



Investigation expérimentale des interactions dans les circuits mésoscopiques : décohérence quantique, transferts d'énergie, blocage de Coulomb, effet de proximité

Frédéric Pierre

► To cite this version:

Frédéric Pierre. Investigation expérimentale des interactions dans les circuits mésoscopiques : décohérence quantique, transferts d'énergie, blocage de Coulomb, effet de proximité. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. tel-00591514

HAL Id: tel-00591514

<https://theses.hal.science/tel-00591514>

Submitted on 9 May 2011

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

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

Mémoire d'Habilitation à Diriger des
Recherches

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)
Spécialité : Physique du Solide

Frédéric PIERRE

Investigation expérimentale des interactions dans les
circuits mésoscopiques :
décohérence quantique, transferts d'énergie, blocage de
Coulomb, effet de proximité

Table des matières

RÉSUMÉ DES ACTIVITÉS DE RECHERCHE	3
SUMMARY OF THE RESEARCH ACTIVITY	5
MÉMOIRE D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES	7
1 INTRODUCTION	7
2 COHÉRENCE QUANTIQUE ET ÉCHANGES D'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS DANS LES CIRCUITS MÉTALLIQUES MÉSOSCOPIQUES	7
2.1 Comparaison décohérence quantique-échanges d'énergie	8
2.2 Décohérence quantique et échanges d'énergie en fonction du champ magnétique	9
3 EFFET DE PROXIMITÉ SUPRACONDUCTEUR DANS LES SITUATIONS HORS-ÉQUILIBRE	13
3.1 Réflexions d'Andreev multiples révélées par la fonction de distribution des électrons	13
3.2 Observation d'une jonction- π contrôlable dans un dispositif Josephson à trois terminaux	15
4 DÉTECTION DE SIGNAUX QUANTIQUES AVEC L'AMPLIFICATEUR JOSEPHSON À BIFURCATION	17
5 LABORATOIRE TRÈS HAUTES FRÉQUENCES ON-CHIP	19
5.1 Mesures du bruit quantique complet	20
5.2 Spectroscopie et manipulation de circuits mésoscopiques par irradiation haute fréquence	21
6 INTERFÉRENCES QUANTIQUES DANS LES MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES	23
7 ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE DES CIRCUITS MÉSOSCOPIQUES	24
7.1 Blocage de Coulomb dynamique dans une grande jonction tunnel	25
7.2 Blocage de Coulomb dynamique dans un conducteur cohérent	26
8 ÉCHANGES D'ÉNERGIE DANS LE RÉGIME HALL QUANTIQUE ENTIER	28
8.1 Spectroscopie hors d'équilibre des canaux de bords	31
8.2 Relaxation en énergie dans le régime de l'effet Hall quantique entier	32
8.3 Contrôle de la relaxation en énergie le long des canaux de bord du régime Hall quantique	33
9 PROJET DE RECHERCHE	36
9.1 Interactions entre conducteurs cohérents dans les circuits mésoscopiques	36
9.2 Nouvelles techniques de spectroscopies hors d'équilibre pour explorer et contrôler les phénomènes quantiques dans les nano-circuits	37
CURRICULUM VITAE	39
1 CARRIÈRE PROFESSIONNELLE	39
2 FORMATION	39
3 ENCADREMENT DE TRAVAUX DE RECHERCHE	40
4 ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT	40
5 FINANCEMENTS EXTERNES	40
6 DIVERS	41
7 PRÉSENTATIONS	41
LISTE DES PUBLICATIONS	43

Résumé des activités de recherche

Principaux résultats

Mes travaux de recherche expérimentaux ont couvert plusieurs des phénomènes spécifiques à la physique mésoscopique des nanocircuits électriques, et se sont déroulés dans quatre laboratoires en France et aux USA. L'objectif général est de mettre en évidence, de comprendre et d'exploiter les nouvelles propriétés électriques associées à la nature quantique du transport dans les nanocircuits. Mes principaux résultats sont listés ci dessous (A6 à A11 ont été obtenus depuis mon arrivée au LPN en tant que chargé de recherche CNRS, A8 à A11 sont des résultats obtenus en tant que porteur de projet) :

A1. La démonstration d'un mécanisme d'interaction électron-électron efficace, qui fait intervenir des impuretés magnétiques et l'effet Kondo. [1,3,4,7,10,13,14]

A2. L'établissement qu'une infime concentration d'impuretés magnétique permet d'expliquer la saturation à basse température de la cohérence quantique des électrons dans les circuits métalliques mésoscopiques. [2,3,7,9,11-13,16]

A3. L'établissement de l'équivalence entre blocage de Coulomb et anomalie de la densité d'états tunnel dans les métaux diffusifs. Le blocage de Coulomb dynamique s'applique aussi aux grandes jonctions tunnels. [6,7]

A4. L'incorporation des interactions électron-électron dans la modélisation de l'effet de proximité en situations hors d'équilibre. Nous avons ainsi pu rendre compte précisément des mesures de la fonction de distribution électronique dans une jonction supraconducteur-normal-supraconducteur, et de l'effet jonction- π dans une nouvelle géométrie. [5,7,8,26]

A5. Le développement de l'amplificateur Josephson à bifurcation pour l'amplification de signaux quantiques. [15,17,18,25]

A6. La première démonstration que les détecteurs quantiques peuvent mesurer le bruit quantique complet des circuits électriques. Nous avons détecté séparément le bruit émis et absorbé avec une jonction Josephson polarisée en tension. Le dispositif a aussi été utilisé comme un laboratoire très haute fréquence on-chip pour sonder un transistor à paires de Cooper. [19,21,22,27]

A7. La première observation de la phase quantique associée à la traversée d'une paroi de domaine magnétique par un électron, mise en évidence avec les fluctuations universelles de conductances de fils magnétiques de GaMnAs. [20]

A8. Le test expérimental de la théorie du blocage de Coulomb dynamique pour les conducteurs cohérents. Nous avons démontré le lien fort prédit entre bruit de grenaille quantique et blocage de Coulomb dynamique. [23]

A9. La démonstration d'une nouvelle technique permettant d'effectuer la spectroscopie de la distribution en énergie électronique, obtenue pour la première fois dans un circuit semiconducteur mésoscopique où cette quantité fondamentale était jusque là inaccessible. [29]

A10. L'établissement que les échanges d'énergie sont importants dans l'effet Hall quantique entier. Ce résultat inattendu a été obtenu par l'approche A9 [30,31]

A11. La démonstration qu'il est possible de contrôler les échanges d'énergie dans le régime Hall quantique entier, non seulement de les augmenter mais également de les geler à facteur de remplissage 2. [32].

Lignes de recherche en cours

Depuis mon arrivée en janvier 2004 comme chargé de recherche CNRS dans l'équipe Phynano animée par Dominique Mailly, Giancarlo Faini puis Ulf Gennser au Laboratoire de Photonique et de

Nanostructures (LPN) à Marcoussis, j'ai initié deux principales lignes de recherche pour lesquelles j'ai obtenu des financements externes et que je mène avec succès avec un étudiant en thèse et un post-doc sous ma supervision directe. Ces lignes de recherche tirent avantage de la modularité des circuits semiconducteurs, une spécialité du LPN, pour progresser dans la compréhension de phénomènes qui ont jusque-là ont principalement été étudiés sur des circuits métalliques.

R1. Lois quantiques de l'électricité dans les circuits mésoscopiques

Fin 2006, j'ai démarré une nouvelle ligne de recherche dont l'objet est de dévoiler les lois quantiques de l'électricité quand des conducteurs cohérents sont assemblés dans un circuit mésoscopique. Dans ce but j'ai développé une approche originale basée sur le contrôle in-situ de l'environnement électromagnétique, ce qui nous a permis de réaliser une démonstration du fort lien prédit entre le blocage de Coulomb dynamique et le bruit de grenaille quantique [A8]. Nous prévoyons de réaliser de nombreuses nouvelles expériences sur cette ligne de recherche, qui est actuellement financée par l'ANR (projet blanc "DOC-FLUC").

R2. Physique hors d'équilibre dans les circuits mésoscopiques

En 2008, j'ai démarré une seconde ligne de recherche s'intéressant à la physique mésoscopique en situation hors d'équilibre. Dans ce cadre, nous avons d'abord démontré une technique originale permettant d'extraire la distribution en énergie $f(E)$ des électrons dans les circuits mésoscopiques semiconducteurs, où cette quantité fondamentale était jusque-là inaccessible [A9]. Au moyen de cette technique, nous avons obtenu des informations nouvelles et inattendues sur le régime Hall quantique entier [A10,A11]. Nous prévoyons de réaliser de nombreuses nouvelles expériences dans le cadre de cette ligne de recherche qui est actuellement financée par une starting grant ERC ('NANOSPEC').

Summary of the research activity

Main research carrier achievements

My experimental research activities have covered several of the phenomena specific to mesoscopic physics of electrical nanocircuits, and have taken place in four different laboratories in France and in the USA. The broad goal is to put into evidence, understand and exploit new electrical properties associated with the quantum nature of transport in nanocircuits. My main achievements are (A6 to A11 were obtained since I joined the LPN as a CNRS scientist, A8 to A11 are achievements as project leader):

A1. The unveiling of an efficient electron-electron interaction mechanism that involves magnetic impurities and the Kondo effect. [1,3,4,7,10,13,14]

A2. Establishing that minute concentrations of magnetic impurities can explain the low temperature saturation of the electron quantum coherence time in mesoscopic metal circuits. [2,3,7,9,11-13,16]

A3. Establishing the equivalence between Coulomb blockade and tunnelling density of states anomaly in diffusive metals. Dynamical Coulomb blockade also applies to large tunnel junctions. [6,7]

A4. The inclusion of electron-electron interactions in the modelling of the superconducting proximity effect in out-of-equilibrium situations. We explained accurately the measured electrons energy distribution in a superconductor-normal-superconductor junction and the π -junction effect in a novel geometry. [5,7,8,26]

A5. The development of the Josephson bifurcation amplifier for quantum signal amplification. [15,17,18,25]

A6. The first demonstration that quantum detectors can measure the full quantum noise of electrical circuits. We detected the emission and absorption noise separately with a voltage biased Josephson junction. The device was also used as a very high frequency on-chip lab to probe a Cooper pair transistor. [19,21,22,27]

A7. The first observation of the quantum phase associated with the traversal of a magnetic domain wall by electrons, evidenced from universal conductance fluctuations in GaMnAs magnetic wires. [20]

A8. The experimental test of the dynamical Coulomb blockade theory for coherent conductors. We demonstrated the predicted strong link between shot noise and dynamical Coulomb blockade. [23]

A9. The demonstration of a novel spectroscopy technique to measure the energy distribution function of electronic states, obtained for the first time on mesoscopic semiconductor circuits, where it was yet inaccessible. [29]

A10. Establishing that energy exchanges are important in the integer quantum Hall regime. This unexpected result was revealed with our original approach A9 [30,31]

A11. The demonstration energy exchanges can be tuned in the integer quantum Hall regime. We showed not only that energy exchanges can be controllably increased but also that they can be frozen at filling factor 2. [32].

Current research lines

Since my arrival in January 2004 as a CNRS scientist in the Phynano team animated by Dominique Mailly and Giancarlo Faini in the Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN)

at Marcoussis, I have initiated two main research lines, for which I obtained external funding and that I now carry through successfully with a student and post-doc under my direct supervision. These research lines take advantage of the modularity of semiconductors circuits, the LPN trademark, to make new breakthrough in the understanding of phenomena that have been up to now mostly investigated in metal circuits.

R1. Quantum Laws of Electricity in Mesoscopic Circuits

End of 2006, I started a new research line whose object is to unveil the quantum laws of electricity when coherent conductors are assembled in a mesoscopic circuit. For this purpose, I developed an innovative approach based on the in-situ tuning of the electromagnetic environment, which has allowed us to perform a stringent demonstration of the strong predicted link between dynamical Coulomb blockade and shot noise [A8]. We plan many new experiments along this line, which is currently funded by the ANR (project blanc “DOC-FLUC”).

R2. Out-of-Equilibrium Physics in Mesoscopic Circuits

In 2008, I started a second research line on out-of-equilibrium mesoscopic physics, along which we first demonstrated an innovative technique to extract non-equilibrium $f(E)$ in semiconductors mesoscopic circuits, where it was yet inaccessible [A9]. By making use of this technique we extracted new and unexpected information on the integer quantum Hall regime [A10,A11]. We plan many new experiments along this line, which is currently funded by an ERC starting grant (‘NANOSPEC’).

Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

1 Introduction

A petite échelle, de nouveaux phénomènes apparaissent associés aux règles de la mécanique quantique. Quels sont ces phénomènes et comment les comprendre ? Peut-on en tirer de nouvelles fonctionnalités avec des applications pratiques, notamment pour la future nanoélectronique ? Apporter des réponses à ces questions est l'objectif ultime de la physique mésoscopique, à l'interface du monde classique macroscopique et du monde microscopique où règne la mécanique quantique.

Les travaux de recherche décrits dans ce mémoire couvrent plusieurs phénomènes spécifiques à la physique mésoscopique des nanocircuits. Une large part de ces travaux porte sur la compréhension des mécanismes d'interactions à l'œuvre et de leur impact sur le temps de cohérence quantique, les transferts d'énergie, la nature des états électroniques ainsi que sur l'électrodynamique des nanocircuits électriques et l'effet de proximité supraconducteur.

Dans ce mémoire j'ai cherché pour chacun de mes thèmes de recherche à décrire le cadre dans lequel se situe le travail et à expliquer les principaux résultats. Le lecteur est invité à se référer aux articles pour plus de détails.

2 Cohérence quantique et échanges d'énergie des électrons dans les circuits métalliques mésoscopiques

La saturation du temps de cohérence quantique fréquemment observée dans les circuits métalliques a initié en 1997 un débat passionné où la description des excitations électroniques en tant que quasiparticules fermioniques était remis en question. Nos travaux démontrent qu'une telle déviation aux prédictions théoriques peut être expliquée par la présence d'une infime concentration d'impuretés magnétiques dans le régime Kondo [2,3,7,9,11-13,16]. Nous avons également dévoilé un mécanisme d'interaction électron-électron impliquant des impuretés magnétiques [1,3,4,7,10,13,14]. Ce mécanisme inattendu basé sur l'effet Kondo explique les forts échanges d'énergie observés dans les circuits métalliques mésoscopiques.

La cohérence quantique des électrons se trouve au cœur de la plupart des phénomènes physiques propres au champ de la physique mésoscopique. En 1997, deux expériences publiées par Mohanty *et al.* (Phys. Rev. Lett. **78**, 3366) et Pothier *et al.* (Phys. Rev. Lett. **79**, 3490) ont observé qu'à la fois la cohérence quantique et les échanges d'énergie entre électrons dans les couches minces métalliques se comportent différemment de ce que prédit la théorie standard des interactions électron-électron. Ces expériences ont initié de nombreux débats passionnés car se trouvait remise en question la description même des excitations électroniques en terme de quasiparticules (la théorie des liquides de Fermi) dans les nano-circuits métalliques.

Afin de déterminer si les comportements anormaux observés étaient dus à une mauvaise compréhension des interactions Coulombiennes, ou s'ils s'expliquaient par un autre phénomène, nous avons effectué une série de mesures sondant les interactions à la fois par les échanges d'énergie qu'elles induisent et par la cohérence quantique qu'elles limitent.

SATURATION DE L_ϕ ?

L_ϕ par corrections de localisation faible

Pierre, Gougam, Anthore, Pothier, Estève & Birge, PRB **68**, 085413 (2003)

ÉCHANGES D'ÉNERGIE ?

Échanges d'énergie par spectroscopie tunnel NS

Pierre, Ann. Phys. Fr. **26**, N°4 (2001)

Dépend de la pureté des matériaux

Impuretés magnétiques diluées ?

$L_\phi(B)$ par Aharonov-Bohm

Pierre & Birge, PRL **89**, 206803 (2002)

Échanges(B) par blocage de Coulomb

Anthore, Pierre, Pothier & Estève, PRL **90**, 076806 (2003)

OUI ! 'saturation' de L_ϕ & nouveau mécanisme d'interaction e-e

Tests quantitatifs récents: Huard, Ann. Phys. Fr. **31**, 4-5 (2006); Alzoubi & Birge, PRL **97**, 226803 (2006); Mallet *et al.* PRL **97**, 226804 (2006); Costi *et al.* PRL **102**, 056802 (2009)

Figure 2.1 : Schéma retraçant les principales étapes de l'investigation scientifique menée pour élucider l'origine de la saturation de la cohérence de phase des électrons ainsi que leurs échanges d'énergie anormaux observés dans les circuits métalliques mésoscopiques. Les questions que nous cherchons à résoudre apparaissent en bleu, les méthodes en noir et les conclusions en rouge.

2.1 Comparaison décohérence quantique-échanges d'énergie

Dans un premier temps nous avons comparé des mesures de temps de cohérence de phase τ_ϕ et de taux d'échanges d'énergie dans des circuits fabriqués dans des conditions similaires mais en utilisant différents matériaux (or, cuivre et argent) ainsi que des sources de matériaux de différents degrés de pureté.

Pour obtenir τ_ϕ , la méthode utilisée est classique, même si sa mise en œuvre à très basse température nécessite des précautions expérimentales particulières. Il s'agit d'analyser avec la théorie des corrections de localisation faible [2,3,7,9,11,12,13] la magnétorésistance à bas champ de longs fils.

Pour sonder les échanges d'énergie entre électrons la méthode est par contre originale, puisqu'elle venait d'être mise au point dans le groupe Quantronique lorsque j'ai débuté ma thèse (Pothier *et al.* Phys. Rev. Lett. **79**, 3490 (1997)). Il s'agit de mesurer la fonction de distribution en énergie des électrons $f(E)$ dans des fils polarisés en tension. La forme de cette fonction de distribution dépend des échanges d'énergie entre électrons durant leur traversée du fil. A titre d'illustration, en l'absence d'interactions la fonction de distribution a la forme d'une double marche raide tandis qu'en présence de beaucoup d'interactions les électrons relaxent vers une fonction de Fermi très arrondie dont la température est proportionnelle à la tension appliquée aux bornes du fil. Expérimentalement, on accède à $f(E)$ par spectroscopie tunnel en utilisant une jonction avec un supraconducteur : l'anomalie dans la densité d'états du supraconducteur à l'échelle du gap sert de filtre spectroscopique.

Cette première série d'expérience, effectuées avec notamment Hugues Pothier, Anne Anthore (CEA-Saclay) et Norman Birge (Michigan State University), a montré qu'il existait une forte corrélation entre les mesures de temps de cohérence de phase et les mesures d'échanges d'énergie

(voir figure 2.2) : pour un type d'échantillon, les deux expériences sont soit toutes deux en accord, soit toutes deux en désaccord avec la théorie. De plus, l'accord avec la théorie des interactions coulombiennes n'est obtenu qu'avec des circuits fabriqués en utilisant les sources de matériaux les plus pures (99.9999%).

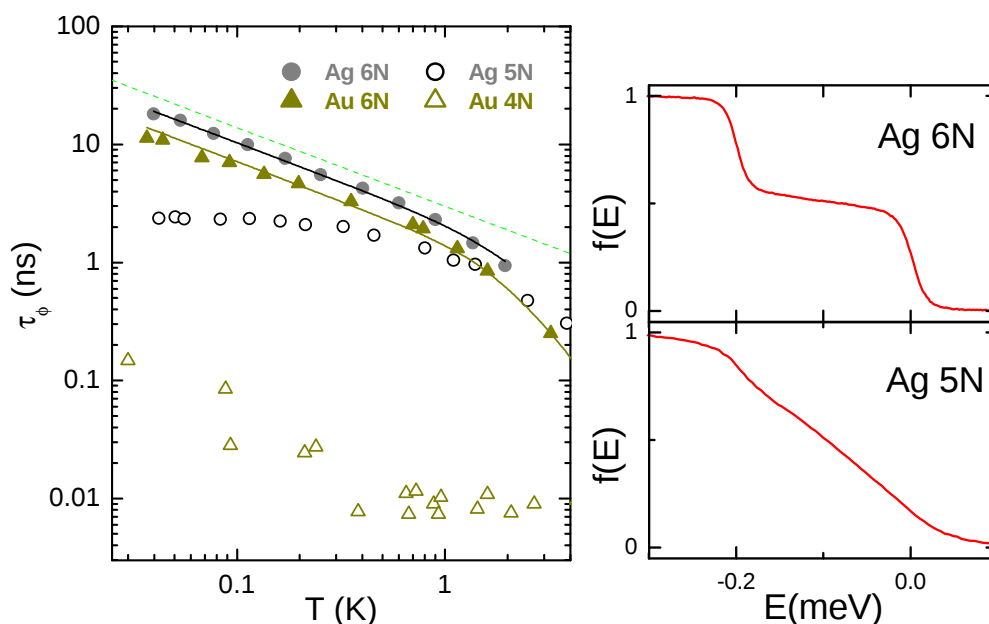


Figure 2.2: Panneau de gauche : temps de cohérence de phase τ_ϕ en fonction de la température dans des fils d'argent et d'or fabriqués avec des sources de différentes puretés, comme indiqué sur la figure. ('4N', '5N' et '6N' signifient que la pureté de la source est respectivement 99.99%, 99.999% et 99.9999%). Les lignes continues sont les prédictions théoriques pour Ag 6N et Au 6N. La pente $-1/3$ en (pointillés) est la prédiction de la théorie des interactions coulombiennes entre électrons, censées dominer à basse température. Alors que l'échantillon Ag 6N vérifie bien la prédiction théorique pour $\tau_\phi(T)$, le temps de cohérence de phase dans l'échantillon Ag 5N est plus petit et présente une apparente saturation à basse température. **Panneau de droite :** fonctions de distribution mesurées sur deux fil d'argent de géométrie et résistance similaires, mais fabriqués avec des sources de pureté différente (6N en haut, 5N en bas), aux bornes desquels on applique une différence de tension de 0.2 mV. La fonction de distribution mesurée sur l'échantillon Ag 5N est beaucoup plus arrondie ce qui signifie qu'il y a plus d'échanges d'énergie entre électrons que dans l'échantillon Ag 6N. Plus généralement, nous observons systématiquement qu'un temps de cohérence de phase anormalement petit est lié à des échanges d'énergie plus importants que prévu.

Pour expliquer nos expériences, Kaminsky et Glazman (Phys. Rev. Lett. **86**, 2400 (2001)) ont proposé un mécanisme d'interaction impliquant le retournement du spin d'impuretés magnétiques diluées et couplées aux électrons. Dans le régime de l'effet Kondo, ce mécanisme est susceptible d'avoir une intensité supérieure à celle des interactions coulombiennes, pour des concentrations d'impuretés magnétiques aussi faibles que quelques parties par million d'atomes.

2.2 Décohérence quantique et échanges d'énergie en fonction du champ magnétique

Comment tester la proposition de Kaminsky et Glazman qu'une quantité infime d'impuretés magnétiques Kondo puisse dominer aussi bien la décohérence que les échanges d'énergie ?

Le plus simple serait de pouvoir analyser très finement les échantillons afin d'éventuellement établir un lien entre la présence de certaines impuretés et un comportement anormal. En pratique, cette méthode n'est pas réalisable car les concentrations d'impuretés magnétiques impliquées sont de

l'ordre ou inférieure à une partie par million (ppm) tandis que la quantité de métal à analyser sur un échantillon est très faible.

De même il n'est pas possible d'utiliser la contribution Kondo à la dépendance en température de la résistance car dans nos échantillons et à ces concentrations elle est cachée par la contribution beaucoup plus importante des interactions électron-électron.

Pour contourner ces difficultés nous avons développé deux nouveaux outils expérimentaux permettant de déterminer la dépendance en champ magnétique à la fois des échanges d'énergie mais aussi du temps de cohérence quantique des électrons. En effet, si le retournement du spin d'impuretés magnétiques très diluées interagissant avec les électrons de conduction est à l'origine d'un tel comportement, comme le propose Kaminsky et Glazman, alors l'application d'un champ magnétique suffisant pour geler ces impuretés doit être corrélé avec une augmentation du temps de cohérence quantique et une diminution des échanges d'énergie. A l'inverse, la théorie standard des interactions entre électrons ne prédit aucune variation de ces deux quantités dans cette gamme de champ magnétique.

2.2.1 Effet du champ magnétique sur le temps de cohérence quantique

Pour sonder la dépendance en champ magnétique du temps de cohérence quantique nous avons choisi avec Norman Birge (Michigan State University) de mesurer l'amplitude des oscillations Aharonov-Bohm (AB) en fonction du champ magnétique sur des anneaux métalliques dont la circonférence est comparable à la longueur de cohérence quantique. Dans ce régime, l'amplitude des oscillations AB est faible par rapport au quantum de conductance mais très sensible à la longueur de cohérence quantique¹.

