantum dot implementation shown in FIG. 3A;

[0034] FIG. 3C is a schematic diagram showing a cross-sectional view through the layer structure of another prior art implementation of an arena design dual quantum using a global accumulation gate;

[0035] FIG. 4A is a schematic diagram of a device geometry for a top-gated Si/SiGe heterostructure in which the quantum dot well is provided using an accumulation gate, while the reservoir is provided using a depletion mode tunnel barrier gate and confinement in the well is enhanced using various depletion mode gates;

[0036] FIG. 4B is a schematic diagram showing a prior art implementation of a local accumulation design dual quantum dot;

[0037] FIG. 4C is a schematic diagram showing a cross-sectional view through the layer structure of the prior art dual quantum dot implementation shown in FIG. 4B;

[0038] FIG. 5A is a schematic diagram illustrating an embodiment of the split gate structure;

[0039] FIG. 5B is a schematic diagram illustrating a cross-sectional view of the embodiment of the proposed solution of FIG. 5A;

[0040] FIG. 5C is a schematic diagram illustrating the energy band position of the conduction band minima in the semiconductor substrate, as defined by the electric potential of the gates and the spatial gap composing the embodiment of the proposed solution of FIG. 5A;

[0041] FIG. 6A is a schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with an implementation of the embodiment of the proposed solution;

[0042] FIG. 6B is another schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with another implementation of the embodiment of the proposed solution;

[0043] FIG. 6C is another schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with another implementation of the embodiment of the proposed solution;

[0044] FIG. 6D is another schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with another implementation of the embodiment of the proposed solution;

[0045] FIG. 6E is another schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with another implementation of the embodiment of the proposed solution.

[0046] FIG. 6F is another schematic diagram illustrating a split gate quantum dot array structure in accordance with another implementation of the embodiment of the proposed solution.

[0047] FIG. 7A is a scanning electron microscope image showing plan view of a wafer level implementation of a prototype quantum dot device in accordance with the proposed solution;

[0048] FIG. 7B is a schematic plot showing experimental data obtained in operating the quantum dot prototype in accordance with the proposed solution;

[0049] FIG. 7C is a schematic plot showing experimental data obtained in operating the quantum dot prototype in accordance with the proposed solution;

[0050] FIG. 7D is a schematic plot showing numerical simulations data obtained in simulating the operation of the quantum dot prototype in accordance with the proposed solution.

[0051] FIG. 7E is a schematic plot showing experimental data obtained in operating the quantum dot prototype in accordance with the proposed solution;

[0052] FIG. 8 is a schematic diagram illustrating an implementation of capacitive charge sensing in the split gate quantum dot array structure illustrated in FIG. 6B;

[0053] FIG. 9A is a schematic diagram illustrating electron spin rotation of electrons trapped in the quantum dot array in accordance with an implementation of the embodiment of the proposed solution illustrated in FIG. 6B, by the ESR method;

[0054] FIG. 9B is a schematic diagram illustrating electron spin rotation of electrons trapped in the quantum dot array in accordance with an implementation of the embodiment of the proposed solution illustrated in FIG. 6B, by the EDSR method;

[0055] FIG. 10A is a schematic diagram illustrating coupling by exchange interaction of electrons trapped in the quantum dot array in accordance with an implementation of the embodiment of the proposed solution illustrated in FIG. 6B, using tuning of the barrier;

[0056] FIG. 10B is a schematic diagram illustrating coupling by exchange interaction of electrons trapped in the quantum dot array in accordance with a modification of the implementation of the embodiment of the proposed solution illustrated in FIG. 6B, using detuning between the dots;

[0057] FIG. 10C is a schematic diagram illustrating coupling by exchange interaction of electrons trapped in the quantum dot array in accordance with a modification of the implementation of the embodiment of the proposed solution illustrated in FIG. 6E, using a dot as a coupler;

[0058] wherein similar features bear similar labels throughout the drawings. While the layer sequence described is of significance, reference to “top”, “bottom”, “left” and “right” qualifiers in the present specification is made solely with reference to the orientation of the drawings as presented in the application and do not imply any absolute spatial orientation

#### DETAILED DESCRIPTION

[0059] In some embodiments, there is provided a method of forming a quantum dot and a reservoir and controlling the rate of transfer of charges, namely electrons or holes, between them in a semiconductor device for use in a quantum computer. The method can comprise using a split gate geometry for the accumulation gates of the quantum

semiconductor device, where a distinct gate is used to form a quantum dot, and another distinct gate is used to form the reservoir for the quantum dot, with a spatial gap between the two gates.

**[0060]** The split gate geometry is illustrated in FIG. 5A. A positive voltage applied on gate **511** defines the reservoir R in the semiconductor substrate underneath. A positive voltage applied on gate **501** defines the quantum dot QD in the semiconductor substrate underneath. The spatial gap between the two gates is labeled S, and it defines a tunnel barrier T in the semiconductor substrate underneath. Scale bar indicates typical dimensions in a silicon device. FIG. 5B shows a schematic cross-sectional view of the quantum semiconductor device including a split gate geometry and the regions it defines in a semiconductor substrate. Region **590** is the accumulation gate layer, with **501** the QD accumulation gate, **511** the reservoir accumulation gate, and S the spatial gap. Region **591** is the dielectric layer isolating the gates from the substrate (**592**). The reservoir R, the quantum dot QD, and the tunnel barrier T are formed at the interface between regions **591** and **592**.

**[0061]** FIG. 5C shows the energy of the conduction band following the axis reservoir-dot in the device illustrated in FIGS. 5A and 5B when positive voltages are applied on gates **501** and **511**. The reservoir R is filled with electrons occupying a continuum of energies, and the quantum dot QD presents discrete energy levels, indicated by horizontal lines. Between the dot and the reservoir, the tunnel barrier T sets the tunneling rate  $\Gamma$  of electrons. The barrier is often characterized by its height  $h$  and width  $w$ . Tuning of the barrier involves modifying  $h$  and/or  $w$  and can affect  $\Gamma$ .

**[0062]** The method for controlling the rate of transfer of electrons between an electron reservoir and a quantum dot in a semiconductor device presenting a split gate geometry as described above can comprise adjusting the potential of the reservoir accumulation gate to adjust the transfer rate of electrons between the reservoir and its corresponding dot and compensating accordingly the voltage on the dot accumulation gate to maintain the dot occupation number constant. The split gate geometry, using only two gates and a spatial gap between them, can perform reservoir formation, quantum dot formation, and tunnel rate control. With prior art implementations of local accumulation devices, those three functionalities are performed with accumulation gates for reservoirs and quantum dots formation, and one or more barrier gates for tunnel rate control.

**[0063]** The invention as described could be used to simplify design and control of local accumulation quantum dots in silicon, silicon germanium heterostructures, gallium arsenide heterostructures, or any other standard semiconductor substrates.

**[0064]** FIG. 6A is an implementation of a quantum dot array using the invention. The proposed geometry illustrated in FIG. 5A can be used to form a QD array. The elementary unit **600a** of the architecture illustrated in FIG. 6A, is composed of the reservoir gate **611**, QD charge gate **601**, spatial gap S, QD confinement gate **651**, reservoir confinement gate **661** and coupling gate **631**. A positive voltage applied on gates **611** and **601** will form the reservoir R and the quantum dot QD, as well as the tunnel barrier T separating them. Confinement gates **651** and **661** help confining the regions associated with the quantum dots and the reservoirs, respectively, when a negative voltage is applied to them. Modifying the voltage applied to coupling gate **631**

will control the tunnel barrier between two adjacent quantum dots, which is important for two-qubit operations. This arrayed chain is illustrated as having 3 quantum dots with more on each side. The elementary unit **600a** can be repeated as much as needed to provide an arrayed chain of quantum dots of any desired length. As illustrated in FIG. 6A, gates **601** influence (are connected to) the QDs from the top using 3D wafer level fabrication techniques.

**[0065]** It will be appreciated that the embodiment of FIG. 6A provides control for the reservoir accumulation mainly via gate **611** and the QD charge occupation mainly via gate **601**, and provides a simplified control over the tunnel properties in terms of number of required gates over prior art implementations, such as the one illustrated in FIG. 4A in which an additional depletion mode gate is used to control the tunnel rate, by using only gates **611** and **601** and no dedicated barrier gate to control the tunnel rate.

**[0066]** The split gate geometry can be adapted for 2D wafer level fabrication techniques for example as illustrated schematically in FIG. 6B. In accordance with this implementation of the embodiment of the invention, two confinement gates **651** and **653** can be employed instead of one, to deplete the region under the arm of gate **601** when a positive voltage is applied to it. Alternatively, in accordance with another embodiment of the invention, illustrated in FIG. 6C, a single confinement gate **651** could be used. Scale bars in FIGS. 6A, 6B and 6C illustrate typical dimensions needed for the implementation of every function of a scalable quantum information processing device in a silicon substrate.

**[0067]** The arrangement of the reservoirs R need not be on one side of the device. Alternatively, reservoirs can be arranged as desired, for example alternately on different sides as illustrated in FIGS. 6D and 6E. It will be appreciated that the quantum dots and reservoirs need not be arranged in a straight line but can follow different arrangements that permit controlled coupling between the qubits, whether a curved line or a staggered pattern.

**[0068]** Coupling gates between the quantum dots QD need not be present, as illustrated in FIG. 6E.

**[0069]** A second reservoir R can be added in series with the first reservoir and the quantum dot to perform transport measurements. This is illustrated in FIG. 6E, where the QD gate **601** is placed in between the reservoir gates **611** and **612** so that a current can flow across the reservoir under **611** through the QD under **601** and across the reservoir under **612**. The reservoirs need not be arranged in front of one another to perform transport measurement. The arrangement of FIGS. 6A, 6B, 6C, 6D and 6E also allow transport from one reservoir to another through QDs in series with them, such as from the reservoir under **611a** to the reservoir under **611b** through QDs under gates **601a** and **601b** successively.

**[0070]** FIG. 7A illustrates a plan view of a QD structure implemented in accordance with the proposed solution demonstrating tunnel rate control, dot formation and reservoir formation with the split gate geometry. All gates are 2D wafer level manufactured of polycrystalline silicon. A positive voltage is applied on gate **711** to form the reservoirs R1 at the interface between the substrate and the dielectric layer (like layer **592** in FIG. 5B). A positive voltage is applied on gate **701** to form the quantum dot QD1 at the interface between the substrate and the dielectric layer. A positive voltage is applied to gate **722** to form the reservoirs R2 and R3 and the dot QD2 of the SET, to be used as a charge

sensor. Gates **773** and **774** help to control the tunnel barriers of the SET, and are operated with negative voltages. Gates **743** and **752** enhance confinement of the SET and are operated with a negative voltage. The voltage applied on gates **731** and **742** helps confine the quantum dot QD1. The current through the SET is measured to obtain the charge state of QD1. A gap exists between gates **701** and **711**. This spatial separation forms the tunnel barrier T between QD1 and R1. The axis along the arrow between points A and B is the axis of measurement for FIG. 7D.

**[0071]** FIG. 7B illustrates experimental data plots showing the effect of reservoir gate **711** and dot gate **701** on the tunnel rate between the reservoir R1 and the dot QD1. In this stability diagram, gates **701** and **711** are swept through control potentials to navigate the charge states of QD1, and the current through the SET is measured. Charge states are indicated as (N), where N is the number of electrons in QD1. Taking the derivative of the SET current as a function of gate **701** voltage, transitions become visible. Those transitions are designated by arrows and correspond to transitions in the number of electrons in QD1. Inset shows the measured tunnel rate as a function of gate **711** voltage for the colored points on the transition in the background stability diagram. The voltage on gate **701** is also slightly different for each data point, as increasing the voltage on gate **711** moves the dot energy states, and this must be compensated with a diminution of the voltage on gate **701** to keep the number of electrons constant in the quantum dot. Data in the inset indicates an increase in tunnel rate as a function of gate **711** control voltage.

**[0072]** FIG. 7C illustrates an experimental data plot demonstrating a technique for efficient charge initialization in a quantum dot using the proposed solution. In this stability diagram, gates **701** and **711** are swept through control potentials to navigate the charge states of QD1, and the current through the SET is measured. Charge states are indicated as (N), where N is the number of electrons in QD1. Transitions corresponding to transitions in the number of electrons in QD1 are designated by arrows. The region N=0 is identified by the absence of further transitions in the signal. In prior art implementations, where a split gate geometry is not used to control the tunnel rate between the dot and the reservoir, the identification of the N=0 region is complicated by the fact that further transitions might not be visible because of a too low tunnel rate. In accordance with the proposed solution, sweeping only gates **701** and **711** allows to scan the entire parameter space, going from a lower tunnel rate region to a higher tunnel rate region in a single scan. This principle is demonstrated experimentally in FIG. 7B. This technique is useful to detect the last transition with a single stability diagram, as even if it is not visible in a lower tunnel rate region, it will become apparent in the higher tunnel rate region of the stability diagram.

**[0073]** FIG. 7D illustrates numerical simulation data obtained in simulating the operation of the quantum dot prototype in accordance with the proposed solution. The conduction band edge along the AB axis shown in FIG. 7A is obtained at increasing reservoir gate **711** voltages, from 3 to 4 V, with 0.25 V increments. The simulations show that increase of the gate **711** voltage lowers the tunnel barrier height and reduces its width. This is consistent with the observed associated increase in tunnel rate for experimental data as in FIG. 7C.