La panneau haut de la figure 2.3 représente un anneau de cuivre de diamètre $1.5\mu\text{m}$ dont nous avons mesuré la magnétorésistance à différentes températures. Sur le même échantillon nous avons également déterminé la longueur de cohérence quantique à champ faible et observé une saturation à basse température, en contradiction avec la prédiction de la théorie standard des interactions entre électrons. La panneau bas de la figure 2.3 illustre de manière frappante le résultat de ces expériences. La magnétoconductance mesurée sur le même anneau à une température de 100 mK y est tracée en unité du quantum de conductance ($G_K=e^2/h$). On observe que les oscillations AB sont à peine visibles à petit champ magnétique (insert de gauche) alors qu'elles sont évidentes à grand champ (insert de droite). Cela signifie que la longueur de cohérence quantique augmente avec le champ magnétique. En conséquence, sur cet échantillon qui présente une saturation de la cohérence quantique à basse température, le mécanisme qui la limite est diminué par l'application d'un champ magnétique. Nous avons également observé que le champ nécessaire pour obtenir une augmentation visible de l'amplitude des oscillations AB est proportionnel à la température, comme prévu pour le gel de spins par l'énergie Zeeman. Ces mesures démontrent que la présence de spins localisés est responsable de la saturation que nous observons sur la dépendance en température du temps de cohérence quantique à champ faible.

¹ Bien que nous ne nous intéresserons pas à cet aspect, notez que pour un anneau l'effet de la décohérence ne peut pas être simplement encapsulé dans une atténuation exponentielle du type $\exp(-L/L_\phi)$, voir Texier & Montambaux, Phys. Rev. B 72, 115327 (2005).

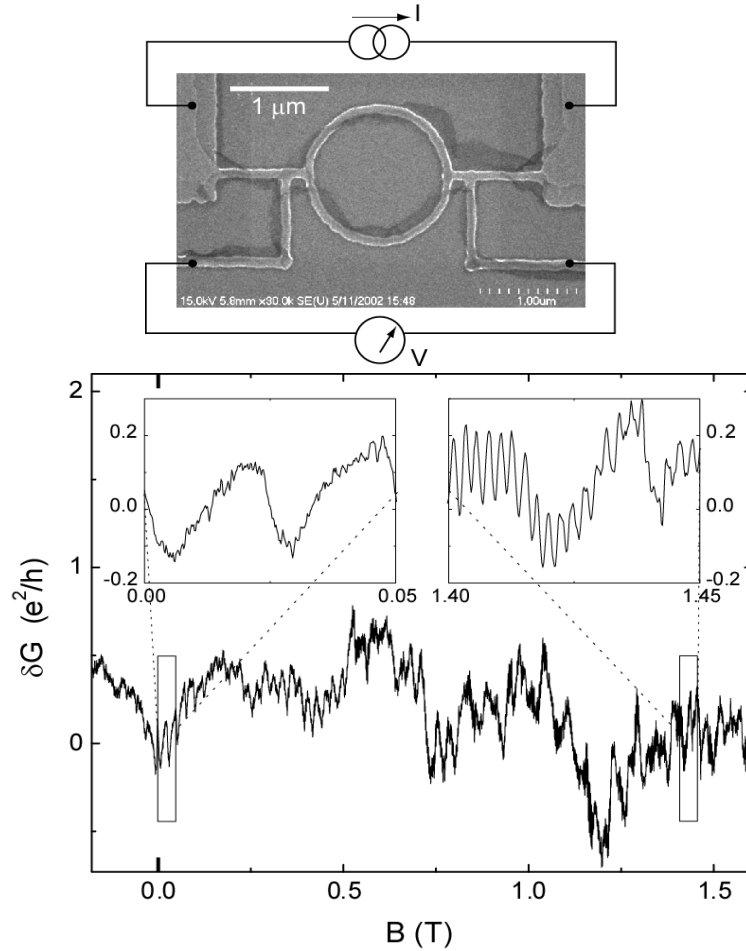


Figure 2.3 **Panneau haut** : Anneau en cuivre de 1.5 μm de diamètre, utilisé pour sonder la dépendance en champ magnétique B de la longueur de cohérence quantique des électrons sur un échantillon présentant une saturation de cette longueur à basse température et à $B \approx 0$. **Panneau bas** : Conductance de l'anneau en fonction du champ magnétique à 100mK. Les oscillations étroites de Aharonov-Bohm sont superposées aux oscillations beaucoup plus larges des fluctuations universelles de conductances. Insert de gauche : grossissement des données à faible champ. Insert de droite : grossissement des données à grand champ magnétique. Les oscillations de Aharonov-Bohm sont beaucoup plus grandes à grand B .

2.2.2 Effet du champ magnétique sur les échanges d'énergie

Pour sonder la dépendance en champ magnétique des échanges d'énergie nous avons développé, avec notamment Anne Anthore et Hugues Pothier (CEA-Saclay), un nouvel outil permettant d'accéder à la fonction de distribution en énergie des électrons à champ magnétique fini.

Le principe de l'expérience est le même que celui mis au point dans l'expérience pionnière effectuée en 1997 par Pothier *et al.* (Phys. Rev. Lett. **79**, 3490). Par contre la fonction de distribution en énergie des électrons ne peut pas être obtenue avec une électrode de mesure supraconductrice comme c'était fait à champ nul. Afin de faire ces mesures à champ magnétique fini, nous avons remplacé la singularité BCS dans la densité d'états de l'électrode de mesure par la singularité du blocage de Coulomb dynamique qui apparaît sur la caractéristique $dI/dV(V)$ d'une jonction tunnel en présence d'un environnement électromagnétique résistif.

En utilisant ce procédé nous avons observé, comme pour la cohérence quantique, que tous les échantillons présentant un comportement anormal des échanges d'énergie, et uniquement ceux-là,

présentaient une réduction du taux d'échange d'énergie (voir Fig. 2.4) pour un champ magnétique proportionnel à la température électronique. Cette réduction s'interprète naturellement par le gel des mécanismes d'échanges d'énergie impliquant le retournement du spin d'impuretés magnétiques lorsque l'énergie Zeeman pour retourner un spin devient plus grande que l'énergie disponible.

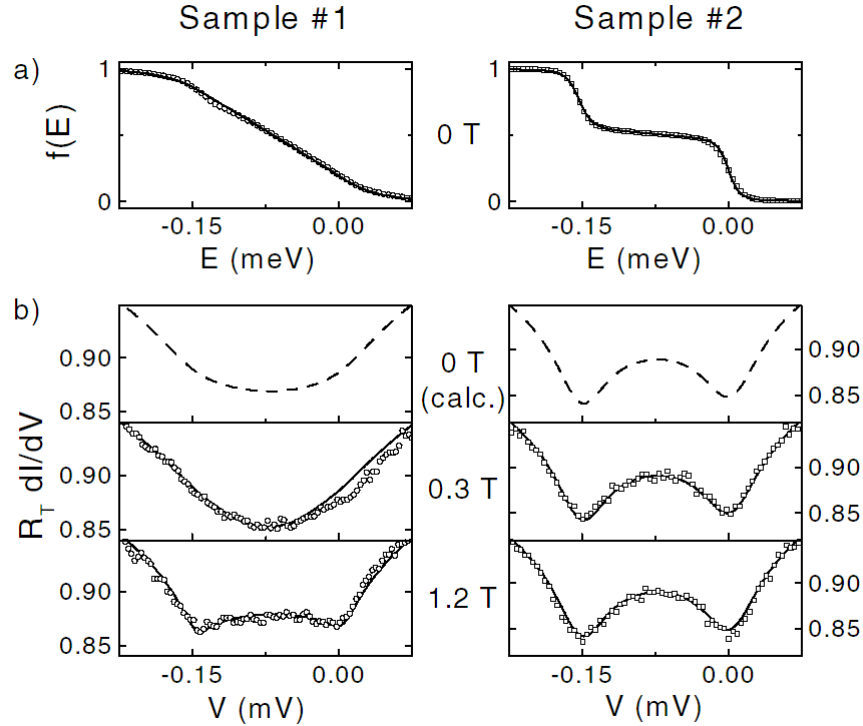


Figure 2.4 (a) Symboles : Fonctions de distribution $f(E)$ mesurées au centre de deux fils d'argent de même géométrie mais fabriqués en utilisant une source de pureté nominale différente, respectivement 99.999% et 99.9999% pour Sample #1 et #2. Les fonctions de distribution sont ici obtenues par déconvolution de $dI/dV(V)$ avec l'électrode de mesure supraconductrice, pour une tension $U=0.15$ mV appliquée aux bornes des fils et sous champ magnétique nul. Les échantillons fabriqués avec une source moins pure présentent plus d'échanges d'énergie. Lignes continues : Fits avec la théorie incluant l'effet d'impuretés Kondo de température de Kondo $T_K=40$ mK et de concentration $c=17$ ppm et 0.03 ppm respectivement pour Sample #1 et #2. (b) Tirets : Calculs du signal de blocage de Coulomb sur $dI/dV(V)$ en utilisant la mesure de $f(E)$ à $B=0$. Symboles : Mesures de $dI/dV(V)$ à $U=0.15$ mV avec $B=0.3$ et 1.2 T, l'électrode de mesure étant dans l'état résistif. Lignes : fits avec la théorie. Lorsque les échanges d'énergie sont véhiculés par des impuretés magnétiques, l'application d'un champ magnétique suffisant pour geler ces impuretés réduit les échanges d'énergie (cf Sample #1).

L'ensemble de ces mesures démontre que le comportement anormal des échanges d'énergie et de la cohérence quantique dans nos échantillons sont bien reliés à la présence de spins extrêmement dilués. Il est toutefois impossible de prouver expérimentalement qu'il n'existe pas un mécanisme intrinsèque de saturation du temps de cohérence de phase lorsque la température tend vers 0 (Golubev & Zaikin, Phys. Rev. Lett. 81, 1074 (1998)). Néanmoins, nous avons montré que la présence d'une concentration minuscule d'impuretés magnétiques (ppm à sub-ppm), très difficile à déceler par d'autres moyens que leur impact sur la cohérence quantique et les échanges d'énergie, permet de rendre compte des anomalies observées par nombre d'autres groupes.

Depuis, l'effet d'impuretés magnétiques de fer implantées dans de l'argent sur la décohérence a été mesuré dans le régime $T < T_K$, où l'effet Kondo devient pleinement développé (Mallet, Ericsson, Mailly, Unlubayir, Reuter, Melnikov, Wieck, Micklitz, Rosch, Costi, Saminadayar & Bauerle, Phys. Rev. Lett. 97, 226804 (2006); Alzoubi & Birge, Phys. Rev. Lett. 97, 226803 (2006)). Un très bon accord a ainsi été obtenu avec la théorie non-perturbative récente pour des spins $\frac{1}{2}$ dans le régime

Kondo (Micklitz, Costi, Altland, & Rosch, Phys. Rev. Lett. 96, 226601 (2006)). Ces résultats confirment l'impact extrêmement important sur la cohérence quantique des électrons que peut avoir une très faible concentration d'impuretés magnétiques. Ils permettent aussi de mieux s'en protéger, en pointant les impuretés dont l'effet sur la décohérence est le plus fort.

Très récemment, l'effet du désordre sur la décohérence quantique a été étudié expérimentalement en détail, en variant le coefficient de diffusion d'un gaz bidimensionnel d'électron sur trois ordres de grandeur par implantation d'ions gallium (Niimi, Baines, Capron, Mailly, Lo, Wieck, Meunier, Saminadayar, & Bäuerle, Phys. Rev. B 81, 245306 (2010)). Bien que la dépendance en température de la longueur de cohérence quantique change en régime très désordonné (ou lorsque la « quasi » dimensionnalité est modifiée), aucune saturation n'apparaît aux plus basses températures. Ce résultat suggère que la saturation de L_ϕ fréquemment observée n'est pas un phénomène intrinsèque, et ainsi renforce nos conclusions.

3 Effet de proximité supraconducteur dans les situations hors-équilibre

Nous avons étudié l'effet de proximité dans des situations hors d'équilibre. Nous observons un effet important des interactions électron-électron sur des mesures de la fonction de distribution électronique dans une jonction supraconducteur-normal-supraconducteur [5,7] et sur l'effet jonction- π dans une nouvelle géométrie à trois branches [8,26]. Dans les deux cas, nous montrons qu'un modèle simple incorporant les interactions permet de rendre compte des données.