**[0074]** FIG. 7E shows an experimental data plot obtained from mathematical treatment of the stability diagram of FIG. 7C. Data points correspond to the calculated gate to dot capacitance ratio of gates **711** and **701**, as a function of the voltage applied to gate **711**, for the transition between regions **2** and **3** of FIG. 7C. The curve is a fit to the data points, and is approximately exponential. FIG. 7E shows that the gate to dot capacitance ratio for gates **711** and **701** diminishes with increased gate **711** voltage. This indicates that the gate **711** becomes less and less efficient at displacing the dot energy level as its voltage is increased.

**[0075]** In accordance with the proposed solution, formation of a reservoir and a quantum dot and control of tunneling rate between them is provided with a minimal gate count and a single gate stack. This simplification in gate architecture is advantageous for scalability. From an operational perspective, the proposed solution facilitates the control, readout and initialization of multiple quantum dots charge states, since it's possible to attach a reservoir to each dot in a 1D quantum dot array. Furthermore, the proposed solution was demonstrated in a device fabricated by an entirely CMOS compatible process, using a single stack of polysilicon gates and subtractive lithography processes.

#### Quantum Processing Unit

**[0076]** Multiple Quantum Dot (QD) structures proposed herein can be used in providing algorithmic and/or logical calculations in a quantum computing unit of a central processing unit. Examples of integration of essential functionalities for quantum computation to QD array structures implemented with the split gate geometry are provided. Those functionalities include (i) charge sensing, (ii) charge initialization, (iii) single spin rotations, and (iv) exchange coupling.

**[0077]** For simplicity, ancillary electronic components providing: memory storage such as random access memory storage, input data registers, input address registers, output data registers, output address registers, latches, etc. are not illustrated.

**[0078]** In accordance with the proposed solution, FIG. 8 illustrates the architecture of an implementation in which capacitive charge sensing is employed in a QD array structure illustrated in FIG. 6B. In this implementation, confinement gate **853a** from unit cell **800a** is connected to an inductance L and to a radio-frequency source RF-in. Changes in the occupation number of the associated QD modify the capacitance between **853a** gate and the QD. This affects the resonance frequency of the RLC resonator, and thus the reflected signal RF-out. Each QD in the array can employ a corresponding charge detection circuit for improved sensitivity. Without limiting the invention, in alternate variant implementations the charge detection circuit could also be integrated to gate **811** or **851**. Other implementations could include different readout circuits sensitive to the change in the occupation number of the QDs through their capacitance to field-effect-transistors (FET) or capacitive bridges (see U.S. Pat. Nos. 5,889,288 and 7,830,695). Alternatively, other proximal charge sensors such as single electron transistors can also be included in a quantum dot array in accordance with the proposed solution, as evident with the prototype presented in FIG. 7A.

**[0079]** In accordance with the proposed solution, charge initialization of a quantum dot is obtained by sweeping through control potentials for the reservoir accumulation

gate (like gate **811a** in FIG. **8**) and the quantum dot accumulation gate (like gate **801a** in FIG. **8**). The transition indicative of the last electron leaving/entering the quantum dot in the resulting stability diagram is straightforward to identify with the split gate geometry. This is due to the tuning of the tunnel rate, dot occupation, and reservoir density as the two accumulation gates are swept. The last transition will inevitably become apparent when the tunnel rate is high enough, even if it is not visible in a given regime. In an arrayed chain of quantum dots in accordance with the proposed solution, such a procedure is available to each quantum dot in the array.

**[0080]** In accordance with the proposed solution, FIG. **9A** schematically illustrates functional details of an implementation employing ESR for addressable single electron spin rotations employed in a QD array structure illustrated in FIG. **6B**. An oscillating current  $I_{ac}$  is forced through a high-frequency antenna, producing an oscillating magnetic field  $B_{ac}$  having a frequency  $f_{ac}$ . A property referred to as the Zeeman energy  $E_Z$  of the electron spin in the QD under gate **901a** is initially off-resonance with  $B_{ac}$ . The transverse electric field  $E_x$  can be controlled by applying a pulse of voltage  $V$  on the accumulation gate **901a**, which affects the g-factor  $g$  of the electron, bringing  $E_Z$  into resonance with  $f_{ac}$ . Other QDs in the array will not be brought into resonance by this procedure applied to the gate **901a**. The duration  $\Delta t$  of the pulse determines the amplitude of the spin rotation, while its phase determines the angle of rotation on the Bloch sphere. Every qubit in the chain (QD array) can be individually addressed by connecting each **901** gate to a corresponding pulsing circuit.

**[0081]** In accordance with the proposed solution, FIG. **9B** schematically illustrates functional details of another implementation employing Electron Dipole Spin Resonance (EDSR) for addressable single electron spin rotations employed in a QD array structure illustrated in FIG. **6B**. An asymmetrical strip of ferromagnetic material with magnetization  $M$ , positioned on top of gate **911** for each qubit cell, provides an inhomogeneous transverse magnetic field  $B_x$  for each QD. The external magnetic field component  $B_z$  sets the Zeeman energies  $E_Z$  of the QDs. An AC pulse of voltage  $V$  and frequency  $f_{ac}$ , in resonance with  $E_Z$  of the addressed electron is applied to gate **951** and/or **953** of the corresponding unit cell to oscillate the electron's position in the QD. In combination with the transverse magnetic field produced by the ferromagnetic strip which also has an inhomogeneous component  $B_x$ , applying the AC pulse produces an effective oscillating magnetic field  $B_{ac}$  in resonance with  $E_Z$ . The g-factor of each trapped electron in the chain can be individually tuned using its gate **901**, which ensures a dot-specific Zeeman energy. Consequently, other QDs in the array will not be brought into resonance by the pulse applied to the confinement gates of the addressed electron. The duration  $\Delta t$  of the pulse determines the amplitude of the spin rotation, while its phase determines the angle of rotation on the Bloch.

**[0082]** While not explicitly illustrated in FIGS. **8**, **9A** and **9B**, the person skilled in the art will understand that the semiconductor device further comprises control circuitry connected to the reservoir accumulation gate and the quantum dot accumulation gate for applying to the reservoir gate and the quantum dot gate a common polarity electrical potential to defines the tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between the quantum dot well and the

electric charge reservoir without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate. Such circuitry can also control voltages applied to the gates for setting charges in the quantum dot reservoirs, control charge movements, and/or control spin state setting and readout.

**[0083]** The control circuitry can comprise but is not limited to: voltage sources, current monitors, voltage-to-current converters, attenuators, amplifiers, bias-tee to combine AC and DC signals, high frequency (radio-frequency and microwave) sources, pulse generators, lock-in amplifiers, RLC circuits, filters. The control circuitry can either be connected externally to the quantum dot device, in a similar fashion to what is described in the article titled "An addressable quantum dot qubit with fault-tolerant control fidelity" by Veldhorst et al. and published in Nature Nanotechnology **9**, 981 (2014), or it could be integrated, in parts or in its entirety, directly to the quantum dot structure to form a single device, following proposals in the article titled "Silicon CMOS architecture for a spin-based quantum computer" by M. Veldhorst et al., arXiv:1609.09700 (2016) and in the article titled "Interfacing spin qubits in quantum dots and donors—hot, dense and coherent" by L. M. K. Vandersypen et al., arXiv:1612.05936 (2016).

**[0084]** In accordance with the proposed solution, FIG. **10A** illustrates the architecture of an implementation in which exchange coupling is employed in a QD array structure illustrated in FIG. **6B**. The coupling between two neighboring electrons formed under gates **1001a** and **1001b** is provided by switching on the exchange interaction  $J$  by increasing the voltage  $V$  applied on barrier gate **1031a**. Increasing the voltage  $V$  on gate **1031a** lowers the tunnel barrier between the two dots QDa and QDb, as illustrated in the schematic associated with the  $J>0$  region of the  $V$  versus  $t$  graph. The schematic shows the energy minima of the conduction band along the two adjacent quantum dots when the dot accumulation gates **1001a** and **1001b** are activated with a positive voltage. The horizontal dimension is spatial while the vertical dimension is representative of the conduction band energy. Both quantum dots contain a single electron occupying the discrete energy levels represented by horizontal lines. The arrows indicate the direction of the spin. By increasing the voltage on barrier gate **1031a** during a finite time interval, the tunnel barrier is lowered, allowing for coupling to occur. As illustrated in the schematic associated with the  $J=0$  region of the  $V$  versus  $t$  graph, the exchange coupling is turned off by increasing the tunnel barrier energy, which is done by lowering the voltage  $V$  applied on gate **1031a**. Alternately, the exchange interaction  $J$  could be turned on and off by modulating the energy difference between QDa and QDb (the detuning) with voltages applied to gates **1001a** and **1001b**, as represented in FIG. **10B**. In this implementation, tunnel barrier gate **1031a** is removed, since by setting the spatial gap between gates **1001a** and **1001b** to a determined value, exchange coupling can be realized only via detuning with gates **1001a** and **1001b**. In another version, the exchange interaction  $J$  could be modulated by the number of electrons present in a coupling quantum dot between the two quantum dots of interest, as represented in FIG. **10B**. In this implementation, there is no need for tunnel barrier gates between the quantum dots. The exchange interaction  $J$  between QDa and QDb is turned on and off by the presence or absence of electrons in QDb, respectively. The number of electrons in QDb is tuned

by the voltage on gate **1001b**. Electrons can be loaded or unloaded to QDb directly through reservoir Rb under gate **1011b**.

**[0085]** The proposed solution can be applied to: solving problems intractable to solve via classical computing such as simulation of physical models (weather prediction, molecular structures, etc.); cryptography; secure communications; etc. Such application would be of interest at least to: scientific research; pharmaceuticals; banking; space exploration; government agencies (agricultural, security, emergency response, population planning, etc.)

**[0086]** For certainty, process steps presented herein are understood to be employed in either in sequence or in parallel and not limited to the sequence described above.

**[0087]** While the invention has been shown and described with reference to preferred embodiments thereof, it will be recognized by those skilled in the art that various changes in form and detail may be made therein without departing from the spirit and scope of the invention as defined by the appended claims.

1. A semiconductor device for use in a quantum computer, the device comprising:

a reservoir accumulation gate defining an electric charge reservoir in a semiconductor substrate;

a quantum dot accumulation gate defining a quantum dot well in the semiconductor substrate;

a gap between said reservoir accumulation gate and said quantum dot accumulation gate;

wherein said gap provides a tunnel barrier between said electric charge reservoir and said quantum dot well, and a common polarity electrical potential applied to said reservoir gate and said quantum dot gate defines a tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between said quantum dot well and said electric charge reservoir without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate.

2. A semiconductor device for use in a quantum computer, the device comprising an arrangement of quantum dots and their related control structures, the device comprising:

an array of reservoir accumulation gates defining electric charge reservoirs;

an array of quantum dot accumulation gates defining quantum dot wells with each one of said quantum dot gates arranged next to one end of a corresponding one of said reservoir gates with a gap therebetween to provide a tunnel barrier, a common polarity electrical potential applied to said reservoir gates and said quantum dot gates defining a tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between a respective one of said quantum dot wells and said electric charge reservoirs without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate; and an array of barrier gates, an electrical potential applied to said barrier gates able to control charge spin coupling between charges trapped in said quantum dot wells.

3. The device as defined in claim 1, further comprising: an array of control gates arranged near said reservoir gates and said quantum dot gates, an electrical potential

applied to said control gates able to confine electrons within said quantum dot wells and said electron reservoirs;

4. The device as defined in claim 2, wherein said array of quantum dot gates provides a straight row of said quantum dot wells.

5. The device as defined in claim 1, wherein said device is a Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS) device.

6. The device as defined in claim 5, wherein said device is made using 3D wafer level fabrication techniques.

7. The device as defined in claim 5, wherein said device is made using 2D wafer level fabrication techniques.

8. The device as defined in claim 5, wherein said device comprises silicon 28 isotope enriched silicon substrate material.

9. The device as defined in claim 1, further comprising control circuitry connected to said reservoir accumulation gate and said quantum dot accumulation gate for applying to said reservoir gate and said quantum dot gate a common polarity electrical potential to defines said tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between said quantum dot well and said electric charge reservoir without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate.

10. A method of transferring charges between an electric charge reservoir and a quantum dot in a semiconductor device for use in a quantum computer, the method comprising:

providing a gap between a reservoir accumulation gate and a quantum dot accumulation gate in a semiconductor substrate;

applying a common polarity electrical potential to each of said reservoir gate and said quantum dot gate to create a tunnel barrier between a quantum dot well and an electric charge reservoir in said semiconductor substrate

adjusting the electrical potential to at least one of said reservoir gate and said quantum dot gate to adjust a tunnel barrier height, width and charge tunneling rate between said quantum dot well and said electric charge reservoir without relying on any barrier gate to control the charge tunneling rate;

said adjusting being done while detecting a number of charges in the quantum dot well or charge flow between the quantum dot well and the electric charge reservoir in said semiconductor substrate so as to provide in said quantum dot well a predetermined number of electric charges.

11. The method as defined in claim 10, wherein a positive electrical potential is applied to each of said reservoir gate and said quantum dot gate, said predetermined number of electric charges being a number of electrons.