Le terme "effet de proximité" décrit la modification des propriétés d'une électrode en métal normal (non-supraconducteur, N) et d'une électrode supraconductrice (S) lorsqu'elles sont connectées l'une à l'autre. De nombreuses expériences effectuées sur des dispositifs mésoscopiques ont permis de bien comprendre la modification des propriétés à l'équilibre (e.g. la densité d'états, la conductivité mais aussi le supercourant, voir la revue de B. Pannetier et H. Courtois, J. Low Temp. Phys. **188**, 599 (2000)). La propagation de l'ordre supraconducteur dans les métaux diffusifs est décrite théoriquement par les équations d'Usadel, qui s'appliquent lorsque tous les supraconducteurs sont au même potentiel² et ne tient compte des interactions qu'à travers un temps de vie quantique finie.

Nous avons effectué deux expériences sur l'effet de proximité dans des situations hors-équilibre où les interactions jouent un rôle important que nous avons pu incorporer dans un modèle simple. Nous avons expliqué précisément les mesures de la fonction de distribution électronique dans une jonction supraconducteur-normal-supraconducteur [5,7] et de l'effet jonction- π dans une nouvelle géométrie à trois branches [8,26].

3.1 Réflexions d'Andreev multiples révélées par la fonction de distribution des électrons

Nous avons mesuré dans le groupe Quantronique (CEA-Saclay) la fonction de distribution en énergie des électrons dans un fil en métal normal connecté à deux électrodes supraconductrices polarisées à des tensions différentes [5,7]. La forme de la fonction de distribution est profondément modifiée par la présence d'électrodes supraconductrices puisque les électrons ne peuvent s'échapper du fil que lorsque leur énergie excède le gap supraconducteur Δ . En conséquence, la distribution en énergie des électrons doit présenter une structure sur une gamme d'énergie au moins égale au gap.

² Il est possible de dépasser cette limitation avec les équations d'Usadel dépendant du temps (voir J.C. Cuevas *et al*, Phys. Rev. B **73**, 184505 (2006) pour le cas du fil diffusif cohérent connecté à deux électrodes supraconductrices polarisées en tension).

Pour décrire quantitativement l'effet des réservoirs supraconducteurs (S) sur la fonction de distribution des électrons dans le fil, nous utilisons le concept de réflexion d'Andreev. Une réflexion d'Andreev consiste en la réflexion d'un électron en trou (ou vice versa) dans la partie normale (N) d'une interface NS. Au cours de ce processus une paire de Cooper est transférée dans le supraconducteur. La conservation de l'énergie impose que l'énergie de l'électron et du trou sont symétriques par rapport au potentiel électrochimique du supraconducteur.

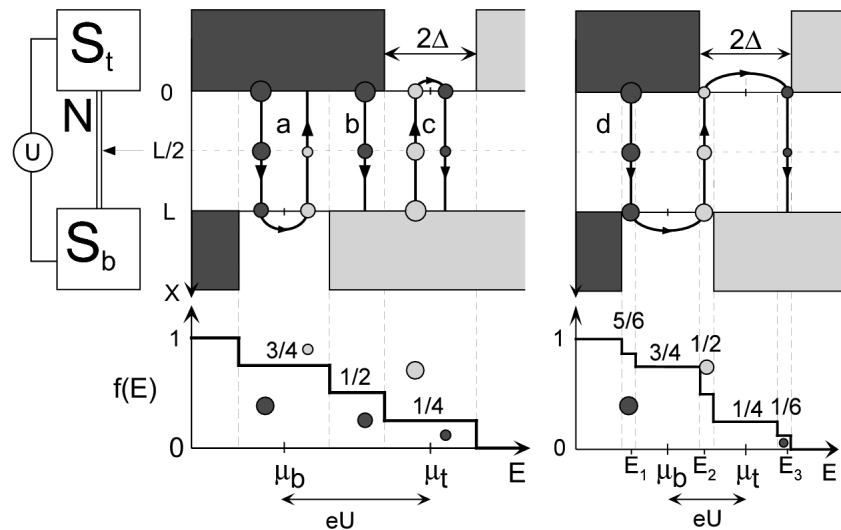


Figure 3.1 : **A gauche :** schéma de l'expérience : une tension U est appliquée entre deux supraconducteurs (S) connectés par un fil normal (N) de longueur L . Un doigt de mesure supraconducteur, représenté par une flèche, est connecté au centre du fil via une jonction tunnel. **En haut au milieu et en haut à droite :** représentation dans l'espace des énergies (axe horizontal) et des positions (axe vertical) des chemins de quasiparticule. Les états occupés (vides) d'énergie inférieure (supérieure) au gap 2Δ dans les électrodes supraconductrices sont représentés en sombre (gris clair). **En bas :** Les courbes tracées en bas de la figure sont les fonctions de distribution en énergie au milieu du fil pour $eU > 2\Delta$ (centre) et $\Delta < eU < 2\Delta$ (droite).

La fonction de distribution peut être calculée aisément en faisant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les interactions électron-électron et électron-phonon sont négligeables ;
- la renormalisation de la résistivité du fil normal par effet de proximité peut être négligée ;
- la probabilité d'avoir une réflexion d'Andreev est supposée égale à 1 sous le gap et 0 ailleurs.

Alors, on peut définir des chemins de quasiparticules dans l'espace énergie-position, le long desquels la nature (électron ou trou) et l'énergie des quasiparticules change à chaque interface NS sous le gap supraconducteur (hypothèses i et iii). Le facteur d'occupation n des quasiparticules varie linéairement entre 0 et 1 le long de ces trajectoires (hypothèse ii). En conséquence, à un point donné de la trajectoire, n est simplement égal à la fraction de la trajectoire restant à parcourir. La fonction de distribution $f(E)$, qui est définie pour les excitations de type électron, est donc égale à n lorsque la quasiparticule est un électron et $1-n$ lorsque la quasiparticule est un trou. Ce modèle simple prédit une structure en marches d'escalier pour la fonction de distribution, comme illustré par deux exemples sur la figure 3.1. Signalons le travail récent Houzet & Samuelsson Phys. Rev. B 82, 060517 (2010), qui généralise ce résultat à des systèmes multi-terminaux plus complexes.

Les fonctions de distribution $f(E)$ que nous avons mesurées (symboles dans la figure 3.2) présentent effectivement une structure complexe avec plusieurs marches. Mais les marches sont arrondies et les plateaux inclinés. On s'attend naïvement à ce que les interactions adoucissent la structure de marche car elles redistribuent l'énergie des quasiparticules.

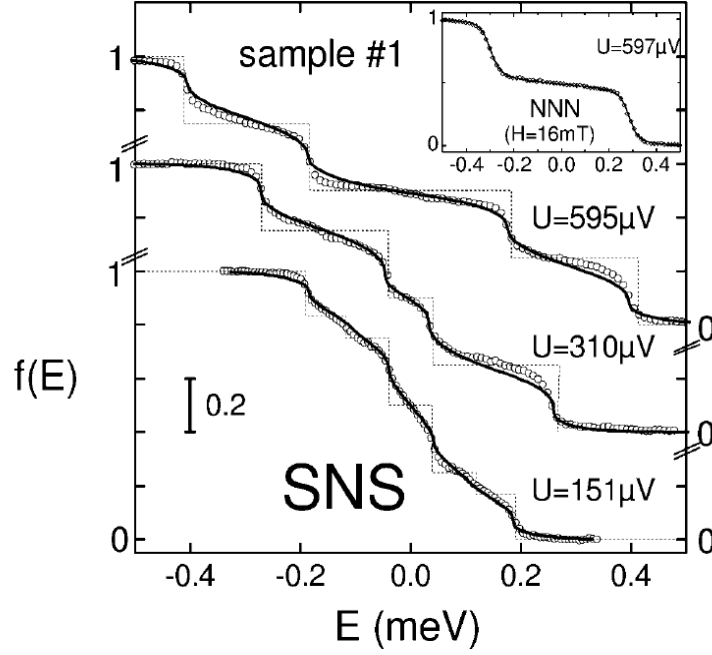


Figure 3.2: Fonctions de distribution au milieu d'un fil d'argent de $5\mu\text{m}$, quand les réservoirs sont dans l'état supraconducteur ou dans l'état normal (insert), pour différentes valeurs de la tension U appliquée aux bornes du fil. Les cercles ouverts sont les données mesurées à $T=20\text{mK}$, les lignes pointillées sont les prédictions de la théorie simplifiée qui contient uniquement la contribution des réflexions d'Andreev, et les traits continus correspondent à la solution de l'équation de Boltzmann en tenant compte du terme de collisions inélastiques.

Pour tenir compte des interactions nous résolvons numériquement l'équation de Boltzmann en régime diffusif. Les réflexions d'Andreev y interviennent dans les conditions aux bords tandis que l'effet des interactions électron-électron et électron-phonon est pris en compte via une intégrale de collisions inélastiques. Dans ce calcul nous utilisons l'intensité des interactions électron-électron et électron-phonon que nous avons déterminée préalablement à partir des données obtenues dans le régime où les réservoirs sont dans l'état normal. Le bon accord quantitatif entre les prédictions ainsi obtenues (lignes continues dans la figure 3.2) et les mesures démontre la pertinence physique de cette image simple des réflexions d'Andreev multiples combinée avec la prise en compte des collisions inélastiques dans le fil normal.

Nos mesures présentent donc une signature claire des réflexions d'Andreev multiples dans les longues jonctions SNS et démontrent l'importance des interactions entre électrons sur l'effet de proximité en situation hors d'équilibre. Une contribution qui n'est pas prise en compte dans le formalisme standard des équations d'Usadel.

3.2 Observation d'une jonction- π contrôlable dans un dispositif Josephson à trois terminaux

Dans le groupe de Norman Birge (Michigan State University), avec J. Huang, nous avons développé et mesuré un nouveau dispositif à trois terminaux dans lequel la direction du supercourant d'une jonction Josephson Supraconducteur / Normal / Supraconducteur peut être inversée en modifiant le potentiel électrique du métal normal (voir figure 3.3) [8,26]. Ce type de dispositif, appelé jonction- π contrôlable, améliore le circuit inventé par Baselmans *et al.* (Nature **397**, 43 (1999)) en réduisant l'impact des interactions entre électrons ainsi que le nombre de terminaux nécessaires.

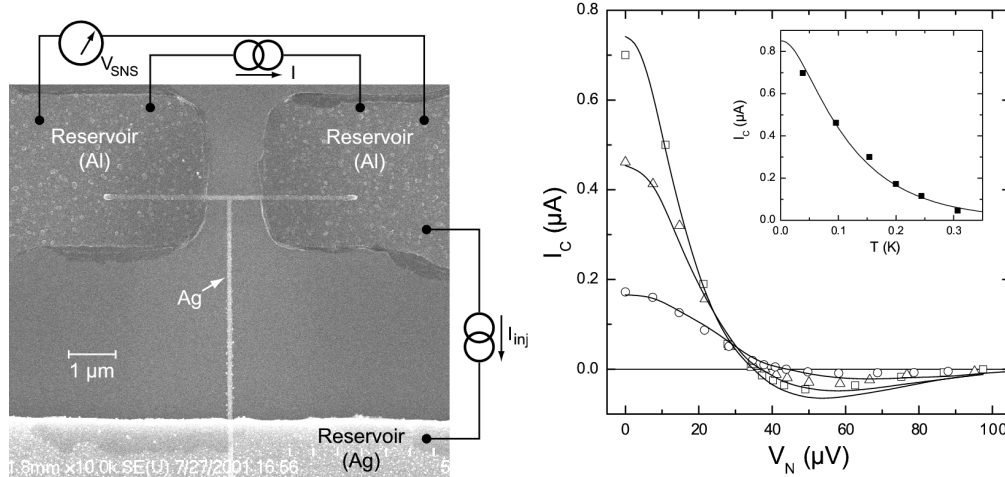


Figure 3.3 : Panneau de gauche : Micrographie électronique de l'échantillon avec le schéma du circuit de mesure. L'échantillon consiste en un fil d'argent en forme de T connecté en haut à deux réservoirs supraconducteurs en aluminium et en bas à un réservoir normal en argent. Le supercourant se propage dans la partie courte du fil d'argent reliant les électrodes supraconductrice. **Panneau de droite :** Supercourant critique I_c de la jonction Josephson vs la tension V_N du réservoir normal à $T = 38$ (carrés ouverts), 96 (triangles ouverts), et 200 mK (cercles ouverts). I_c est représenté négatif pour $V_N > 40$ μ V afin de symboliser l'apparition de la jonction π . Insert : courant critique vs température à $V_N = 0$. Les lignes sont les calculs théoriques incluant l'effet des interactions pris en compte dans une approche d'intégrale de collision avec l'équation de Boltzmann.

L'ingrédient essentiel à la base de l'effet jonction π -contrôlable est le fait que la fonction de distribution en énergie des électrons dans le fil diffusif en métal normal intervient dans l'expression du supercourant qui le traverse. Or grâce à la troisième branche connectée à une électrode normale, on peut contrôler la fonction de distribution et donc le supercourant. En pratique, une fonction de distribution hors d'équilibre ayant l'allure d'une double marche permet de renverser le sens du supercourant. L'interprétation quantitative de la dépendance du supercourant avec la tension de l'électrode normale connectée à la troisième branche nécessite donc de prendre en compte à la fois l'effet de proximité dans le fil (responsable de l'existence d'un supercourant) et les interactions (qui notamment changent la forme de la fonction de distribution).

Plus précisément, le supercourant I_S entre les électrodes supraconductrices s'écrit :

$$I_S = \frac{\sigma_N A}{2} \int j_E f_L(E) dE,$$

où σ_N et A sont la conductivité et la section du fil normal, j_E est la densité spectrale de supercourant en fonction de l'énergie et $f_L(E) = f(-E) - f(E)$ est la composante antisymétrique de la fonction de distribution en énergie des électrons.

La densité spectrale de supercourant s'obtient à partir des équations d'Usadel indépendamment de la fonction de distribution³. A partir du code de Frank Wilhelm modifié par Tero Heikkilä (Helsinki University of Technology) pour l'adapter à notre système, nous avons calculé numériquement j_E en fonction de la différence de phase supraconductrice et pour la géométrie à trois pattes de notre échantillon.

La fonction de distribution antisymétrisée $f_L(E)$ est facilement calculée en l'absence d'interactions, en tenant compte des réflexions d'Andreev (voir section 3.1). Toutefois, lorsque l'on utilise cette expression on trouve d'une part que le courant critique dans l'état " π " est surestimé par un important facteur, et d'autre part que la tension à laquelle se produit la transition vers l'état " π " est trop petite.

³ Techniquement, il suffit de résoudre les équations d'Usadel pour les fonctions de Green avancée et retardée.

Pour obtenir un bon accord quantitatif entre les données et les prédictions il est nécessaire de tenir compte de la relaxation en énergie de la fonction de distribution du fait des interactions électron-électron. Le résultat de ce calcul, effectué en suivant la même procédure que décrit dans la section 3.1, est représenté par des lignes continues sur le panneau de droite de la figure 3.3.

4 Détection de signaux quantiques avec l'amplificateur Josephson à bifurcation

Nous avons développé un nouvel amplificateur pour la détection de signaux quantiques, appelé amplificateur Josephson à bifurcation [15,17,18,25]. Ce détecteur ultra-sensible utilise la non-linéarité de la relation courant-phase d'une jonction Josephson.

Effectuer la mesure d'un système quantique dans l'état solide, tel que les bits quantiques supraconducteurs, est un véritable challenge. En effet, l'amplificateur quantique idéal doit perturber de façon minimale le système mesuré tout en maintenant un gain suffisant pour ne pas être limité par le bruit des éléments subséquents de la chaîne d'amplification. De plus, la dérive caractéristique des propriétés des matériaux dans l'état solide nécessite un système d'acquisition rapide permettant des mesures successives dans de brefs intervalles de temps. Pour répondre au mieux à ces contraintes contradictoires nous avons utilisé la sensibilité d'un système dynamique non-linéaire, en fait une simple jonction Josephson en parallèle avec une capacité, au voisinage d'un point de bifurcation. Ce travail a été effectué à Yale University (USA) sous la direction de Prof. Michel Devoret, avec notamment I. Siddiqi, R. Vijay et C. Wilson [15,17,18,25].

Pourquoi utiliser une jonction Josephson ? D'abord, la jonction tunnel supraconductrice est le seul élément dipolaire électrique présentant une non-linéarité non-dissipative qui persiste jusqu'à des températures arbitrairement basses.⁴ De plus, étant un composant clef des SQUIDS, il est connu que les jonctions tunnel supraconductrices présentent un grand degré de stabilité. Finalement, tous les degrés de liberté de ce système dynamique participent à l'amplification. Il n'y a donc aucune dissipation inutile de laquelle résulterait du bruit en excès.

L'opération de l'amplificateur Josephson à bifurcation est représentée schématiquement sur le panneau haut de la figure 4.1. L'élément central du dispositif est une jonction Josephson dont le courant critique I_0 est modulé par le signal d'entrée (input port) via un système de couplage qui dépend de l'application. Ce système de couplage peut prendre la forme, par exemple, d'une boucle SQUID permettant de coupler le détecteur à un courant (insert du panneau haut). Il peut aussi s'agir d'un transistor supraconducteur à paires de Cooper permettant de coupler le détecteur à une tension.

Le principe de fonctionnement du détecteur Josephson à bifurcation est le suivant. La jonction Josephson en parallèle avec une capacité forme un oscillateur non-linéaire qui est excité par le courant $i_{RF}\sin(\omega t)$ injecté par une ligne de transmission (drive port) à travers un coupleur directionnel. Une propriété générique des oscillateurs non-linéaires faiblement amortis est que, lorsqu'ils sont excités à une fréquence ω légèrement décalée de leur fréquence de résonance ω_p , il existe une plage d'amplitude de la force d'excitation $I_B' < i_{RF} < I_B < I_0$ dans laquelle le système présente deux états possibles d'oscillation dont la phase et l'amplitude diffèrent. Partant de l'état de plus faible amplitude d'oscillation le système devient infiniment sensible (en l'absence de fluctuations thermiques et quantiques) aux variations du courant critique I_0 au point de bifurcation $i_{RF} = I_B$. Une signature commode de l'état d'oscillation du système est la phase de la composante réfléchie du signal d'excitation. Cette composante, qui transporte donc de l'information sur le signal d'entrée, est mesurée à travers une autre ligne de transmission connectée au coupleur directionnel (output port). La phase ϕ

⁴ La relation Josephson entre le supercourant et la différence de phase supraconductrice à travers une jonction tunnel peut être reformulée comme une relation courant-tension avec pour impédance une inductance non-linéaire.

du signal réfléchi est portée sur le panneau bas de la figure 4.1 en fonction du courant d'excitation i_{RF} , avec les deux modes d'oscillation de l'oscillateur non-linéaire labellisés '0' et '1'.

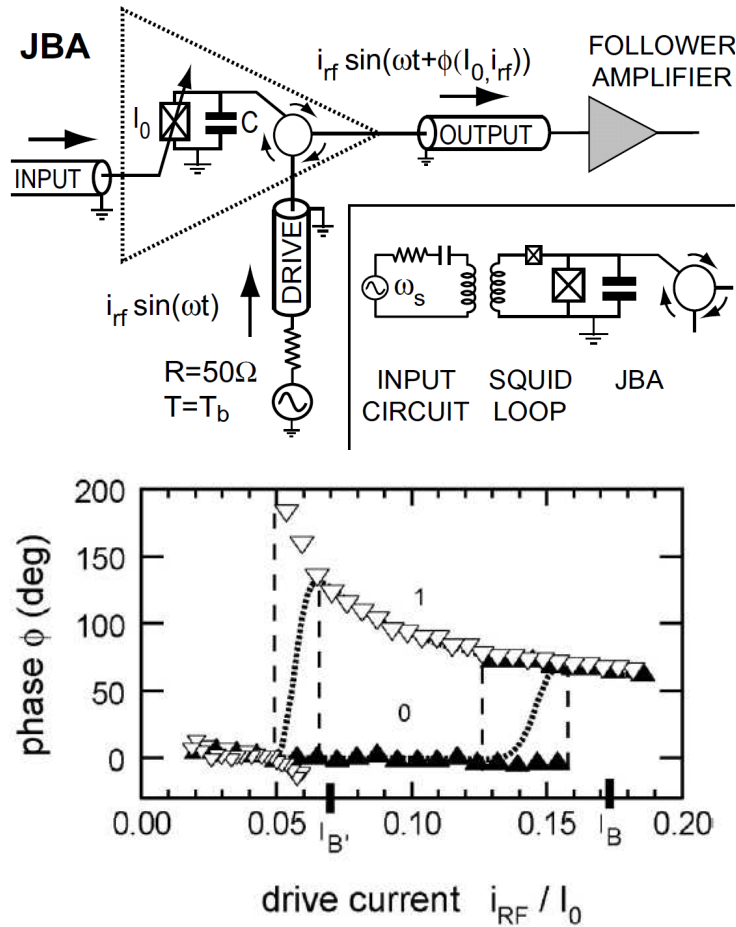


Fig. 4.1 Panneau haut : Diagramme schématique de l'amplificateur Josephson à bifurcation. Une jonction de courant critique I_0 couplée au port d'entrée (input port) est excitée par un signal RF (drive port). Au voisinage du point de bifurcation dynamique, la phase et l'amplitude de l'oscillation de courant aux bornes de la jonction dépendent de manière critique du signal d'entrée et se manifestent à travers la phase ϕ du signal réfléchi (output port). Insert en bas à droite : exemple de circuit de couplage pour l'input. **Panneau bas :** Phase ϕ du signal réfléchi en fonction du courant d'excitation i_{RF}/I_0 , avec $I_0=1.172 \mu A$ et $(\omega_p-\omega)/\omega=0.112$ où ω_p est la fréquence de résonance. Les triangles pointant vers le haut et vers le bas correspondent aux mesures de la phase effectuées respectivement en augmentant et descendant le courant d'excitation i_{RF} . Les deux lignes pointillées correspondent à la valeur moyenne de la phase pour ces deux modes. Les courants de bifurcation $I_{B'}$ et I_B calculés pour une température nulle sont représentés sur l'axe horizontal.

Un intérêt remarquable lié à l'existence d'une réponse hystérétique entre deux états de l'oscillateur non-linéaire de mesure est qu'avec une modulation appropriée de l'amplitude du courant d'excitation on peut répercuter l'état du système sondé sur l'oscillateur non-linéaire puis, en réduisant l'amplitude d'excitation, geler la réponse de l'oscillateur non-linéaire pour le mesurer avec une chaîne d'amplification linéaire standard. Ce système appelé « sample and hold » permet de s'affranchir des limites liées au bruit des amplificateurs suivants.

L'arrangement de l'amplificateur Josephson à bifurcation minimise la perturbation du système sondé. D'une part, cet amplificateur ne génère pas d'excitations électroniques locales qui pourraient affecter le système sondé. D'autre part, la seule source de bruit provient de l'impédance d'entrée de l'amplificateur suivant de la chaîne d'amplification. Puisque ce second amplificateur est physiquement séparé de la jonction Josephson par une ligne de transmission de longueur arbitraire, il est possible de

réduire ce bruit à celui généré par une impédance égale à celle de la ligne de transmission thermalisée à la température de base en utilisant un circulateur.

Les expériences que nous avons effectuées ont démontré le principe de l'amplificateur à bifurcation en physique mésoscopique. Nous avons aussi montré que la sensibilité de cet amplificateur est en bon accord avec la théorie des transitions dynamiques et qu'il est particulièrement bien adapté aux bits quantiques supraconducteurs. Ramené en unité standard, nous avons obtenu une résolution de $3.3\text{pA/Hz}^{1/2}$ sur le courant critique d'une jonction Josephson, avec un temps de mesure de 50ns à 300mK.

Ce détecteur a inspiré de nouveaux travaux pour l'amplification des signaux quantiques et est maintenant utilisé notamment à Yale, à Berkeley, à Delft et à Saclay sur des différents types de qubit supraconducteurs : les transmons, les qubits de flux, les quantriums. La combinaison d'une absence de dissipation dans ce dispositif supraconducteur avec un comportement hystérétique a permis d'effectuer des mesures en un coup de l'état d'un bit quantique supraconducteur avec une fidélité record de 94% (F. Mallet *et al.*, Nature Phys. 5, 791 (2009)). Ce même dispositif permet également de réaliser des mesures non-destructives (A. Lupascu *et al.*, Nature Phys. 3, 119 (2007)). Jusqu'au développement de l'amplificateur Josephson à bifurcation, les systèmes de mesures relativement efficaces étaient dissipatifs ce qui se traduisait par des mesures destructives, des temps de réinitialisation plus long et une fidélité moins élevée probablement du fait d'une rétroaction plus importante.