12. The method as defined in claim 11, wherein said number of electrons is a single electron.

13. The method as defined in claim 10, wherein said semiconductor device is as defined in claim 1.

14. (canceled)

\* \* \* \* \*



# Bibliographie

- [1] Paul Benioff. The computer as a physical system : A microscopic quantum mechanical Hamiltonian model of computers as represented by Turing machines. *Journal of Statistical Physics* **22**, 563–591 (1980).
- [2] Richard P. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics* **21**(6-7), 467–488 (1982).
- [3] David P. DiVincenzo. Quantum Computation. *Science* **270**(5234), 255–261 (1995).
- [4] Seth Lloyd. Universal Quantum Simulators. *Science* **273**(5278), 1073–1078 (1996).
- [5] Peter W. Shor. Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* **26**, 1484 (1997).
- [6] David Elieser Deutsch, Adriano Barenco et Artur Ekert. Universality in quantum computation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences* **449**(1937), 669–677 (1995).
- [7] David P. DiVincenzo. The Physical Implementation of Quantum Computation. *Fortschritte der Physik* **48**(9-11), 771–783 (2000).
- [8] John Preskill. Quantum Computing in the NISQ era and beyond. *Quantum* **2**(July), 79 (2018).
- [9] Michel H. Devoret et John M. Martinis. Implementing Qubits with Superconducting Integrated Circuits. *Quantum Information Processing* **3**(1), 163–203 (2004).
- [10] John Clarke et Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature* **453**(7198), 1031–42 (2008).
- [11] G. Wendin. Quantum information processing with superconducting circuits : a review. *Reports on Progress in Physics* **80**(10), 106001 (2017).
- [12] P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson et W. D. Oliver. A quantum engineer’s guide to superconducting qubits. *Applied Physics Reviews* **6**(2), 21318 (2019).
- [13] Frank Arute, Kunal Arya, Ryan Babbush, Dave Bacon, Joseph C. Bardin, Rami Barends, Rupak Biswas, Sergio Boixo, Fernando G. S. L. Brandao, David A. Buell, Brian Burkett, Yu Chen, Zijun Chen, Ben Chiaro, Roberto Collins, William Courtney, Andrew Dunsworth, Edward Farhi, Brooks Foxen, Austin Fowler, Craig Gidney, Marissa Giustina, Rob Graff, Keith Guerin, Steve Habegger, Matthew P. Harrigan, Michael J. Hartmann, Alan Ho, Markus Hoffmann, Trent Huang, Travis S. Humble, Sergei V. Isakov, Evan Jeffrey, Zhang Jiang, Dvir Kafri, Kostyantyn Kechedzhi, Julian Kelly, Paul V. Klimov, Sergey Knysh, Alexander Korotkov, Fedor Kostritsa, David Landhuis, Mike Lindmark, Erik Lucero, Dmitry Lyakh, Salvatore Mandrà, Jarrod R. McClean, Matthew McEwen, Anthony Megrant, Xiao Mi, Kristel Michielsen, Masoud Mohseni, Josh Mutus, Ofer Naaman, Matthew Neeley, Charles Neill, Murphy Yuezhen Niu, Eric Ostby, Andre Petukhov, John C. Platt, Chris Quintana, Eleanor G. Rieffel, Pedram Roushan, Nicholas C.



- Rubin, Daniel Sank, Kevin J. Satzinger, Vadim Smelyanskiy, Kevin J. Sung, Matthew D. Trevithick, Amit Vainsencher, Benjamin Villalonga, Theodore White, Z. Jamie Yao, Ping Yeh, Adam Zalcman, Hartmut Neven et John M. Martinis. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature* **574**(7779), 505–510 (2019).
- [14] Emily Conover. Google claimed quantum supremacy in 2019, and sparked controversy. *Science News* (2019).
- [15] Edwin Pednault, John A. Gunnels, Giacomo Nannicini, Lior Horesh et Robert Wisnieff. Leveraging Secondary Storage to Simulate Deep 54-qubit Sycamore Circuits. *arXiv* (quant-ph/1910.09534) (2019).
- [16] Michael Brooks. Quantum computer buyers' guide : Hardware. *New Scientist* , 2991 (2014).
- [17] R. Hanson. Spins in few-electron quantum dots. *Reviews of Modern Physics* **79**(December), 1217–1265 (2007).
- [18] L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing et S. Tarucha. Few-electron quantum dots. *Reports on progress in physics* **64**(6), 701–736 (2001).
- [19] Daniel Loss et David P. DiVincenzo. Quantum computation with quantum dots. *Physical Review A* **57**(1), 120–126 (1998).
- [20] B. E. Kane. *Nature* .
- [21] Alexei M. Tyryshkin, Shinichi Tojo, John J. L. Morton, Helge Riemann, Nikolai V. Abrosimov, Peter Becker, Hans-Joachim Pohl, Thomas Schenkel, Michael L. W. Thewalt, Kohei M. Itoh et S. A. Lyon. Electron spin coherence exceeding seconds in high-purity silicon. *Nature materials* **11**(2), 143–7 (2012).
- [22] Andrea Morello, Jarryd J. Pla, Floris A. Zwanenburg, Kok W. Chan, Kuan Y. Tan, Hans Huebl, Mikko Möttönen, Christopher D. Nugroho, Changyi Yang, Jessica A. van Donkelaar, Andrew D. C. Alves, David N. Jamieson, Christopher C. Escott, Lloyd C. L. Hollenberg, Robert G. Clark et Andrew S. Dzurak. Single-shot readout of an electron spin in silicon. *Nature* **467**(7316), 687–91 (2010).
- [23] Jarryd J. Pla, Kuan Y. Tan, Juan P. Dehollain, Wee H. Lim, John J. L. Morton, Floris A. Zwanenburg, David N. Jamieson, Andrew S. Dzurak et Andrea Morello. High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon. *Nature* **496**(7445), 334–8 (2013).
- [24] Juha T. Muhonen, Juan P. Dehollain, Arne Laucht, Fay E. Hudson, Rachpon Kalra, Takeharu Sekiguchi, Kohei M. Itoh, David N. Jamieson, Jeffrey C. McCallum, Andrew S. Dzurak et Andrea Morello. Storing quantum information for 30 seconds in a nanoelectronic device. *Nature Nanotechnology* **9**(12), 986–991 (2014).
- [25] Y. He, S. K. Gorman, D. Keith, L. Kranz, J. G. Keizer et M. Y. Simmons. A two-qubit gate between phosphorus donor electrons in silicon. *Nature* **571**(7765), 371–375 (2019).
- [26] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson et A. C. Gossard. Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots. *Science (New York, N.Y.)* **309**(5744), 2180–4 (2005).
- [27] Dohun Kim, Zhan Shi, C. B. Simmons, D. R. Ward, J. R. Prance, Teck Seng Koh, John King Gamble, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et Mark a. Eriksson. Quantum control and process tomography of a semiconductor quantum dot hybrid qubit. *Nature* **511**(7507), 70–4 (2014).
- [28] Kenta Takeda, Akito Noiri, Jun Yoneda, Takashi Nakajima et Seigo Tarucha. Resonantly driven singlet-triplet spin qubit in silicon. *arXiv* (cond-mat.mes-hall/1910.00771) (2019).
- [29] R. Maurand, X. Jehl, D. Kotekar-Patil, A. Corna, H. Bohuslavskyi, R. Laviéville, L. Hutin, S. Barraud, M. Vinet, M. Sanquer et S. De Franceschi. A CMOS silicon spin qubit. *Nature Communications* **7**, 3–8 (2016).

- [30] L. A. Terrazos, E. Marcellina, S. N. Coppersmith, Mark Friesen, A. R. Hamilton, Xuedong Hu, Belita Koiller, A. L. Saraiva, Dimitrie Culcer et Rodrigo B. Capaz. Theory of hole-spin qubits in strained germanium quantum dots. *arXiv* (1803.10320) (2018).
- [31] Floris A. Zwanenburg, Andrew S. Dzurak, Andrea Morello, Michelle Y. Simmons, Lloyd C. L. Hollenberg, Gerhard Klimeck, Sven Rogge, Susan N. Coppersmith et Mark A. Eriksson. Silicon quantum electronics. *Reviews of Modern Physics* **85**(3), 961–1019 (2013).
- [32] J. M. Hornibrook, J. I. Colless, A. C. Mahoney, X. G. Croot, S. Blanvillain, H. Lu, A. C. Gossard et D. J. Reilly. Frequency multiplexing for readout of spin qubits. *Applied Physics Letters* **104**(10), 1–5 (2014).
- [33] Bishnu Patra, Rosario M. Incandela, Jeroen P.G. Van Dijk, Harald A.R. Homulle, Lin Song, Mina Shahmohammadi, Robert Bogdan Staszewski, Andrei Vladimirescu, Masoud Babaie, Fabio Sebastiano et Edoardo Charbon. Cryo-CMOS Circuits and Systems for Quantum Computing Applications. *IEEE Journal of Solid-State Circuits* **53**(1), 309–321 (2018).
- [34] S. Bonen, U. Alakusu, Y. Duan, M. J. Gong, M. S. Dadash, L. Lucci, D. R. Daughton, G. C. Adam, S. Iordanescu, M. Pasteanu, I. Gangu, H. Jia, L. E. Gutierrez, W. T. Chen, N. Messaoudi, D. Harame, A. Muller, R. R. Mansour, P. Asbeck et S. P. Voinigescu. Cryogenic characterization of 22-nm FDSOI CMOS technology for quantum computing ICs. *IEEE Electron Device Letters* **40**(1), 127–130 (2019).
- [35] Michael A. Nielsen. A simple formula for the average gate fidelity of a quantum dynamical operation. *Physics Letters A* **303**(4), 249–252 (2002).
- [36] E. Knill. Quantum computing with realistically noisy devices. *Nature* **434**(7029), 39–44 (2005).
- [37] Austin G. Fowler, Adam C. Whiteside et Lloyd C. L. Hollenberg. Towards Practical Classical Processing for the Surface Code. *Phys. Rev. Lett.* **108**(18), 180501 (2012).
- [38] M. Veldhorst, J. C. C. Hwang, C. H. Yang, a. W. Leenstra, B. de Ronde, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello et a. S. Dzurak. An addressable quantum dot qubit with fault-tolerant control-fidelity. *Nature nanotechnology* **9**(October), 981–985 (2014).
- [39] F. Koppens, K. Nowack et L. Vandersypen. Spin Echo of a Single Electron Spin in a Quantum Dot. *Physical Review Letters* **100**(23), 236802 (2008).
- [40] W. M. Witzel et S. Das Sarma. Multiple-Pulse Coherence Enhancement of Solid State Spin Qubits. *Phys. Rev. Lett.* **98**(7), 77601 (2007).
- [41] B. Lee, W. M. Witzel et S. Das Sarma. Universal Pulse Sequence to Minimize Spin Dephasing in the Central Spin Decoherence Problem. *Phys. Rev. Lett.* **100**(16), 160505 (2008).
- [42] Götz S. Uhrig. Keeping a Quantum Bit Alive by Optimized  $\pi$ -Pulse Sequences. *Phys. Rev. Lett.* **98**(10), 100504 (2007).
- [43] S. Meiboom et D. Gill. Modified Spin Echo Method for Measuring Nuclear Relaxation Times. *Review of Scientific Instruments* **29**(8), 688–691 (1958).
- [44] Jiangfeng Du, Xing Rong, Nan Zhao, Ya Wang, Jiahui Yang et R. B. Liu. Preserving electron spin coherence in solids by optimal dynamical decoupling. *Nature* **461**, 1265 (2009).
- [45] B. M. Maune, M. G. Borselli, B. Huang, T. D. Ladd, P. W. Deelman, K. S. Holabird, A. A. Kiselev, I. Alvarado-Rodriguez, R. S. Ross, A. E. Schmitz, M. Sokolich, C. A. Watson, M. F. Gyure et A. T. Hunter. Coherent singlet-triplet oscillations in a silicon-based double quantum dot. *Nature* **481**(7381), 344–7 (2012).
- [46] Kenta Takeda, Jun Kamioka, Tomohiro Otsuka, Jun Yoneda, Takashi Nakajima, Matthieu R. Delbecq, Shinichi Amaha, Giles Allison, Tetsuo Kodera, Shunri Oda et Seigo Tarucha. A fault-tolerant addressable spin qubit in a natural silicon quantum dot. *Science Advances* **2**(8), e1600694 (2016).