5 Laboratoire très hautes fréquences on-chip

Nous avons démontré expérimentalement au moyen d'une jonction Josephson polarisée en tension qu'un détecteur quantique permet de mesurer le bruit quantique complet d'un circuit électrique, c'est à dire séparément le bruit absorbé et le bruit émis [19,27]. Nous avons ensuite montré que ce dispositif réalise un véritable laboratoire très haute fréquence on-chip. Cela nous a permis d'effectuer la spectroscopie, de contrôler le supercourant et de sonder l'émission haute-fréquence d'un transistor à paires de Cooper [21,22].

La détection des fluctuations de courant est un outil puissant pour déterminer de quelle manière la mécanique quantique modifie les lois habituelles de l'électronique et pour apporter un éclairage nouveau sur des questions fondamentales telles que la nature et le temps de vie des excitations électroniques dans les circuits mésoscopiques.

Alors qu'il existe de nombreuses mesures à basse fréquence aux très basses températures, il y a eu jusque très récemment peu d'expériences sondant le régime plus révélateur des hautes fréquences, typiquement au-delà de 1 GHz, et toujours très peu d'expériences au-delà de 20 GHz. Cela résulte notamment des difficultés expérimentales à combiner les contraintes de l'amplification haute fréquence et des très basses températures.

Le dispositif que nous avons utilisé comme générateur et détecteur de signaux hautes fréquences est une jonction tunnel Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur (SIS) prenant la forme d'un SQUID (à droite sur la figure 5.1). La géométrie de SQUID permet d'ajuster le supercourant maximum de la jonction SIS avec un petit champ magnétique qui préserve la supraconductivité dans les électrodes.

Ce dispositif permet de générer un signal haute fréquence monochromatique par effet Josephson ac. La fréquence du signal est simplement proportionnelle à la tension appliquée, sur une gamme de fréquence jusqu'à 200GHz pour un dispositif utilisant de l'aluminium comme supraconducteur. L'amplitude du signal est simplement proportionnelle au supercourant maximum et peut donc être ajustée avec le champ magnétique.

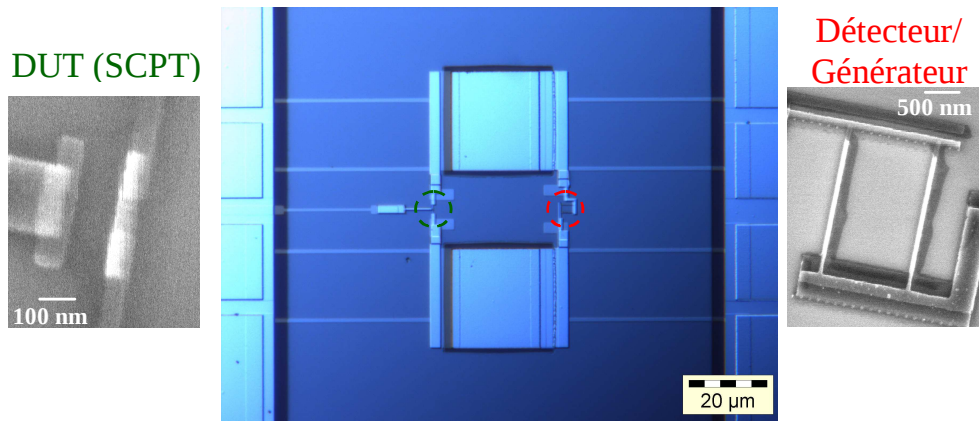


Fig. 5.1 Au centre, photo optique du détecteur/générateur haute fréquence (agrandissement SEM à droite) couplé capacitivement au dispositif testé, ici un transistor à paires de Cooper (agrandissement SEM à gauche). Les deux dispositifs sont connectés aux lignes de mesures externes par des résistances on-chip. Le détecteur/générateur SIS a une géométrie type SQUID afin de pouvoir contrôler son supercourant avec un champ magnétique.

Ce dispositif permet également de détecter un signal haute fréquence. Le mécanisme de détection repose sur l'effet tunnel photo-assisté et permet ainsi de convertir en courant DC, de manière résolue en fréquence, un signal très haute fréquence typiquement dans la gamme 10-100GHz. Ce type de détecteur a d'abord été introduit en radio-astronomie au début des années 80 et beaucoup plus récemment dans le groupe de Kouwenhoven à Delft (Deblock *et al.*, Science **301**, 203 (2003)) pour sonder des circuits mésoscopiques. Dans ce mode de fonctionnement, le supercourant maximum est minimisé afin de ne pas irradier l'échantillon mesuré.

Les travaux présentés dans cette partie [19,21,22,27] sont le résultat d'une étroite collaboration entre le Laboratoire de Physique des Solides à Orsay (R. Deblock, H. Bouchiat) et le LPN (F. Pierre), sous la coordination scientifique de Richard Deblock.

5.1 Mesures du bruit quantique complet

Avec ce dispositif nous avons pu démontrer sans ambiguïtés et pour la première fois, qu'un détecteur quantique adapté permet de mesurer le bruit quantique complet d'un circuit électrique, c'est-à-dire de mesurer séparément à la fois le bruit absorbé et le bruit émis [19,27]. Cette possibilité n'a été proposée théoriquement que récemment par Lesovik & Loosen (JETP Lett. **65**, 295 (1997)) et il est généralement considéré qu'un détecteur "classique" ne permet d'accéder qu'au bruit symétrisé contenant à poids égal les contributions de l'absorption et de l'émission.

La figure 5.2 illustre la fonctionnement du détecteur SIS dans le cas d'écoulement d'un signal monochromatique symétrique à la fréquence eV_S/h provenant d'une jonction Josephson polarisée à la tension V_S et couplée capacitivement au détecteur. Le caractère monochromatique se traduit sur le signal détecté par une structure sur la transconductance du détecteur $dI_{PAT}/dV_S(V_S)$. Cette structure signale les conditions pour lesquelles le signal source de fréquence eV_S/h entre dans la plage de fréquence sondées par le détecteur. On peut changer la plage de fréquence détectée avec la tension appliquée au détecteur (cf courbes décalées verticalement). La position prédite de cette structure pour différentes tensions appliquées au détecteur est représenté par les lignes en tirets.

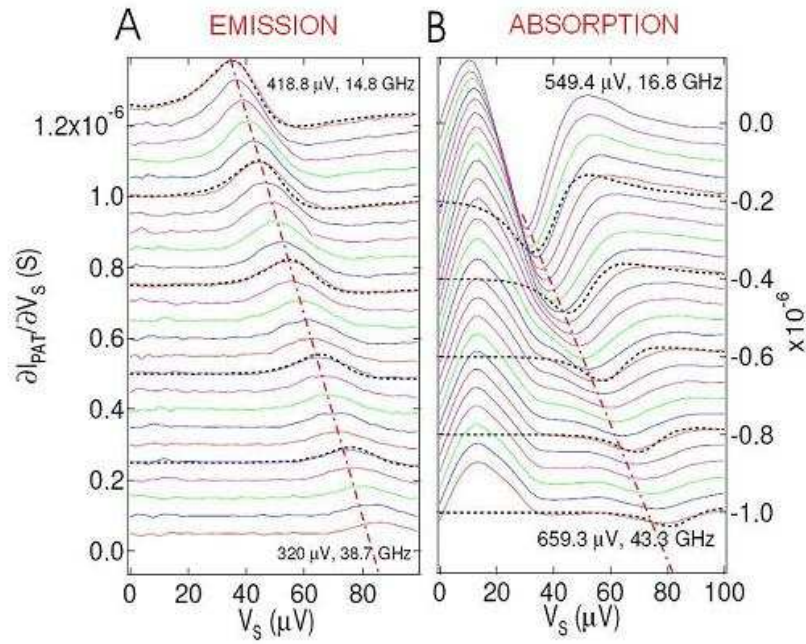


Fig. 5.2 Dérivée du courant à travers le détecteur (I_{PAT}) avec la tension V_S appliquée à la jonction Josephson source, tracée en fonction de V_S . La tension source V_S a pour conséquence l'émission d'un signal à la fréquence $\nu=2eV_S/h$ dont les composantes en émission (A) et en absorption (B) sont détectées séparément. Les courbes décalées verticalement dans un souci de lisibilité, correspondent à différentes tensions de polarisation appliquées au détecteur, ce qui revient à sonder différentes plages de fréquence du signal source. Le pic qui apparaît dans le signal d'absorption (B) à petit V_S indépendamment de la fréquence sondée est attribué à un petit effet de chauffage.

Le détecteur SIS permet de différencier le bruit émis du bruit absorbé. En effet, lorsque la tension de polarisation appliquée au détecteur est inférieure à $2\Delta/e$, où Δ est le gap supraconducteur, le courant à travers le détecteur n'est énergétiquement possible qu'avec l'absorption d'un photon émis par la source (du moins dans le cas d'une jonction opaque, on parle d'effet tunnel photo assisté). Dans ce régime de fonctionnement, le détecteur ne mesure donc que le signal émis. A l'inverse, lorsque la tension de polarisation appliquée au détecteur est supérieure à $2\Delta/e$, le courant à travers le détecteur est également affecté (réduit) par émission stimulée. En conséquence les deux contributions (signal émis et signal absorbé) peuvent être obtenues séparément. Dans le cas d'écoule de la source réalisée par une jonction Josephson polarisée en tension, le signal sondé est symétrique. En conséquence le détecteur mesure à la fois un signal émis (A) et un signal absorbé (B). Pour démontrer que le détecteur SIS permet de mesurer le bruit quantique complet nous avons aussi utilisé une source de bruit asymétrique. Cette source est réalisée par le courant de quasiparticules à travers une autre jonction SIS polarisée en tension, similaire au détecteur (et dont le supercourant maximum est également minimisé pour annuler la contribution de l'effet Josephson AC) [19].

5.2 Spectroscopie et manipulation de circuits mésoscopiques par irradiation haute fréquence

La jonction tunnel SIS peut également être utilisée comme générateur par effet Josephson ac. En utilisant ce dispositif pour irradier un transistor à paires de Cooper nous avons pu démontrer qu'il est possible de contrôler, c'est à dire diminuer mais aussi, dans une moindre mesure, augmenter le supercourant maximum à travers le transistor par le biais d'une irradiation haute fréquence (figure 5.3) [21]. La surprenante observation d'une augmentation du supercourant maximum par irradiation est interprétée comme résultant de la présence résiduelle de quasiparticules dans la boîte à paires de

Cooper. Ces quasiparticules, qui ont pour effet de réduire le supercourant maximum lorsque l'offset de charge est optimisé (ie à $C_G V_G = e$), s'échappent plus facilement en présence de l'irradiation haute fréquence ce qui se traduit par une augmentation du supercourant maximum. Par ailleurs, l'excitation résonante des niveaux énergétiques de l'îlot supraconducteur transparaît sur la figure 5.3 sous la forme de motifs en croix.

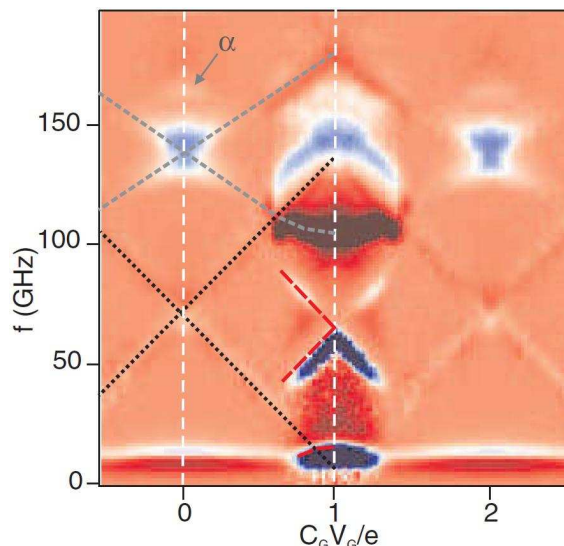


Figure 5.3 : Mesure qualitative des variations de l'énergie Josephson effective (bleu positif, rouge négatif) du transistor à paires de Cooper en fonction l'offset de charge $C_G V_G$ et de la fréquence d'irradiation f émise par effet Josephson AC. Les structures visibles peuvent être expliquées par les résonances entre les différents états du transistor, et en tenant compte de la présence non-nulle de quasiparticules dans l'île du transistor supraconducteur (voir [21]).

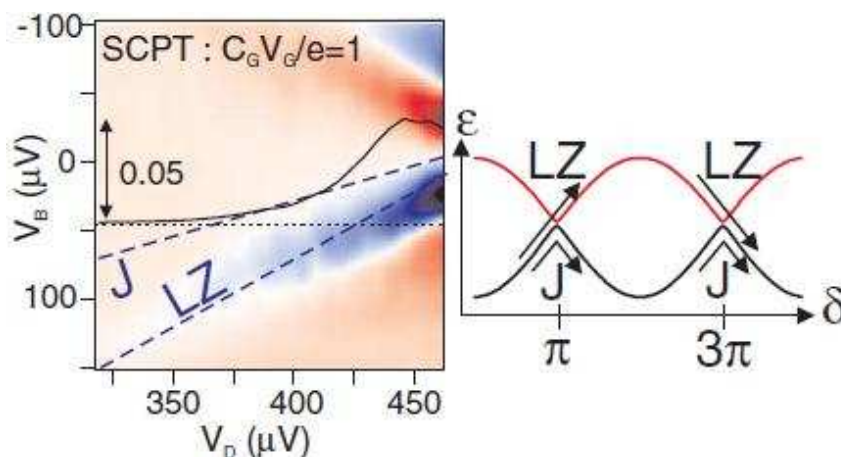


Figure 5.4 : Détection du signal haute fréquence émis par une boîte à paires de Cooper polarisée à V_B . Lorsque deux états de charge sont dégénérés la fréquence est divisée par deux par rapport à l'effet Josephson AC usuel (J) en raison de transitions Landau-Zener (LZ), comme représenté sur le panneau de droite. Loin de la dégénérescence des états de charge, on retrouve l'effet Josephson AC usuel (voir [22]).

Nous avons également effectué la mesure du signal haute fréquence émis par le transistor à paires de Cooper lorsque celui-ci est polarisé en tension [22]. Cela nous a permis de mettre en évidence un effet Josephson ac dont non seulement l'amplitude mais également la fréquence dépend de l'offset de charge $C_G V_G$. En effet, la fréquence du signal émis pour une tension de polarisation donnée du transistor à paires de Cooper diminue d'un facteur deux proche de $C_G V_G = e$ (Fig. 5.4, panneau de gauche). Nous attribuons cet effet à la proximité entre le niveau fondamental et le premier niveau

excité de la boîte à paires de Cooper à $C_G V_G = e$, ce qui favorise les transitions Landau-Zener entre ces deux niveaux lorsque la phase supraconductrice δ est rampée rapidement du fait de la tension appliquée (Fig. 5.4, panneau de droite).

Les perspectives envisagées sont notamment d'utiliser ce détecteur on-chip pour sonder d'autres dispositifs mésoscopiques, et en premier lieu des boîtes quantiques en régime Kondo.

6 Interférences quantiques dans les matériaux ferromagnétiques

Nous avons observé, pour la première fois, le déphasage quantique des électrons associé à la traversé d'une paroi de domaine magnétique en utilisant des fils ferromagnétiques épitaxiés de GaMnAs [20].

L'effet des interférences quantiques sur la conductance fait depuis vingt ans l'objet de nombreux travaux expérimentaux en particulier sur les métaux non-magnétiques. L'effet des interférences quantiques transparait notamment à travers les fluctuations universelles de conductance et les corrections de localisation faible qui sont désormais considérées comme des outils permettant d'accéder au temps τ_ϕ pendant lequel les électrons conservent leur cohérence quantique.

Dans les métaux non-magnétiques l'effet du spin est principalement limité à deux aspects : d'une part, la localisation faible devient une anti-localisation lorsque le temps spin-orbite est plus court que τ_ϕ ; d'autre part, une réduction parfois importante de τ_ϕ est souvent détectée sous la forme d'une apparente saturation à basse température par le fait d'une concentration même très faible d'impuretés magnétiques efficacement couplées aux électrons de conduction par l'effet Kondo.

Dans le régime opposé des matériaux magnétiques, l'interaction d'échange ferromagnétique est suffisamment importante pour interdire les fluctuations d'un spin unique. Toutefois, les effets de cohérence quantique peuvent être sévèrement atténués notamment par les excitations collectives de spin de basse énergie (magnons). En conséquence, la longueur de cohérence quantique dans un métal ferromagnétique 3d est généralement inférieure à 30nm à 30mK.

Dans ce contexte, le matériau ferromagnétique épitaxié GaMnAs est particulièrement intéressant. D'une part, car ses qualités cristallines permettent d'espérer une longueur de cohérence quantique plus importante. D'autre part, car il est possible de réaliser des dispositifs ayant une anisotropie magnétique selon une direction unique, perpendiculaire à la couche, pour laquelle on s'attend à ce que les excitations collectives de spin présentent un gap à basse énergie. Un tel gap aurait pour effet à basse température de réduire la décohérence quantique des électrons de conduction par les magnons.

Les mesures des fluctuations universelles de conductance (UCF) que nous avons effectuées dans le groupe Phynano (LPN) sur des fils de GaMnAs fabriqués par Aristide Lemaitre, montrent que la longueur de cohérence quantique y est inhabituellement grande pour un matériau ferromagnétique, typiquement 100nm à 100mK et qu'elle est préservée même à champ magnétique nul. En comparant des structures ayant une anisotropie magnétique selon la direction perpendiculaire et celles ayant une anisotropie planaire⁵, nous avons pu séparer les contributions de désordre structural et de désordre magnétique aux UCF. Alors qu'aux forts champs magnétiques le désordre structural domine, à bas champ et pour une anisotropie magnétique planaire l'orientation magnétique se réoriente progressivement dans le plan avec pour conséquence un réarrangement des parois de domaines magnétiques. Ce réarrangement se traduit sur les UCF par un très faible champ de corrélation lié au fait que la phase quantique des électrons est simultanément modifiée (voir figure 6.1). Le fait que

⁵ L'anisotropie perpendiculaire est obtenue en déposant une sous couche de GaAs non dopé qui crée une déformation de compression. L'anisotropie planaire est obtenue en déposant une sous couche de InGaAs non dopé qui crée une déformation d'extension.

l'amplitude des UCF reste inchangée conforte cette interprétation et démontre que ni les parois de domaines magnétiques ni les magnons ne contribuent significativement à la décohérence quantique.

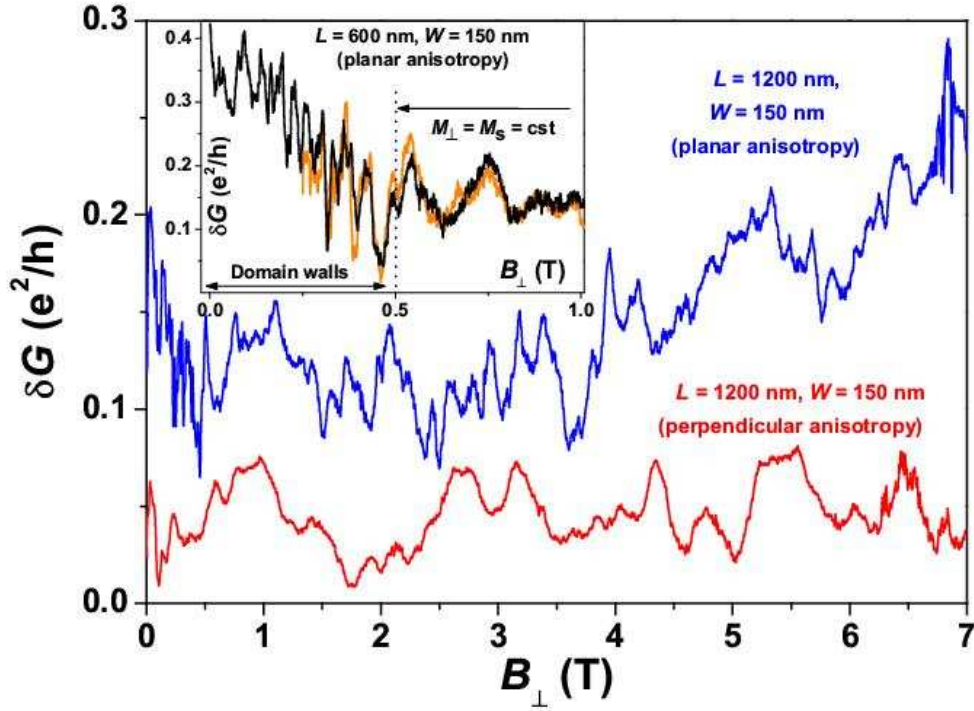


Fig. 6.1 : Fluctuations Universelles de Conductance mesurées à 100mK dans un fil de GaMnAs d'anisotropie magnétique soit planaire (dans le plan du substrat 2D) soit perpendiculaire au plan du substrat 2D (i.e. parallèle au champ magnétique appliqué). (Insert) Crossover à bas champ d'un nanofil ayant une anisotropie planaire vers le régime où le champ de corrélation des UCF est réduit par le réarrangement des parois de domaines magnétiques.

Les travaux présentés dans cette partie [20] ont été réalisés au LPN sous la coordination scientifique de Romain Giraud et Giancarlo Faini.

7 Electrodynamique quantique des circuits mésoscopiques

Nous avons montré que le blocage de Coulomb s'applique aussi aux jonction tunnel étendues et aux conducteurs cohérents de transmission arbitraire. Dans le premier cas, nous avons établi sur une longue jonction tunnel l'équivalence entre le blocage de Coulomb et l'anomalie de la densité d'états tunnel dans les métaux diffusifs [6,7]. Dans le deuxième cas, nous avons démontré au moyen d'une approche expérimentale originale le lien fort prédit entre le bruit de grenaille quantique et le blocage de Coulomb dynamique sur petit conducteur quantiquement cohérent [23].

Une petite jonction tunnel présente une diminution de sa conductance à basse tension et à basse température lorsqu'elle est insérée dans un circuit résistif, en violation des lois classiques de composition des impédances. Ce phénomène quantique, appelé blocage de Coulomb dynamique, résulte de l'excitation de modes électromagnétiques du circuit par les impulsions de courant associés aux sauts tunnels.

Plus généralement, le blocage de Coulomb concerne en principe n'importe quel conducteur cohérent, pas seulement les jonctions tunnels de petites tailles. Il apparaît que le blocage de Coulomb constitue un cadre général permettant de décrire les lois de composition des circuits quantiques en fonction de la statistique complète de leurs fluctuations de courant.

Nous avons étudiés expérimentalement comment le blocage de Coulomb est modifié dans le cas d'une longue jonction tunnel [6,7] et dans le cas où la jonction tunnel est remplacé par un petit conducteur cohérent de transmission arbitraire [23].

7.1 Blocage de Coulomb dynamique dans une grande jonction tunnel

La théorie du blocage de Coulomb a d'abord été développée au début des années 90 pour de petites jonctions tunnel insérées dans des circuits macroscopiques linéaires. Dans cette théorie l'échelle d'énergie (température et tension) sur laquelle ce phénomène se produit est limitée par l'énergie de charge $e^2/2C$, où C est la capacité géométrique de la jonction tunnel. En conséquence cette théorie prédit que le blocage de Coulomb s'annule dans la limite des grandes jonctions tunnel. Pourtant, au début des années 80 Altshuler et Aronov (voir 'Electron-Electron Interactions in Disordered Systems', Ed. A.L. Efros and M. Pollak, Elsevier Science Publishers B.V. (1985)) ont calculé l'effet des interactions entre électrons sur la conductance de grandes jonctions tunnels et ont prédit que la conductance de telles jonctions présente une dépression à basse tension appelée "Zero Bias Anomaly" (ZBA) lorsque les électrodes sont en métal diffusif. Les ingrédients de ces théories sont en fait les mêmes : les interactions coulombiennes et le désordre. Les prédictions étant de nature similaire nous avons soulevé la question de leur équivalence exacte.