- [47] Jun Yoneda, Kenta Takeda, Tomohiro Otsuka, Takashi Nakajima, Matthieu R. Delbecq, Giles Allison, Takumu Honda, Tetsuo Kadera, Shunri Oda, Yusuke Hoshi, Noritaka Usami, Kohei M. Itoh et Seigo Tarucha. A quantum-dot spin qubit with coherence limited by charge noise and fidelity higher than 99.9%. *Nature Nanotechnology* **13**(2), 102–106 (2018).
- [48] Patrick Harvey-Collard, Tobias N. Jacobson, Martin Rudolph, Jason Dominguez, Gregory A. Ten Eyck, Joel R. Wendt, Tammy Pluym, John King Gamble, Michael P. Lilly, Michel Pioro-Ladrière et Malcolm S. Carroll. Coherent coupling between a quantum dot and a donor in silicon. *Nature Communications* **8**(1029) (2017).
- [49] Ryan M. Jock, N. Tobias Jacobson, Patrick Harvey-Collard, Andrew M. Mounce, Vanita Srinivasa, Dan R. Ward, John Anderson, Ron Manginell, Joel R. Wendt, Martin Rudolph, Tammy Pluym, John King Gamble, Andrew D. Baczewski, Wayne M. Witzel et Malcolm S. Carroll. A silicon metal-oxide-semiconductor electron spin-orbit qubit. *Nature Communications* **9**(1), 1–8 (2018).
- [50] A. C. Betz, M. L. V. Tagliaferri, M. Vinet, M. Broström, M. Sanquer, A. J. Ferguson et M. F. Gonzalez-Zalba. Reconfigurable quadruple quantum dots in a silicon nanowire transistor. *Applied Physics Letters* **108**(20), 203108 (2016).
- [51] Matthew D. Grace, Jason M. Dominy, Wayne M. Witzel et Malcolm S. Carroll. Optimized pulses for the control of uncertain qubits. *Physical Review A* **85**(5), 52313 (2012).
- [52] C. H. Yang, K. W. Chan, R. Harper, W. Huang, T. Evans, J. C. C. Hwang, B. Hensen, A. Laucht, T. Tanttu, F. E. Hudson, S. T. Flammia, K. M. Itoh, A. Morello, S. D. Bartlett et A. S. Dzurak. Silicon qubit fidelities approaching incoherent noise limits via pulse engineering. *Nature Electronics* **2**(4), 151–158 (2019).
- [53] M. Veldhorst, C. H. Yang, J. C. C. Hwang, W. Huang, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, S. Simmons, A. Laucht, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello et A. S. Dzurak. A Two Qubit Logic Gate in Silicon. *Nature* **526**, 410–414 (2015).
- [54] Chia-Hsien Huang, Chih-Hwan Yang, Chien-Chang Chen, Andrew S. Dzurak et Hsi-Sheng Goan. High-fidelity and robust two-qubit gates for quantum-dot spin qubits in silicon. *Phys. Rev. A* **99**(4), 42310 (2019).
- [55] D. M. Zajac, A. J. Sigillito, M. Russ, F. Borjans, J. M. Taylor, G. Burkard et J. R. Petta. Resonantly driven CNOT gate for electron spins. *Science* **359**(6374), 439–442 (2018).
- [56] F. A. Calderon-Vargas, George S. Barron, Xiu-Hao Deng, A. J. Sigillito, Edwin Barnes et Sophia E. Economou. Fast high-fidelity entangling gates for spin qubits in Si double quantum dots. *Phys. Rev. B* **100**(3), 35304 (2019).
- [57] T. F. Watson, S. G. J. Philips, E. Kawakami, D. R. Ward, P. Scarlino, M. Veldhorst, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith, M. A. Eriksson et L. M. K. Vandersypen. A programmable two-qubit quantum processor in silicon. *Nature* **555**, 633 (2018).
- [58] C. H. Yang, R. C. C. Leon, J. C. C. Hwang, A. Saraiva, T. Tanttu, W. Huang, J. Camirand Lemyre, K. W. Chan, K. Y. Tan, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello, M. Pioro-Ladrière, A. Laucht et A. S. Dzurak. Operation of a silicon quantum processor unit cell above one kelvin. *Nature* **580**(7803), 350–354 (2020).
- [59] A. Imamog̃, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin et A. Small. Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED. *Phys. Rev. Lett.* **83**(20), 4204–4207 (1999).
- [60] X. Mi, M. Benito, S. Putz, D. M. Zajac, J. M. Taylor, Guido Burkard et J. R. Petta. A coherent spin photon interface in silicon. *Nature* **555**, 599 (2018).
- [61] N. Samkharadze, G. Zheng, N. Kalhor, D. Brousse, A. Sammak, U. C. Mendes, A. Blais, G. Scappucci et L. M. K. Vandersypen. Strong spin-photon coupling in silicon. *Science* **359**(6380), 1123–1127 (2018).

- [62] A. J. Landig, J. V. Koski, P. Scarlino, U. C. Mendes, A. Blais, C. Reichl, W. Wegscheider, A. Wallraff, K. Ensslin et T. Ihn. Coherent spin-qubit photon coupling. *Nature* **1**, 6–11 (2017).
- [63] A. J. Landig, J. V. Koski, P. Scarlino, C. Reichl, W. Wegscheider, A. Wallraff, K. Ensslin et T. Ihn. Microwave-Cavity-Detected Spin Blockade in a Few-Electron Double Quantum Dot. *Phys. Rev. Lett.* **122**(21), 213601 (2019).
- [64] Ruoyu Li, Luca Petit, David P. Franke, Juan Pablo Dehollain, Jonas Helsen, Mark Steudtner, Nicole K. Thomas, Zachary R. Yoscovits, Kanwal J. Singh, Stephanie Wehner, Lieven M.K. Vandersypen, James S. Clarke et Menno Veldhorst. A crossbar network for silicon quantum dot qubits. *Science Advances* **4**(7), 1–11 (2018).
- [65] Zhenyu Cai, Michael A. Fogarty, Simon Schaal, Sofia Patomäki, Simon C. Benjamin et John J. L. Morton. A Silicon Surface Code Architecture Resilient Against Leakage Errors. *Quantum* **3**, 212 (2019).
- [66] L. M. K. Vandersypen, H. Bluhm, J. S. Clarke, A. S. Dzurak, R. Ishihara, A. Morello, D. J. Reilly, L. R. Schreiber et M. Veldhorst. Interfacing spin qubits in quantum dots and donors, Äihot, dense, and coherent. *npj Quantum Information* **3**(1), 34 (2017).
- [67] D. M. Zajac, T. M. Hazard, X. Mi, E. Nielsen et J. R. Petta. Scalable gate architecture for densely packed semiconductor spin qubits. *Physical Review Applied* **6**, 054013 (2016).
- [68] A. R. Mills, M. M. Feldman, C. Monical, P. J. Lewis, K. W. Larson, A. M. Mounce et J. R. Petta. Computer-automated tuning procedures for semiconductor quantum dot arrays. *Applied Physics Letters* **115**(11), 113501 (2019).
- [69] Intel Starts Testing Smallest Spin Qubit Chip for Quantum Computing, consultée le 22 novembre 2019, <https://newsroom.intel.com/news/intel-starts-testing-smallest-spin-qubit-chip-quantum-computing/#gs.hrgw7f>, (2018).
- [70] James E. Levy, Malcolm S. Carroll, Anand Ganti, Cynthia A. Phillips, Andrew J. Landahl, Thomas M. Gurrieri, Robert D. Carr, Harold L. Stalford et Erik Nielsen. Implications of electronics constraints for solid-state quantum error correction and quantum circuit failure probability. *New Journal of Physics* **13** (2011).
- [71] N. Cody Jones, Rodney Van Meter, Austin G. Fowler, Peter L. McMahon, Jungsang Kim, Thaddeus D. Ladd et Yoshihisa Yamamoto. Layered Architecture for Quantum Computing. *Phys. Rev. X* **2**(3), 31007 (2012).
- [72] Simon J. Devitt. Classical Control of Large-Scale Quantum Computers. In *Reversible Computation*, Shigeru Yamashita et Shin-ichi Minato, editors, 26–39 (Springer International Publishing, Cham, 2014).
- [73] David J. Reilly. Engineering the quantum-classical interface of solid-state qubits. *Npj Quantum Information* **1**, 15011 (2015).
- [74] Jeroen Van Dijk, Andrei Vladimirescu, Masoud Babaie, Edoardo Charbon et Fabio Sebastiano. A co-design methodology for scalable quantum processors and their classical electronic interface. *Proceedings of the 2018 Design, Automation and Test in Europe Conference and Exhibition* **Janvier 2018**, 573–576 (2018).
- [75] J. P. G. van Dijk, E. Charbon et F. Sebastiano. The electronic interface for quantum processors. *Microprocessors and Microsystems* **66**, 90–101 (2019).
- [76] J. P.G. Van Dijk, E. Kawakami, R. N. Schouten, M. Veldhorst, L. M.K. Vandersypen, M. Babaie, E. Charbon et F. Sebastiano. Impact of Classical Control Electronics on Qubit Fidelity. *Physical Review Applied* **12**(4), 1 (2019).
- [77] Lotte Geck, Andre Kruth, Hendrik Bluhm, Stefan van Waasen et Stefan Heinen. Control electronics for semiconductor spin qubits. *Quantum Science and Technology* **5**(1), 015004 (2019).

- [78] T. M. Lu, J. K. Gamble, R. P. Muller, E. Nielsen, D. Bethke, G. A. Ten Eyck, T. Pluym, J. R. Wendt, J. Dominguez, M. P. Lilly, M. S. Carroll et M. C. Wanke. Fabrication of quantum dots in undoped Si/Si<sub>0.8</sub>Ge<sub>0.2</sub> heterostructures using a single metal-gate layer. *Applied Physics Letters* **109**(9), 10–14 (2016).
- [79] S. A. Studenikin, L. Gaudreau, K. Kataoka, D. G. Austing et A. S. Sachrajda. Enhancement-mode two-channel triple quantum dot from an undoped Si/Si<sub>0.8</sub>Ge<sub>0.2</sub> quantum well hetero-structure. *Applied Physics Letters* **112**(23), 0–5 (2018).
- [80] Patrick Harvey-Collard, Benjamin D'Anjou, Martin Rudolph, N. Tobias Jacobson, Jason Dominguez, Gregory A. Ten Eyck, Joel R. Wendt, Tammy Pluym, Michael P. Lilly, William A. Coish, Michel Pioro-Ladrière et Malcolm S. Carroll. High-Fidelity Single-Shot Readout for a Spin Qubit via an Enhanced Latching Mechanism. *Physical Review X* **8**(2), 1–11 (2018).
- [81] A. B. Bhattacharyya. *Compact Mosfet Models for VLSI Design*. (2010).
- [82] S. Rochette, M. Rudolph, A.-M. Roy, M. J. Curry, G. A. Ten Eyck, R. P. Manginell, J. R. Wendt, T. Pluym, S. M. Carr, D. R. Ward, M. P. Lilly, M. S. Carroll et M. Pioro-Ladrière. Quantum dots with split enhancement gate tunnel barrier control. *Applied Physics Letters* **114**(8), 83101 (2019).
- [83] Leo P. Kouwenhoven, Charles M. Marcus, Paul L. McEuen, Seigo Tarucha, Robert M. Westervelt et Ned S. Wingreen. *Electron Transport in Quantum Dots*, 105–214. Springer Netherlands, Dordrecht (1997).
- [84] T. Fujisawa, D. G. Austing, Y. Tokura, Y. Hirayama et S. Tarucha. Nonequilibrium Transport through a Vertical Quantum Dot in the Absence of Spin-Flip Energy Relaxation. *Physical Review Letters* **88**(23), 4 (2002).
- [85] Ruoyu Li, Fay E. Hudson, Andrew S. Dzurak et Alexander R. Hamilton. Pauli Spin Blockade of Heavy Holes in a Silicon Double Quantum Dot. *Nano Letters* **15**(11), 7314–7318 (2015).
- [86] B. Voisin, R. Maurand, S. Barraud, M. Vinet, X. Jehl, M. Sanquer, J. Renard et S. De Franceschi. Electrical Control of g-Factor in a Few-Hole Silicon Nanowire MOSFET. *Nano Letters* **16**(1), 88–92 (2016).
- [87] S. B. Brichkin et V. F. Razumov. Colloidal quantum dots : synthesis, properties and applications. *Russian Chemical Reviews* **85**(12), 1297–1312 (2016).
- [88] Richard J. Warburton. Single spins in self-assembled quantum dots. *Nature Materials* **12**(6), 483–493 (2013).
- [89] H. Van Houten, C. W. J. Beenakker et A. A. M. Staring. Coulomb-Blockade Oscillations in Semiconductor Nanostructures. In *Single Charge Tunneling*. (1992).
- [90] J. I. Colless, A. C. Mahoney, J. M. Hornibrook, A. C. Doherty, H. Lu, A. C. Gossard et D. J. Reilly. Dispersive Readout of a Few-Electron Double Quantum Dot with Fast rf Gate Sensors. *Phys. Rev. Lett.* **110**(4), 46805 (2013).
- [91] M. F. Gonzalez-Zalba, S. Barraud, A. J. Ferguson et A. C. Betz. Probing the limits of gate-based charge sensing. *Nature communications* **6**, 6084 (2015).
- [92] P. Pakkiam, A. V. Timofeev, M. G. House, M. R. Hogg, T. Kobayashi, M. Koch, S. Rogge et M. Y. Simmons. Single-Shot Single-Gate rf Spin Readout in Silicon. *Physical Review X* **8**(4), 1–5 (2018).
- [93] Imtiaz Ahmed, James A. Haigh, Simon Schaal, Sylvain Barraud, Yi Zhu, Chang-min Lee, Mario Amado, Jason W. A. Robinson, Alessandro Rossi, John J. L. Morton et M. Fernando Gonzalez-Zalba. Radio-Frequency Capacitive Gate-Based Sensing. *Phys. Rev. Applied* **10**(1), 14018 (2018).
- [94] Anderson West, Bas Hensen, Alexis Jouan, Tuomo Tanttu, Chih-Hwan Yang, Alessandro Rossi, M. Fernando Gonzalez-Zalba, Fay Hudson, Andrea Morello, David J. Reilly et Andrew S. Dzurak. Gate-based single-shot readout of spins in silicon. *Nature Nanotechnology* **14**(5), 437–441 (2019).

- [95] X. G. Croot, S. J. Pauka, M. C. Jarratt, H. Lu, A. C. Gossard, J. D. Watson, G. C. Gardner, S. Fallahi, M. J. Manfra et D. J. Reilly. Gate-Sensing Charge Pockets in the Semiconductor-Qubit Environment. *Phys. Rev. Applied* **11**(6), 64027 (2019).
- [96] Claude Rohrbacher. *Étude cryogénique de nano-structures FD-SOI CMOS*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2019).
- [97] Wei Lu, Zhongqing Ji, Loren Pfeiffer, K W West et A J Rimberg. Real-time detection of electron tunnelling in a quantum dot. *Nature* **423**(6938), 422–425 (2003).
- [98] F. Hofmann, T. Heinzel, D. A. Wharam, J. P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle et G. Weimann. Single electron switching in a parallel quantum dot. *Physical Review B* **51**(19), 13872–13875 (1995).
- [99] Ulrik Hanke, Yu M. Galperin et K. A. Chao. Charge sensitivity of a single electron transistor. *Applied Physics Letters* **65**(14), 1847–1849 (1994).
- [100] K. Likharev. Single-electron transistors : Electrostatic analogs of the DC SQUIDS. *IEEE Transactions on Magnetism* **23**(2), 1142–1145 (1987).
- [101] C. H. Yang, W. H. Lim, F. A. Zwanenburg et A. S. Dzurak. Dynamically controlled charge sensing of a few-electron silicon quantum dot. *AIP Advances* **1**(4), 042111 (2011).
- [102] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, G. A. C. Jones et D. G. Hasko. Measurements of Coulomb blockade with a noninvasive voltage probe. *Phys. Rev. Lett.* **70**(9), 1311–1314 (1993).
- [103] M. C. Cassidy, A. S. Dzurak, R. G. Clark, K. D. Petersson, I. Farrer, D. A. Ritchie et C. G. Smith. Single shot charge detection using a radio-frequency quantum point contact. *Applied Physics Letters* **91**(22), 1–4 (2007).
- [104] Michael A. Nielsen et Isaac L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 10th edition, (2011).
- [105] Jennifer L. Dodd, Michael A. Nielsen, Michael J. Bremner et Robert T. Thew. Universal quantum computation and simulation using any entangling Hamiltonian and local unitaries. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **65**(4), 4 (2002).
- [106] Seth Lloyd. Almost Any Quantum Logic Gate is Universal. *Phys. Rev. Lett.* **75**(2), 346–349 (1995).
- [107] Adriano Barenco, Charles H. Bennett, Richard Cleve, David P. DiVincenzo, Norman Margolus, Peter Shor, Tycho Sleator, John A. Smolin et Harald Weinfurter. Elementary gates for quantum computation. *Phys. Rev. A* **52**(5), 3457–3467 (1995).
- [108] Sophie Rochette. *Étude en transport électrique d'une double doîte duantique latérale en silicium*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2014).
- [109] W. G. van der Wiel. Electron transport through double quantum dots. *Reviews of Modern Physics* **75**(January), 1–22 (2003).
- [110] L. DiCarlo, H. J. Lynch, a. C. Johnson, L. I. Childress, K. Crockett, C. M. Marcus, M. P. Hanson et a. C. Gossard. Differential charge sensing and charge delocalization in a tunable double quantum dot. *Physical Review Letters* **92**(22), 226801–1 (2004).
- [111] T. J. Knapp, R. T. Mohr, Yize Stephanie Li, Brandur Thorgrimsson, Ryan H. Foote, Xian Wu, Daniel R. Ward, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. Characterization of a gate-defined double quantum dot in a Si/SiGe nanomembrane. *Nanotechnology* **27**(15), 154002 (2016).
- [112] F. Bloch. Nuclear Induction. *Phys. Rev.* **70**(7-8), 460–474 (1946).
- [113] A. Berthiaume, D. Deutsch et R. Jozsa. The stabilisation of quantum computations. In *Proceedings Workshop on Physics and Computation. PhysComp '94*, 60,61,62 (IEEE Computer Society, Los Alamitos, CA, USA, 1994).

- [114] Peter W. Shor. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory. *Phys. Rev. A* **52**(4), R2493—R2496 (1995).
- [115] Andrew Steane. Multiple-particle interference and quantum error correction. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **452**(1954), 2551–2577 (1996).
- [116] Dietmar Weinmann, Wolfgang Häusler et Bernhard Kramer. Spin Blockades in Linear and Nonlinear Transport through Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **74**(6), 984–987 (1995).
- [117] K. Ono, D. G. Austing, Y. Tokura et S. Tarucha. Current rectification by Pauli exclusion in a weakly coupled double quantum dot system. *Science (New York, N.Y.)* **297**(5585), 1313–7 (2002).
- [118] a. C. Johnson, J. R. Petta, C. M. Marcus, M. P. Hanson et a. C. Gossard. Singlet-triplet spin blockade and charge sensing in a few-electron double quantum dot. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **72**(16), 7–10 (2005).
- [119] F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven et L. M. K. Vandersypen. Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot. *Nature* **442**(7104), 766–71 (2006).
- [120] Tobias Wenz, Jevgeny Klochan, Frank Hohls, Thomas Gerster, Vyacheslavs Kashcheyevs et Hans W. Schumacher. Quantum dot state initialization by control of tunneling rates. *Phys. Rev. B* **99**(20), 201409 (2019).
- [121] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman et P. Kusch. A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment. *Phys. Rev.* **53**(4), 318 (1938).
- [122] C. P. Poole. *Electron Spin Resonance: A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques*. Dover books on physics. Dover Publications, (1996).
- [123] M. Xiao, I. Martin, E. Yablonovitch et H. W. Jiang. Electrical detection of the spin resonance of a single electron in a silicon field-effect transistor. *Nature* **430**, 435 (2004).
- [124] W. A. Coish, Vitaly N. Golovach, J. Carlos Egues et Daniel Loss. Measurement, control, and decay of quantum-dot spins. *Physica Status Solidi (B) Basic Research* **243**(14), 3658–3672 (2006).
- [125] F. H. L. Koppens, D. Klauser, W. A. Coish, K. C. Nowack, L. P. Kouwenhoven, D. Loss et L. M. K. Vandersypen. Universal Phase Shift and Nonexponential Decay of Driven Single-Spin Oscillations. *Phys. Rev. Lett.* **99**(10), 106803 (2007).
- [126] Jan Fischer, Mircea Trif, W. A. Coish et Daniel Loss. Spin interactions, relaxation and decoherence in quantum dots. *Solid State Communications* **149**(35), 1443–1450 (2009).
- [127] Charles Tahan, Mark Friesen et Robert Joynt. Decoherence of electron spin qubits in Si-based quantum computers. *Phys. Rev. B* **66**(3), 35314 (2002).
- [128] Q. Q. Wang, A. Muller, P. Bianucci, C. K. Shih et Q. K. Xue. Quality factors of qubit rotations in single semiconductor quantum dots. *Applied Physics Letters* **87**(3), 31904 (2005).
- [129] Emmanuel I. Rashba. Theory of electric dipole spin resonance in quantum dots : Mean field theory with Gaussian fluctuations and beyond. *Phys. Rev. B* **78**(19), 195302 (2008).
- [130] Yasuhiro Tokura, Wilfred van der Wiel, Toshiaki Obata et Seigo Tarucha. Coherent Single Electron Spin Control in a Slanting Zeeman Field. *Physical Review Letters* **96**(4), 047202 (2006).
- [131] M. Pioro-Ladrière, Y. Tokura, T. Obata, T. Kubo et S. Tarucha. Micromagnets for coherent control of spin-charge qubit in lateral quantum dots. *Applied Physics Letters* **90**(2), 024105 (2007).
- [132] M. Pioro-Ladrière, T. Obata, Y. Tokura, Y.-S. Shin, T. Kubo, K. Yoshida, T. Taniyama et S. Tarucha. Electrically driven single-electron spin resonance in a slanting Zeeman field. *Nature Physics* **4**(10), 776–779 (2008).
- [133] Kohei M. Itoh et Hideyuki Watanabe. Isotope engineering of silicon and diamond for quantum computing and sensing applications. *MRS Communications* **4**(4), 143–157 (2014).

- [134] John Schliemann, Alexander Khaetskii et Daniel Loss. Electron spin dynamics in quantum dots and related nanostructures due to hyperfine interaction with nuclei. *Journal of Physics: Condensed Matter* **15**(50), R1809—R1833 (2003).
- [135] W. A. Coish et Daniel Loss. Hyperfine interaction in a quantum dot : Non-Markovian electron spin dynamics. *Phys. Rev. B* **70**(19), 195340 (2004).
- [136] Vitaly N. Golovach, Alexander Khaetskii et Daniel Loss. Phonon-Induced Decay of the Electron Spin in Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **93**(1), 16601 (2004).
- [137] Alexander V. Khaetskii et Yuli V. Nazarov. Spin relaxation in semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B* **61**(19), 12639–12642 (2000).
- [138] Félix Beaudoin et W. A. Coish. Microscopic models for charge-noise-induced dephasing of solid-state qubits. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **91**(16), 1–15 (2015).
- [139] Jeremy Levy. Universal Quantum Computation with Spin-1/2 Pairs and Heisenberg Exchange. *Phys. Rev. Lett.* **89**(14), 147902 (2002).
- [140] E. A. Laird, J. M. Taylor, D. P. DiVincenzo, C. M. Marcus, M. P. Hanson et A. C. Gossard. Coherent spin manipulation in an exchange-only qubit. *Phys. Rev. B* **82**(7), 75403 (2010).
- [141] Brandur Thorgrimsson, Dohun Kim, Yuan Chi Yang, L. W. Smith, C. B. Simmons, Daniel R. Ward, Ryan H. Foote, J. Corrigan, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. Extending the coherence of a quantum dot hybrid qubit. *npj Quantum Information* **3**(1) (2017).
- [142] Qiuzi Li, Lukasz Cywinski, Dimitrie Culcer, Xuedong Hu et S. Das Sarma. Exchange coupling in silicon quantum dots : Theoretical considerations for quantum computation. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **81**(8), 1–17 (2010).
- [143] A. J. Sigillito, M. J. Gullans, L. F. Edge, M. Borselli et J. R. Petta. Coherent transfer of quantum information in silicon using resonant SWAP gates. *npj Quantum Information* **5**, 110 (2019).
- [144] M. D. Reed, B. M. Maune, R. W. Andrews, M. G. Borselli, K. Eng, M. P. Jura, A. A. Kiselev, T. D. Ladd, S. T. Merkel, I. Milosavljevic, E. J. Pritchett, M. T. Rakher, R. S. Ross, A. E. Schmitz, A. Smith, J. A. Wright, M. F. Gyure et A. T. Hunter. Reduced Sensitivity to Charge Noise in Semiconductor Spin Qubits via Symmetric Operation. *Phys. Rev. Lett.* **116**(11), 110402 (2016).
- [145] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, L. M. K. Vandersypen et L. P. Kouwenhoven. Excited-state spectroscopy on a nearly closed quantum dot via charge detection. *Applied Physics Letters* **84**(23), 4617 (2004).
- [146] R. Hanson, L. van Beveren, I. Vink, J. Elzerman, W. Naber, F. Koppens, L. Kouwenhoven et L. Vandersypen. Single-Shot Readout of Electron Spin States in a Quantum Dot Using Spin-Dependent Tunnel Rates. *Physical Review Letters* **94**(19), 196802 (2005).
- [147] A. C. Betz, R. Wacquez, M. Vinet, X. Jehl, A. L. Saraiva, M. Sanquer, A. J. Ferguson et M. F. Gonzalez-Zalba. Dispersively Detected Pauli Spin-Blockade in a Silicon Nanowire Field-Effect Transistor. *Nano Letters* **15**(7), 4622–4627 (2015).
- [148] D. Kotekar-Patil, A. Corna, R. Maurand, A. Crippa, A. Orlov, S. Barraud, L. Hutin, M. Vinet, X. Jehl, S. De Franceschi et M. Sanquer. Pauli spin blockade in CMOS double quantum dot devices. *physica status solidi (b)* **254**(3), 1600581 (2017).
- [149] S. A. Studenikin, J. Thorgrimson, G. C. Aers, A. Kam, P. Zawadzki, Z. R. Wasilewski, A. Bogan et A. S. Sachrajda. Enhanced charge detection of spin qubit readout via an intermediate state. *Applied Physics Letters* **101**(23), 1–4 (2012).
- [150] Kip S. Thorne, Ronald W. P. Drever, Carlton M. Caves, Mark Zimmermann et Vernon D. Sandberg. Quantum Nondemolition Measurements of Harmonic Oscillators. *Phys. Rev. Lett.* **40**(11), 667–671 (1978).



- [151] Carlton M. Caves, Kip S. Thorne, Ronald W. P. Drever, Vernon D. Sandberg et Mark Zimmermann. On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum-mechanical oscillator. I. Issues of principle. *Rev. Mod. Phys.* **52**(2), 341–392 (1980).
- [152] Vladimir B. Braginsky, Yuri I. Vorontsov et Kip S. Thorne. Quantum Nondemolition Measurements. *Science* **209**(4456), 547–557 (1980).
- [153] V. B. Braginsky et F. Ya. Khalili. Quantum nondemolition measurements : the route from toys to tools. *Rev. Mod. Phys.* **68**(1), 1–11 (1996).
- [154] T. C. Ralph, S. D. Bartlett, J. L. O’Brien, G. J. Pryde et H. M. Wiseman. Quantum nondemolition measurements for quantum information. *Phys. Rev. A* **73**(1), 12113 (2006).
- [155] X. Mi, X. Mi, J. V. Cady, D. M. Zajac, P. W. Deelman et J. R. Petta. Strong coupling of a single electron in silicon to a microwave photon. *Science* **2469**, 1–4 (2016).
- [156] Félix Beaudoin, Dany Lachance-Quirion, W. A. Coish et Michel Pioro-Ladrière. Coupling a single electron spin to a microwave resonator : Controlling transverse and longitudinal couplings. *Nanotechnology* **27**(46) (2016).
- [157] Xing-Yu Zhu, Tao Tu, Ao-Lin Guo, Zong-quan Zhou, Chuan-Feng Li et Guang-Can Guo. Dynamics of probing a quantum-dot spin qubit with superconducting resonator photons. *Scientific Reports* **8**(1), 15761 (2018).
- [158] Takashi Nakajima, Akito Noiri, Jun Yoneda, Matthieu R. Delbecq, Peter Stano, Tomohiro Otsuka, Kenta Takeda, Shinichi Amaha, Giles Allison, Kento Kawasaki, Arne Ludwig, Andreas D. Wieck, Daniel Loss et Seigo Tarucha. Quantum non-demolition measurement of an electron spin qubit. *Nature Nanotechnology* **14**(6), 555–560 (2019).
- [159] Xiao Xue, Benjamin D’Anjou, Thomas F. Watson, Daniel R. Ward, Donald E. Savage, Max G. Lagally, Mark Friesen, Susan N. Coppersmith, Mark A. Eriksson, William A. Coish et Lieven M. K. Vandersypen. Repetitive quantum nondemolition measurement and soft decoding of a silicon spin qubit. *Phys. Rev. X* **10**, 021006 (2020).
- [160] J. Yoneda, K. Takeda, A. Noiri, T. Nakajima, S. Li, J. Kamioka, T. Koderä et S. Tarucha. Repetitive single electron spin readout in silicon. *Nature Communications* **11**, 1144 (2019).
- [161] E. Nordberg, G. Eyck, H. Stalford, R. Muller, R. Young, K. Eng, L. Tracy, K. Childs, J. Wendt, R. Grubbs, J. Stevens, M. Lilly, M. Eriksson et M. Carroll. Enhancement-mode double-top-gated metal-oxide-semiconductor nanostructures with tunable lateral geometry. *Physical Review B* **80**(11), 115331 (2009).
- [162] Rui Li. A spin dephasing mechanism mediated by the interplay between the spin–orbit coupling and the asymmetrical confining potential in a semiconductor quantum dot. *Journal of Physics: Condensed Matter* **30**(39), 395304 (2018).
- [163] Jordan Kyriakidis, M. Pioro-Ladrière, M. Ciorga, A. S. Sachrajda et P. Hawrylak. Voltage-tunable singlet-triplet transition in lateral quantum dots. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **66**(3), 1–8 (2002).
- [164] Tsuneya Ando, B. Fowler et Frank Stern. Electronic properties of two-dimensional systems. *Reviews of Modern Physics* **54**(2), 437–672 (1982).
- [165] Dimitrie Culcer, Lukasz Cywiński, Qiuqi Li, Xuedong Hu et S. Das Sarma. Quantum dot spin qubits in silicon : Multivalley physics. *Physical Review B* **82**(15), 155312 (2010).
- [166] Dimitrie Culcer, Xuedong Hu et S. Das Sarma. Interface roughness, valley-orbit coupling, and valley manipulation in quantum dots. *Physical Review B* **82**(20), 205315 (2010).
- [167] Mark Friesen, M. A. Eriksson et S. N. Coppersmith. Magnetic field dependence of valley splitting in realistic Si/SiGe quantum wells. *Applied Physics Letters* **89**(20), 1–4 (2006).

- [168] Samuel F. Neyens, Ryan H. Foote, Brandur Thorgrímsson, T. J. Knapp, Thomas McJunkin, L. M.K. Vandersypen, Payam Amin, Nicole K. Thomas, James S. Clarke, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. The critical role of substrate disorder in valley splitting in Si quantum wells. *Applied Physics Letters* **112**(24) (2018).
- [169] Mark Friesen et S. N. Coppersmith. Theory of valley-orbit coupling in a Si/SiGe quantum dot. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **81**(11), 1–17 (2010).
- [170] Charles Tahan et Robert Joynt. Relaxation of excited spin , orbital , and valley qubit states in ideal silicon quantum dots. **075302**, 1–22 (2014).
- [171] Yue Wu et Dimitrie Culcer. Coherent electrical rotations of valley states in Si quantum dots using the phase of the valley-orbit coupling. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **86**(3), 1–9 (2012).
- [172] Dimitrie Culcer, A. L. Saraiva, Belita Koiller, Xuedong Hu et S. Das Sarma. Valley-based noise-resistant quantum computation using Si quantum dots. *Physical Review Letters* **108**(12), 1–5 (2012).
- [173] Xiaojie Hao, Rusko Ruskov, Ming Xiao, Charles Tahan et Hongwen Jiang. Electron spin resonance and spin-valley physics in a silicon double quantum dot. *Nature Communications* **5**, 3860 (2013).
- [174] C. H. Yang, A. Rossi, R. Ruskov, N. S. Lai, F. A. Mohiyaddin, S. Lee, C. Tahan, G. Klimeck, A. Morello et A. S. Dzurak. Spin-valley lifetimes in a silicon quantum dot with tunable valley splitting. *Nature Communications* **4**, 2069 (2013).
- [175] Andrea Corna, Léo Bourdet, Romain Maurand, Alessandro Crippa, Dharmraj Kotekar-Patil, Heorhii Bohuslavskiy, Romain Lavieville, Louis Hutin, Sylvain Barraud, Xavier Jehl, Maud Vinet, Silvano De Franceschi, Yann-Michel Niquet et Marc Sanquer. Electrically driven electron spin resonance mediated by spin-valley-orbit coupling in a silicon quantum dot. *npj Quantum Information* (September 2017), 1–7 (2017).
- [176] M. G. Borselli, R. S. Ross, a. a. Kiselev, E. T. Croke, K. S. Holabird, P. W. Deelman, L. D. Warren, I. Alvarado-Rodriguez, I. Milosavljevic, F. C. Ku, W. S. Wong, a. E. Schmitz, M. Sokolich, M. F. Gyure et a. T. Hunter. Measurement of valley splitting in high-symmetry Si/SiGe quantum dots. *Applied Physics Letters* **98**(12), 123118 (2011).
- [177] Yoko Hada et Mikio Eto. Electronic states in silicon quantum dots : Multivalley artificial atoms. *Physical Review B* **68**(15), 155322 (2003).
- [178] D. J. Ibberson, L. Bourdet, J. C. Abadillo-Uriel, I. Ahmed, S. Barraud, M. J. Calderón, Y. M. Niquet et M. F. Gonzalez-Zalba. Electric-field tuning of the valley splitting in silicon corner dots. *Applied Physics Letters* **113**(5), 1–5 (2018).
- [179] John King Gamble, Patrick Harvey-Collard, N Tobias Jacobson, Andrew D Baczewski, Erik Nielsen, Leon Maurer, Inès Montaña, Martin Rudolph, M S Carroll, C H Yang, A Rossi, A S Dzurak et Richard P Muller. Valley splitting of single-electron Si MOS quantum dots. *Applied Physics Letters* **109**(25) (2016).
- [180] John J.L. Morton, Alexei M. Tyryshkin, Richard M. Brown, Shyam Shankar, Brendon W. Lovett, Arzhang Ardavan, Thomas Schenkel, Eugene E. Haller, Joel W. Ager et S. A. Lyon. Solid-state quantum memory using the <sup>31</sup>P nuclear spin. *Nature* **455**(7216), 1085–1088 (2008).
- [181] Anthony J. Sigillito, Alexei M. Tyryshkin, Thomas Schenkel, Andrew A. Houck et Stephen A. Lyon. All-electric control of donor nuclear spin qubits in silicon. *Nature Nanotechnology* **12**(10), 958–962 (2017).
- [182] Gang-Qin Liu et Xin-Yu Pan. Quantum information processing with nitrogen–vacancy centers in diamond. *Chinese Physics B* **27**(2), 20304 (2018).

- [183] L. P. Kouwenhoven, Elzerman, J. M., R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen. Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot. *Nature* **430**(July), 431–435 (2004).
- [184] W. H. Lim, F. a. Zwanenburg, H. Huebl, M. M. A. T. A. N. K. W. Chan, a. Morello et a. S. Dzurak. Observation of the single-electron regime in a highly tunable silicon quantum dot. *Applied Physics Letters* **95**(24), 242102 (2009).
- [185] Yiqing Zhang. *Combined Accumulation-Depletion- Mode SiMOS Quantum Dots for Quantum Computation*. Thèse de Doctorat, University of New South Wales, (2017).
- [186] D. M. Zajac, T. M. Hazard, X. Mi, K. Wang et J. R. Petta. A reconfigurable gate architecture for Si/SiGe quantum dots. *Applied Physics Letters* **106**(22), 223507 (2015).
- [187] Susan J. Angus, Andrew J. Ferguson, Andrew S. Dzurak et Robert G. Clark. Gate-defined quantum dots in intrinsic silicon. *Nano letters* **7**(7), 2051–5 (2007).
- [188] Erika Kawakami, Thibaut Jullien, Pasquale Scarlino, Daniel R Ward, Donald E Savage, Max G Lagally, V. V. Dobrovitski, Mark Friesen, S. N. Coppersmith, M. A. Eriksson et L. M. K. Vandersypen. Gate fidelity and coherence of an electron spin in a Si/SiGe quantum dot with micromagnet. *Proceedings of the National Academy of Science of the United States* , 1–6 (2016).
- [189] Xian Wu, D. R. Ward, J. R. Prance, Dohun Kim, John King Gamble, R. T. Mohr, Zhan Shi, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. Two-axis control of a singlet-triplet qubit with an integrated micromagnet. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **111**(33), 11938–11942 (2014).
- [190] M. Xiao, M. G. House et H. W. Jiang. Measurement of the Spin Relaxation Time of Single Electrons in a Silicon Metal-Oxide-Semiconductor-Based Quantum Dot. *Physical Review Letters* **104**(9), 096801 (2010).
- [191] M. G. Borselli, K. Eng, E. T. Croke, B. M. Maune, B. Huang, R. S. Ross, A. A. Kiselev, P. W. Deelman, I. Alvarado-Rodriguez, A. E. Schmitz, M. Sokolich, K. S. Holabird, T. M. Hazard, M. F. Gyure et A. T. Hunter. Pauli spin blockade in undoped Si/SiGe two-electron double quantum dots. *Applied Physics Letters* **99**(6), 063109 (2011).
- [192] D. R. Ward, D. E. Savage, M. G. Lagally, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. Integration of on-chip field-effect transistor switches with dopantless Si/SiGe quantum dots for high-throughput testing. *Applied Physics Letters* **102**(21), 213107 (2013).
- [193] Sergey V. Amitonov, Paul C. Spruijtenburg, Max W.S. Vervoort, Wilfred G. Van Der Wiel et Floris A. Zwanenburg. Depletion-mode quantum dots in intrinsic silicon. *Applied Physics Letters* **112**(2) (2018).
- [194] Matthias Brauns, Sergey V. Amitonov, Paul Christiaan Spruijtenburg et Floris A. Zwanenburg. Palladium gates for reproducible quantum dots in silicon. *Scientific Reports* **8**(1), 1–8 (2018).
- [195] P. Galy, J. Camirand Lemyre, P. Lemieux, F. Arnaud, D. Drouin et Michel Pioro-Ladriere. Cryogenic Temperature Characterization of a 28-nm FD-SOI Dedicated Structure for Advanced CMOS and Quantum Technologies Co-Integration. *IEEE Journal of the Electron Devices Society* **6**(April), 594–600 (2018).
- [196] Steven A. Vitale, Peter W. Wyatt, Nisha Hecka, Jakub Kedzierski et Craig L. Keast. FDSOI process technology for subthreshold-operation ultralow-power electronics. *Proceedings of the IEEE* **98**(2), 333–342 (2010).
- [197] L. Hutin, B. Bertrand, R. Maurand, M. Urdampilleta, B. Jadot, H. Bohuslavskyi, L. Bourdet, Y. M. Niquet, X. Jehl, S. Barraud, C. Bauerle, T. Meunier, M. Sanquer, S. De Franceschi et M. Vinet. SOI CMOS technology for quantum information processing : A path towards quantum bits and control electronics co-integration. *2017 IEEE International Conference on IC Design and Technology, ICICDT 2017* , 3–6 (2017).

- [198] Neil M. Zimmerman, Chih-Hwan Yang, Nai Shyan Lai, Wee Han Lim et Andrew S. Dzurak. Charge offset stability in Si single electron devices with Al gates. *Nanotechnology* **25**(40), 405201 (2014).
- [199] Ted Thorbeck et Neil M. Zimmerman. Formation of strain-induced quantum dots in gated semiconductor nanostructures. *AIP Advances* **5**(8), 087107 (2015).
- [200] Eric Nordberg. *Silicon Metal-Oxide-Semiconductor Quantum Devices*. Thèse de Doctorat, University of Wisconsin-Madison, (2010).
- [201] M. Ciorga, a. Sachrajda, P. Hawrylak, C. Gould, P. Zawadzki, S. Jullian, Y. Feng et Z. Wasilewski. Addition spectrum of a lateral dot from Coulomb and spin-blockade spectroscopy. *Physical Review B* **61**(24), R16315–R16318 (2000).
- [202] C. Gould, P. Hawrylak, A. S. Sachrajda, Y. Feng et Z. Wasilewski. Transport spectroscopy of lateral few electron quantum dots in a magnetic field. *Physica B: Condensed Matter* **256-258**, 141–146 (1998).
- [203] Pawel Hawrylak, Charles Gould, Andy Sachrajda, Yan Feng et Zbig Wasilewski. Collapse of the zeeman gap in quantum dots due to electronic correlations. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **59**(4), 2801–2806 (1999).
- [204] E. P. Nordberg, H. L. Stalford, R. Young, G. A. Ten Eyck, K. Eng, L. A. Tracy, K. D. Childs, J. R. Wendt, R. K. Grubbs, J. Stevens, M. P. Lilly, M. A. Eriksson et M. S. Carroll. Charge sensing in enhancement mode double-top-gated metal-oxide-semiconductor quantum dots. *Applied Physics Letters* **95**(20), 202102 (2009).
- [205] L. A. Tracy, E. P. Nordberg, R. W. Young, C. Borrás Pinilla, H. L. Stalford, G. A. Ten Eyck, K. Eng, K. D. Childs, J. R. Wendt, R. K. Grubbs, J. Stevens, M. P. Lilly, M. A. Eriksson et M. S. Carroll. 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).
- [206] M. A. Eriksson, John King Gamble, Daniel R Ward, S. N. Coppersmith et Mark G Friesen. Direct tunnel barrier control gates in a two-dimensional electronic system, (2017).
- [207] Adam Frees, John King Gamble, Daniel R. Ward, Robin Blume-Kohout, M. A. Eriksson, Mark Friesen et S. N. Coppersmith. Compressed optimization of device architectures for semiconductor quantum devices. *Physical Review Applied* **11**(2), 1 (2019).
- [208] Blue Fors LD cryostat webpage, consultée le 26 juillet 2019, <https://bluefors.com/products/ld-dilution-refrigerator/>.
- [209] J. G. Daunt. *Low Temperature Physics LT9: Proceedings of the IXth International Conference on Low Temperature Physics Columbus, Ohio, August 31 – September 4, 1964*. Springer US, (1964).
- [210] H. London, G. R. Clarke et Eric Mendoza. Osmotic Pressure of  $\text{He}^3$  in Liquid  $\text{He}^4$ , with Proposals for a Refrigerator to Work below  $1^\circ\text{K}$ . *Phys. Rev.* **128**(5), 1992–2005 (1962).
- [211] R. De Bruyn Ouboter, K. W. Taconis, C. Le Pair et J. J.M. Beenakker. Thermodynamic properties of liquid  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  mixtures derived from specific heat measurements between 0.4 K and 2 K over the complete concentration range. *Physica* **26**(11), 853–888 (1960).
- [212] A. T.A.M. De Waele. Pulse-tube refrigerators : principle, recent developments, and prospects. *Physica B: Condensed Matter* **280**(1-4), 479–482 (2000).
- [213] A. B. Zorin. The thermocoax cable as the microwave frequency filter for single electron circuits. *Review of Scientific Instruments* **66**(8), 4296–4300 (1995).
- [214] Blue Fors Coaxial Wiring web page, consultée le 26 juillet 2019, <https://bluefors.com/products/coaxial-wiring/>.
- [215] Sang Lin Chu. Thermocoaxial Cables as a Low Temperature High Frequency Filter. Technical report, Department of Physics, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332-0430, (2003).

- [216] A. Fukushima, A. Sato, A. Iwasa, Y. Nakamura, T. Komatsuzaki et Y. Sakamoto. Attenuation of microwave filters for single-electron tunneling experiments. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **46**(2), 289–293 (1997).
- [217] *Ceramic capacitors*, consultée le 26 juillet 2019.
- [218] Ernest D. Buchanan, Dominic J. Benford, Joshua B. Forgione, S. Harvey Moseley et Edward J. Wollack. Cryogenic applications of commercial electronic components. *Cryogenics* **52**(10), 550–556 (2012).
- [219] James W. Lamb. Evaluation of biasing and protection circuitry components for cryogenic MMIC low-noise amplifiers. *Cryogenics* **61**, 43–54 (2014).
- [220] Hendrik Bluhm, Sandra Foletti, Izhar Neder, Mark Rudner, Diana Mahalu, Vladimir Umansky et Amir Yacoby. Dephasing time of GaAs electron-spin qubits coupled to a nuclear bath exceeding 200  $\mu$ s. *Nature Physics* **7**(2), 109–113 (2010).
- [221] John M. Martinis, Michel H. Devoret et John Clarke. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom : The phase difference across a Josephson junction. *Phys. Rev. B* **35**(10), 4682–4698 (1987).
- [222] Filipp Mueller, Raymond N. Schouten, Matthias Brauns, Tian Gang, Wee Han Lim, Nai Shyan Lai, Andrew S. Dzurak, Wilfred G. van der Wiel et Floris A. Zwanenburg. Printed circuit board metal powder filters for low electron temperatures. *Review of Scientific Instruments* **84**(4), 44706 (2013).
- [223] A. Lukashenko et A. V. Ustinov. Improved powder filters for qubit measurements. *Review of Scientific Instruments* **79**(1), 14701 (2008).
- [224] Damien Charles Quentin. *Powder filters for a dilution fridge scanning tunneling microscope*. Thèse de Doctorat, University of British Columbia, (2016).
- [225] F. P. Milliken, J. R. Rozen, G. A. Keefe et R. H. Koch. 50  $\Omega$  characteristic impedance low-pass metal powder filters. *Review of Scientific Instruments* **78**(2), 24701 (2007).
- [226] Sung Hoon Lee et Soon-Gul Lee. Study on the fabrication of low-pass metal powder filters for use at cryogenic temperatures. *Journal of the Korean Physical Society* **69**(3), 272–276 (2016).
- [227] Madhu Thalakulam, C. B. Simmons, B. M. Rosemeyer, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. a. Eriksson. Fast tunnel rates in Si/SiGe one-electron single and double quantum dots. *Applied Physics Letters* **96**(18), 183104 (2010).
- [228] Daniel Staudigel. *Bias Tee 2.0: Reducing the Size of the Filtering Hardware for Josephson Junction Qubit Experiments Using Iron Powder Inductor Cores*. Rapport de fin d'études, University of California Santa Barbara, (2009).
- [229] M. P. J. Tiggelman, K. Reimann et J. Schmitz. Reducing AC impedance measurement errors caused by the DC voltage dependence of broadband high-voltage bias-tees. In *2007 IEEE International Conference on Microelectronic Test Structures*, 200–205 (2007).
- [230] S. S. Gerber. Performance of high-frequency high-flux magnetic cores at cryogenic temperatures. In *IECEC '02. 2002 37th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, 2002.*, 249–254 (2002).
- [231] Marco Lorenzo Valerio Tagliaferri. *Charge Detection in Silicon Double Quantum Dot Nanodevices*. Thèse de doctorat, (2016).
- [232] A. K. Sutton, B. M. Haugerud, Yuan Lu, Wei-Min Lance Kuo, J. D. Cressler, P. W. Marshall, R. A. Reed, Jae-Sung Rieh, G. Freeman et D. Ahlgren. Proton tolerance of fourth-generation 350 GHz UHV/CVD SiGe HBTs. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51**(6), 3736–3742 (2004).
- [233] Alexandre Bédard-Vallée, Julien Camirand Lemyre, Sophie Rochette et Michel Pioro-Ladrière. Tuning and Operation of Quantum Dots and Related Apparatus. Technical report, Nanonis Tramea Application Note, Nanonis Tramea Application Note, (2016).

- [234] Anne-Marie Roy. *Détection de charge rapide radiofréquence*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2015).
- [235] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing et D. E. Prober. The Radio-Frequency Single-Electron Transistor (RF-SET) : A Fast and Ultrasensitive Electrometer. *Science* **280**(5367), 1238–1242 (1998).
- [236] Christoph Wasshuber. Minimum Tunnel Resistance for Single Electron Charging, <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/wasshuber/node20.html>.
- [237] L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, C. A. van der Jeugd, J. Romijn et J. E. Mooij. Influence of Dissipation on the Coulomb Blockade in Small Tunnel Junctions. *Europhysics Letters (EPL)* **10**(1), 79–85 (1989).
- [238] W. Zwerger et M. Scharpf. Crossover from Coulomb-blockade to ohmic conduction in small tunnel junctions. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **85**(3), 421–426 (1991).
- [239] T. Muller. *Microscopic probing and manipulation of ultracold fermions*. Thèse de doctorat, (2011).
- [240] T. Muller, B. Kung, S. Hellmuller, P. Studerus, K. Ensslin, T. Ihn, M. Reinwald et W. Wegscheider. An in situ tunable radio-frequency quantum point contact. *Applied Physics Letters* **97**(20), 202104 (2010).
- [241] M. J. Curry, T. D. England, N. C. Bishop, G. Ten-Eyck, J. R. Wendt, T. Pluym, M. P. Lilly, S. M. Carr et M. S. Carroll. Cryogenic preamplification of a single-electron-transistor using a silicon-germanium heterojunction-bipolar-transistor. *Applied Physics Letters* **106**(20) (2015).
- [242] I. T. Vink, T. Nooitgedagt, R. N. Schouten, L. M. K. Vandersypen et W. Wegscheider. Cryogenic amplifier for fast real-time detection of single-electron tunneling. *Applied Physics Letters* **91**(12), 123512 (2007).
- [243] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson et M. B. Ketchen. Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures. *Phys. Rev. Lett.* **55**(4), 422–425 (1985).
- [244] F. C. Wellstood, C. Urbina et John Clarke. Hot-electron effects in metals. *Phys. Rev. B* **49**(9), 5942–5955 (1994).
- [245] R. J. Zieve, D. E. Prober et R. G. Wheeler. Low-temperature electron-phonon interaction in Si MOSFETs. *Phys. Rev. B* **57**(4), 2443–2446 (1998).
- [246] Peter J. Price. Hot electrons in a GaAs heterolayer at low temperature. *Journal of Applied Physics* **53**(10), 6863–6866 (1982).
- [247] F. A.F. Blom, P. F. Fontein, J. H. Wolter, F. M. Peeters, X. Wu, F. Geerinckx et J. T. Devreese. Temperature dependence of the amplitude of the Shubnikov-de Haas oscillations in a two-dimensional electron gas. *Surface Science* **229**(1-3), 70–72 (1990).
- [248] Chloé Bureau-Oxton. *Fabrication de nanoaimants pour le contrôle rapide d'un spin électronique dans une boîte quantique double*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, (2014).
- [249] M. Pioro-Ladrière, John H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, L. Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski et S. Studenikin. Origin of switching noise in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As lateral gated devices. *Phys. Rev. B* **72**(11), 115331 (2005).
- [250] Christo Buizert, Frank H. L. Koppens, Michel Pioro-Ladrière, Hans-Peter Tranitz, Ivo T. Vink, Seigo Tarucha, Werner Wegscheider et Lieven M. K. Vandersypen. *InSitu* Reduction of Charge Noise in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Schottky-Gated Devices. *Phys. Rev. Lett.* **101**(22), 226603 (2008).
- [251] D. Maradan, L. Casparis, T.-M. Liu, D. E. F. Biesinger, C. P. Scheller, D. M. Zumbühl, J. D. Zimmerman et A. C. Gossard. GaAs Quantum Dot Thermometry Using Direct Transport and Charge Sensing. *Journal of Low Temperature Physics* **175**(5), 784–798 (2014).
- [252] M. Schuettler et T. Stieglitz. Microassembly and micropackaging of implantable systems. In *Implantable Sensor Systems for Medical Applications*, 108–149. Woodhead Publishing (2013).

- [253] Dany Lachance-Quirion. *Dispositifs quantiques hybrides basés sur les systèmes de spins et les circuits supraconducteurs*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, (2018).
- [254] Nanonis Tramea, [http://software.specs-zurich.com/en/nanonis-tramea\\_content---1--1544.html](http://software.specs-zurich.com/en/nanonis-tramea_content---1--1544.html).
- [255] Labber : Software for Instrument Control and Lab Automation, <https://labber.org>.
- [256] X. Gao, E. Nielsen, R. P. Muller, R. W. Young, a. G. Salinger, N. C. Bishop, M. P. Lilly et M. S. Carroll. Quantum computer aided design simulation and optimization of semiconductor quantum dots. *Journal of Applied Physics* **114**(16), 164302 (2013).
- [257] L. H. Thomas. The calculation of atomic fields. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **23**(5), 542–548 (1927).
- [258] E. Fermi. Eine statistische Methode zur Bestimmung einiger Eigenschaften des Atoms und ihre Anwendung auf die Theorie des periodischen Systems der Elemente. *Zeitschrift für Physik* **48**(1), 73–79 (1928).
- [259] Elliott H. Lieb et Barry Simon. The Thomas-Fermi theory of atoms, molecules and solids. *Advances in Mathematics* **23**(1), 22–116 (1977).
- [260] Larry Spruch. Pedagogic notes on Thomas-Fermi theory (and on some improvements) : atoms, stars, and the stability of bulk matter. *Rev. Mod. Phys.* **63**(1), 151–209 (1991).
- [261] Olivier Gruber. *Caractérisation de diélectriques en couches minces pour la réalisation de substrats SOI*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud U.F.R. Scientifique d’Orsay, (1999).
- [262] W. H. Lim, C. H. Yang, F. A. Zwanenburg et A. S. Dzurak. Spin filling of valley-orbit states in a silicon quantum dot. *Nanotechnology* **22**(33), 335704 (2011).
- [263] D. K. Wilson et G. Feher. Electron Spin Resonance Experiments on Donors in Silicon. III. Investigation of Excited States by the Application of Uniaxial Stress and Their Importance in Relaxation Processes. *Phys. Rev.* **124**(4), 1068–1083 (1961).
- [264] Rusko Ruskov, Menno Veldhorst, Andrew S. Dzurak et Charles Tahan. Electron  $g$ -factor of valley states in realistic silicon quantum dots. *Phys. Rev. B* **98**(24), 245424 (2018).
- [265] Rajib Rahman, Seung H. Park, Timothy B. Boykin, Gerhard Klimeck, Sven Rogge et Lloyd C. L. Hollenberg. Gate-induced  $g$ -factor control and dimensional transition for donors in multivalley semiconductors. *Phys. Rev. B* **80**(15), 155301 (2009).
- [266] M. Lapointe-Major, O. Germain, J. Camirand Lemyre, D. Lachance-Quirion, S. Rochette, F. Camirand Lemyre et M. Pioro-Ladrière. Algorithm for automated tuning of a quantum dot into the single-electron regime. *Phys. Rev. B* **102**, 085301 (2020).
- [267] Akira Hirose. Chapter 2, Electrostatics II . Potential Boundary Value Problems, notes de cours, <http://physics.usask.ca/~hirose/p812/notes/Ch2.pdf>.
- [268] S. De Franceschi, S. Sasaki, J. Elzerman, W. van der Wiel, S. Tarucha et L. Kouwenhoven. Electron Cotunneling in a Semiconductor Quantum Dot. *Physical Review Letters* **86**(5), 878–881 (2001).
- [269] G. Mazzoni, A. L. Lacaita, L. M. Perron et A. Pirovano. On surface roughness-limited mobility in highly doped n-MOSFET’s. *IEEE Transactions on Electron Devices* **46**(7), 1423–1428 (1999).
- [270] T. Ando. Valley splitting in the silicon inversion layer : Misorientation effects. *Physical Review B* **19**(6), 3089–3095 (1979).
- [271] Mark Friesen, Sucismita Chutia, Charles Tahan et S. N. Coppersmith. Valley splitting theory of SiGe/Si/SiGe quantum wells. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **75**(11), 1–12 (2007).
- [272] Eduardo B. Ramirez, Francois Sfigakis, Sukanya Kudva et Jonathan Baugh. Few-electrode design for silicon MOS quantum dots. *Semiconductor Science and Technology* **35**(1), 15002 (2019).



- [273] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simović, R. Schleser, T. Ihn, P. Studerus, K. Ensslin, D. C. Driscoll et A. C. Gossard. Counting statistics of single electron transport in a quantum dot. *Physical Review Letters* **96**(7), 1–4 (2006).
- [274] S. Gustavsson, R. Leturcq, M. Studer, I. Shorubalko, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll et A. C. Gossard. Electron counting in quantum dots. *Surface Science Reports* **64**(6), 191–232 (2009).
- [275] Julien Camirand Lemyre. *Ingénierie de systèmes quantiques pour une mise à l'échelle compatible aux plateformes industrielles de microélectronique*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, (2019).
- [276] Georg Gotz, Gary A. Steele, Willem-Jan Vos et Leo P. Kouwenhoven. Real time electron tunneling and pulse spectroscopy in carbon nanotube quantum dots. *Nano Letters* **8**(11), 4039–4042 (2008).
- [277] T. A. Baart, P. T. Eendebak, C. Reichl, W. Wegscheider et L. M.K. Vandersypen. Computer-automated tuning of semiconductor double quantum dots into the single-electron regime. *Applied Physics Letters* **108**(21) (2016).
- [278] C. J. Van Diepen, P. T. Eendebak, B. T. Buijtenorp, U. Mukhopadhyay, T. Fujita, C. Reichl, W. Wegscheider et L. M.K. Vandersypen. Automated tuning of inter-dot tunnel coupling in double quantum dots. *Applied Physics Letters* **113**(3) (2018).
- [279] K. Ismail et B. S. Meyerson. Si/SiGe quantum wells : fundamentals to technology. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* **6**(5), 306–310 (1995).
- [280] C. J. Van Diepen, P. T. Eendebak, B. T. Buijtenorp, U. Mukhopadhyay, T. Fujita, C. Reichl, W. Wegscheider et L. M.K. Vandersypen. Automated tuning of inter-dot tunnel coupling in double quantum dots. *Applied Physics Letters* **113**(3) (2018).
- [281] Sandesh S. Kalantre, Justyna P. Zwolak, Stephen Ragole, Xingyao Wu, Neil M. Zimmerman, M. D. Stewart et Jacob M. Taylor. Machine learning techniques for state recognition and auto-tuning in quantum dots. *npj Quantum Information* **5**(1), 6 (2019).
- [282] Justyna P. Zwolak, Thomas McJunkin, Sandesh S. Kalantre, J. P. Dodson, E. R. MacQuarrie, D. E. Savage, M. G. Lagally, S. N. Coppersmith, Mark A. Eriksson et Jacob M. Taylor. Auto-tuning of double dot devices in situ with machine learning. *arXiv* (1909.08030), 1–9 (2019).
- [283] J. Darulová, S. J. Pauka, N. Wiebe, K. W. Chan, G. C. Gardener, M. J. Manfra, M. C. Cassidy et M. Troyer. Autonomous tuning and charge state detection of gate defined quantum dots. *arXiv* (1911.10709), 1–19 (2019).
- [284] Renato Durrer, Benedikt Kratochwil, Jonne V. Koski, Andreas J. Landig, Christian Reichl, Werner Wegscheider, Thomas Ihn et Eliska Greplova. Automated tuning of double quantum dots into specific charge states using neural networks. *arXiv* 1(1912.02777), 1–9 (2019).
- [285] Brandur Thorgrimsson, Dohun Kim, Yuan-Chi Yang, C. B. Simmons, Daniel R. Ward, Ryan H. Foote, D. E. Savage, M. G. Lagally, Mark Friesen, S. N. Coppersmith et M. A. Eriksson. Extending the coherence of a quantum dot hybrid qubit. *npj Quantum Information* **3**(32) (2016).
- [286] D. M. Zajac, A. J. Sigillito, Maximilian Russ, F. Borjans, Jacob M. Taylor, Guido Burkard et J. R. Petta. Resonantly drive CNOT gate for electron spins. *Science* **359**(January), 439 (2018).
- [287] N. Samkharadze, G. Zheng, N. Kalhor, D. Brousse, A. Sammak, U. C. Mendes, A. Blais, G. Scappucci et L. M.K. Vandersypen. Strong spin-photon coupling in silicon. *Science* **359**(6380), 1123–1127 (2018).
- [288] M. J. Curry, M. Rudolph, T. D. England, A. M. Mounce, R. M. Jock, C. Bureau-Oxton, P. Harvey-Collard, P. A. Sharma, J. M. Anderson, D. M. Campbell, J. R. Wendt, D. R. Ward, S. M. Carr, M. P. Lilly et M. S. Carroll. Single-Shot Readout Performance of Two Heterojunction-Bipolar-Transistor Amplification Circuits at Millikelvin Temperatures. *Scientific Reports* **9**(1), 1–8 (2019).



- [289] V. Srinivasa, H. Xu et J. M. Taylor. Tunable Spin Qubit Coupling Mediated by a Multi-Electron Quantum Dot. *arXiv* (1312.1711v1), 6–11.
- [290] F. R. Braakman, P. Barthelemy, C. Reichl, W. Wegscheider et L. M.K. Vandersypen. Long-distance coherent coupling in a quantum dot array. *Nature Nanotechnology* **8**(6), 432–437 (2013).
- [291] Takafumi Uchida, Masashi Arita, Akira Fujiwara et Yasuo Takahashi. Coupling capacitance between double quantum dots tunable by the number of electrons in Si quantum dots. *Journal of Applied Physics* **117**(8) (2015).
- [292] G. K. Celler et Sorin Cristoloveanu. Frontiers of silicon-on-insulator. *Journal of Applied Physics* **93**(9), 4955–4978 (2003).
- [293] Markets et Markets. Silicon on Insulator Market (SOI) by Wafer Size (200 mm and Less Than 200 mm, 300 mm), Wafer Type (RF-SOI, FD-SOI), Technology (Smart Cut, Layer Transfer), Product (RF FEM, MEMS), Application (Consumer Electronics, Automotive) - Global Forecast to 2024, (2019).
- [294] S. Ramesh Ekanayake, Torsten Lehmann, Andrew S. Dzurak, Robert G. Clark et Andrew Brawley. Characterization of SOS-CMOS FETs at low temperatures for the design of integrated circuits for quantum bit control and readout. *IEEE Transactions on Electron Devices* **57**(2), 539–547 (2010).
- [295] H. Bohuslavskyi, S. Barraud, M. Cassé, V. Barrai, B. Bertrand, L. Hutin, F. Arnaud, P. Galy, M. Sanquer, S. De Franceschi et M. Vinet. 28nm Fully-depleted SOI technology : Cryogenic control electronics for quantum computing. *2017 Silicon Nanoelectronics Workshop, SNW 2017 Janvier*, 143–144 (2017).
- [296] Eddy Simoen et Cor Claeys. The Cryogenic Operation of Partially Depleted Silicon-on-Insulator Inverters. *IEEE Transactions on Electron Devices* **42**(6), 1100–1105 (1995).
- [297] Arnout Beckers, Farzan Jazaeri, Heorhii Bohuslavskyi, Louis Hutin, Silvano De Franceschi et Christian Enz. Design-oriented modeling of 28 nm FDSOI CMOS technology down to 4.2 K for quantum computing. In *2018 Joint International EUROSIO Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon, EUROSIO-ULIS 2018*, volume January, 1–4, (2018).
- [298] L. Hutin, R. Maurand, D. Kotekar-Patil, A. Corna, H. Bohuslavskyi, X. Jehl, S. Barraud, S. De Franceschi, M. Sanquer et M. Vinet. Si CMOS platform for quantum information processing. *Digest of Technical Papers - Symposium on VLSI Technology* **Septembre**, 1–2 (2016).
- [299] Benoit Voisin, Viet Hung Nguyen, Julien Renard, Xavier Jehl, Sylvain Barraud, François Triozon, Maud Vinet, Ivan Duchemin, Yann Michel Niquet, Silvano De Franceschi et Marc Sanquer. Few-electron edge-state quantum dots in a silicon nanowire field-effect transistor. *Nano Letters* **14**(4), 2094–2098 (2014).
- [300] M. F. Gonzalez-Zalba, André Saraiva, María J. Calderón, Dominik Heiss, Belita Koiller et Andrew J. Ferguson. An exchange-coupled donor molecule in silicon. *Nano Letters* **14**(10), 5672–5676 (2014).
- [301] Stephane Monfray et Thomas Skotnicki. UTBB FDSOI : Evolution and opportunities. *Solid-State Electronics* **125**, 63–72 (2016).
- [302] SOI Industry consortium. *Fully Depleted (FD) vs. Partially Depleted (PD) SOI*, <https://soiconsortium.org/2008/05/14/fully-depleted-fd-vs-partially-depleted-pd-soi/>, (2008).
- [303] Jean-Luc Pelloie. SOI for low-power low-voltage - bulk versus SOI. *Microelectronic Engineering* **39**(1), 155–166 (1997).
- [304] SOI Industry Consortium. *Through the Back Gate*, consultée le 8 juillet 2020, <https://soiconsortium.org/2008/05/14/through-the-back-gate/>, (2008).
- [305] T. P. Ma et P. V. Dressendorfer. *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. A Wiley-Interscience publication. Wiley, (1989).

- [306] L. H. Willems Van Beveren, K. Y. Tan, N. S. Lai, A. S. Dzurak et A. R. Hamilton. Overlapping-gate architecture for silicon Hall bar field-effect transistors in the low electron density regime. *IEEE Transactions on Information Theory* **39**(3), 1043–1046 (1993).
- [307] Burn J. Lin. The future of subhalf-micrometer optical lithography. *Microelectronic Engineering* **6**(1), 31–51 (1987).
- [308] *Phase-shift mask*, consultée le 8 juillet 2020, [https://en.wikipedia.org/wiki/Phase-shift\\_mask](https://en.wikipedia.org/wiki/Phase-shift_mask).
- [309] *Multiple patterning*, consultée le 8 juillet 2020, [https://en.wikipedia.org/wiki/Multiple\\_patterning](https://en.wikipedia.org/wiki/Multiple_patterning).
- [310] Rachel Courtland. Leading Chipmakers Eye EUV Lithography to Save Moore’s Law. *IEEE Spectrum* (2016).
- [311] Alexandre Bédard-Vallée. Développement d’une méthodologie extensible pour la détection de charges électriques uniques dans une boîte quantique par un pont capacitif cryogénique.
- [312] L. M. K. Vandersypen, H. Bluhm, J. S. Clarke, A. S. Dzurak, R. Ishihara, A. Morello, D. J. Reilly, L. R. Schreiber et M. Veldhorst. Interfacing spin qubits in quantum dots and donors - hot, dense and coherent. *npj Quantum Information* (December 2016), 1–10 (2016).