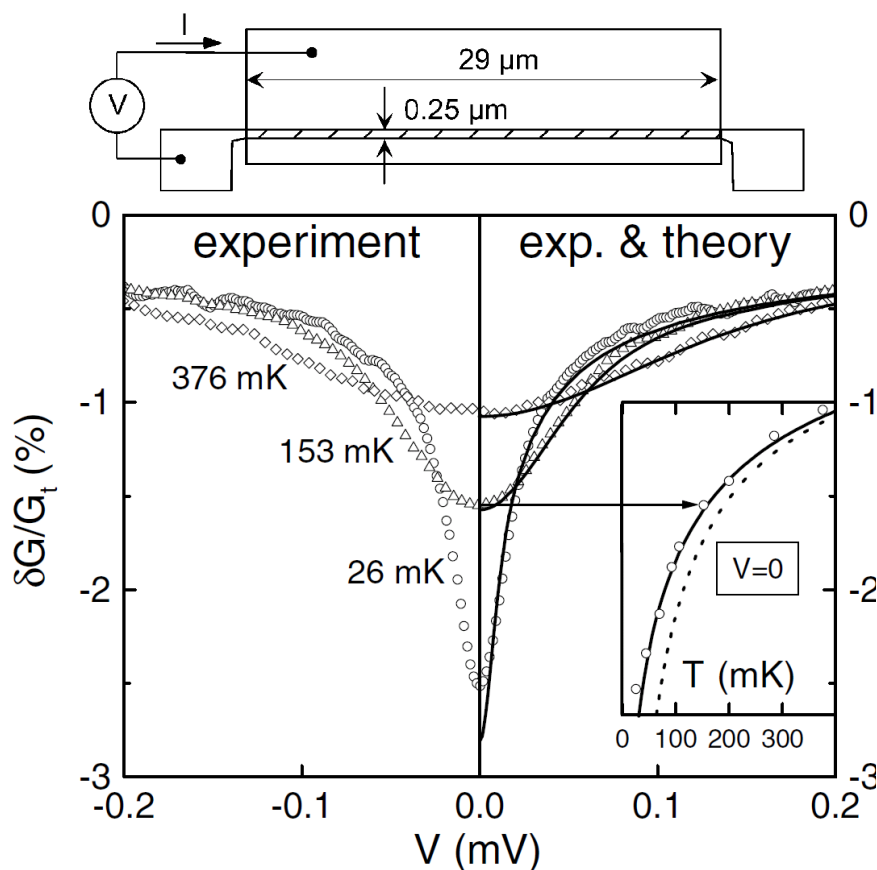


Figure 7.1 : Panneau haut : Schéma du circuit utilisé pour mesurer la densité d'états dans un fil diffusif. Une longue jonction tunnel est formée entre un fil et un plan de masse. **Panneau bas :** Conductance différentielle de la longue jonction tunnel, en fonction de la tension V et à trois températures. En insert, conductance à tension nulle en fonction de la température. Les lignes continues sont les prédictions théoriques du modèle complet. La ligne pointillée est la prédiction pour un fil infini.

Pour ce faire, nous avons mesuré dans le groupe Quantronique (CEA-Saclay) la conductance différentielle d'une longue jonction tunnel et montré qu'elle se comprenait aussi bien par une extension simple de la théorie standard du blocage de Coulomb que par la théorie de la ZBA [6,7].

Dans l'approche développée par Nazarov (voir Annexe dans le chapitre de G.-L. Ingold, Yu.V. Nazarov, 'Single Charge Tunneling', édité par H. Grabert, M.H. Devoret, Plenum Press, New York (1992)), le problème de l'effet des interactions sur le tunneling d'un électron dans une électrode se ramène à un calcul d'impédance électromagnétique : Il n'est pas nécessaire de modéliser au niveau microscopique tous les détails géométriques. De ce fait, il est possible de décrire simplement des situations expérimentales non triviales et notamment de tenir compte de la taille finie d'échantillons reliés à des circuits extérieurs.

Plus précisément, dans le cas d'une jonction étendue, Nazarov a proposé de traiter les interactions coulombiennes dans les électrodes elles-mêmes par une impédance : un électron tunnel en un point de la jonction, et l'étalement de sa charge est ralenti par la capacité entre les deux électrodes et par leur résistivité. L'électron ayant traversé la barrière est sensible au potentiel en tous les points de sa trajectoire dans les électrodes. L'impédance effective fait donc intervenir le propagateur $p(r, \omega)$ des électrons dans les électrodes (diffusif pour le cas des couches minces métalliques), ainsi que la relaxation du potentiel à la position r du point où se produit l'effet tunnel $z(r, \omega)$. Selon Nazarov, il est alors possible d'utiliser le formalisme du blocage de Coulomb dynamique mais en utilisant l'impédance effective

$$Z_{eff}(\omega) = i\omega \int d^3r z(r, \omega) p(r, \omega).$$

Ce résultat généralise aux circuits qui ne sont pas invariants par translation le calcul d'Altshuler et Aronov. Dans le cas limite d'une petite jonction tunnel insérée dans un circuit, le potentiel ne dépend pas de la position de sorte que Z_{eff} est simplement l'impédance du circuit vu par la jonction et on retrouve bien la théorie standard du blocage de Coulomb. Ce résultat contient de plus une simplification importante par rapport au calcul microscopique de la densité d'états : Nazarov a reconnu que, dans une électrode où l'électroneutralité est obéie à très petite échelle, il n'était pas nécessaire de connaître le potentiel d'interaction entre les électrons pour obtenir le potentiel créé par l'injection d'un électron. L'électromagnétisme des milieux continus ordinaire suffit. Dans le point de vue du blocage de Coulomb, on traite ainsi naturellement la présence de la capacité de la jonction tunnel dans le calcul du potentiel. Dans la théorie microscopique, cet effet ne peut être pris en compte qu'en incluant dans le calcul de la polarisabilité les charges images par la contre électrode. Ce calcul lourd a été fait par Zyuzin *et al.* (Zh. Eksp. Teor. Fiz **86**, 709 (1984)) pour des jonctions bidimensionnelles. Dans le cas du fil, la formulation de Nazarov donne facilement le résultat, autant pour un fil fini que pour un fil infini, puisqu'on connaît l'impédance d'une ligne de transmission RC terminée par une impédance Z_0 . Dans l'insert de la figure 7.1, on a porté en pointillé le résultat de la conductance à tension nulle en fonction de la température pour un fil infini :

$$\frac{\delta G}{G_\infty}(V=0, T) = -\frac{1}{R_K} \sqrt{\frac{2R}{C_l} \frac{\hbar}{k_B T}}.$$

Cette expression montre bien qu'on ne saurait négliger l'influence C_l de la capacité par unité de longueur de la jonction. Les prédictions tenant compte de la longueur finie du fil sont représentées par des lignes continues avec les résultats expérimentaux (symboles) sur la figure 7.1.

Une conséquence de la formule de Nazarov est que, dans un système où l'impédance est suffisamment concentrée près de la jonction, il est possible aux électrons d'échapper au blocage de Coulomb en tunnelant directement dans des états dont l'essentiel du poids se situe en dehors de l'impédance. Il reste à trouver une situation expérimentale dans laquelle un tel effacement du blocage de Coulomb pourrait être testé quantitativement.

7.2 Blocage de Coulomb dynamique dans un conducteur cohérent

Les jonctions tunnels sont des objets particulièrement simples du point de vue théorique car elles peuvent être traitées perturbativement. Ce n'est pas le cas d'un conducteur cohérent quelconque pour lequel la probabilité de transmission d'une onde électronique incidente peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1. De ce fait, la théorie du blocage de Coulomb dynamique n'a été généralisée que récemment aux conducteurs cohérents courts et ce uniquement dans la limite des faibles impédances de l'environnement électromagnétique (Golubev et Zaikin, Phys. Rev. Lett. **86**, 4887 (2001) ; Levy Yeyati *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 046802 (2001)).

La prédiction forte de cette théorie est que le blocage de Coulomb dynamique dans un conducteur cohérent va être simplement réduit en amplitude par rapport à une jonction tunnel par exactement le même facteur de Fano que le bruit de grenaille quantique. Le facteur de Fano $F = \sum_i \tau_i (1 - \tau_i) / \sum_i \tau_i$ s'exprime en fonction des probabilités de transmission $\{\tau_i\}$ à travers les différents canaux de conduction indexés par i du conducteur cohérent.

Pour tester quantitativement cette prédiction nous avons mesuré dans le groupe Phynano (LPN) les variations de résistance d'un contact ponctuel quantique (QPC) inséré dans un circuit on-chip ajustable in-situ (voir Fig. 7.2, panneau haut).

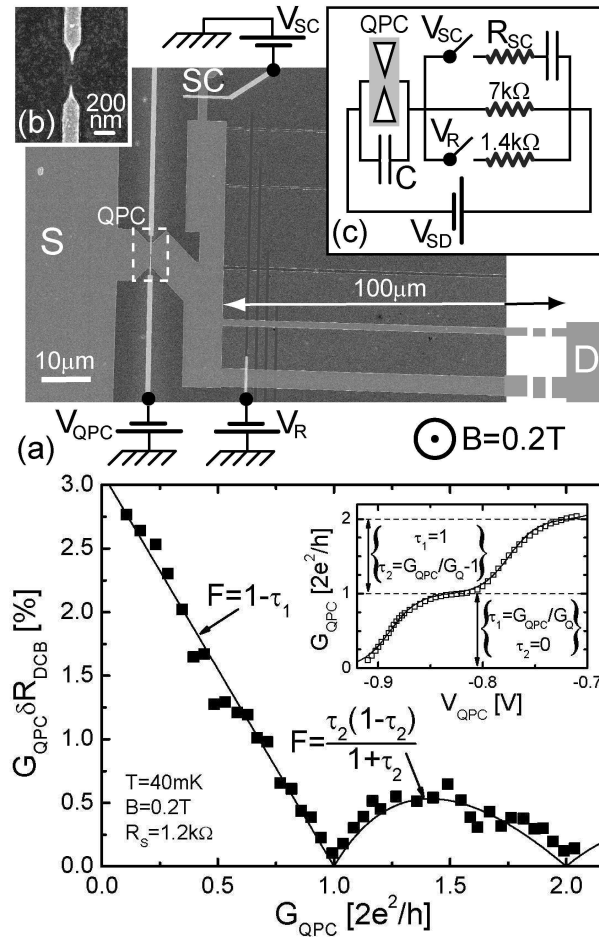


Figure 7.2 Panneau haut : (a) Micrographie électronique de l'échantillon taillé dans une hétérostructure de GaAs/Ga(Al)As. Le 2DEG est structuré par gravure chimique, les zones gravées apparaissent plus sombres. Les grilles métalliques déposées à la surface apparaissent plus claires. (b) Vue agrandie de la grille métallique fendue utilisée pour contrôler le QPC. (c) Représentation schématisée de l'échantillon. **Panneau bas :** Amplitude relative du signal de blocage de Coulomb mesuré (■) tracée en fonction de la conductance du contact ponctuel quantique. La ligne continue est la réduction par le facteur de Fano prédite par la théorie. (Insert) Conductance du QPC (□) tracée en fonction de la tension appliquée à la grille métallique fendue. La ligne continue est un fit avec un potentiel de confinement quadratique.

Le QPC, réalisé dans un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) formé dans une hétérostructure de semiconducteurs GaAs/Ga(Al)As, joue ici le rôle de conducteur cohérent model. En effet, les probabilités de transmission à travers le QPC peuvent être extraites par une simple mesure de sa conductance et peuvent être ajustées continûment in-situ simplement en polarisant en tension une grille métallique fendue confinant les électrons.

Un autre élément clé dans cette expérience est la possibilité de modifier in-situ le circuit dans lequel s'insère le QPC en polarisant sélectivement des grilles métalliques déposées à la surface. Cela nous a permis de mesurer séparément la plupart des paramètres intervenant dans la théorie du blocage de Coulomb et de déterminer précisément l'amplitude du signal de blocage de Coulomb dynamique.

Nous avons ainsi pu tester quantitativement la généralisation de la théorie du blocage de Coulomb au conducteur cohérent. On observe un très bon accord quantitatif entre les données et les prédictions (voir Fig. 7.2, panneau bas). En plus de l'intérêt fondamental que ce test expérimental représente pour l'électrodynamique quantique des circuits mésoscopiques, il permet dorénavant d'utiliser le signal de blocage de Coulomb comme un outil d'investigation. En particulier on peut remarquer que, de la même manière que le bruit de grenaille, le signal de blocage de Coulomb permet de sonder les mécanismes de transport à travers les probabilités de transmission avec l'avantage que le signal augmente quand les énergies sondées diminuent.

Actuellement nous étudions la limite des impédances d'environnement importantes (i.e. comparables au quantum de résistance $25.8k\Omega$) pour lesquelles on attend des déviations par rapport aux prédictions simples que nous avons testées. Théoriquement, c'est un régime difficile car ni le conducteur cohérent ni le circuit ne peuvent être traités en perturbation. Dans certains cas particuliers on peut montrer que la proportionnalité entre bruit de grenaille quantique et corrections du BCD reste vérifiée si on tient compte du fait que le bruit de grenaille est, de même que la conductance, modifié par le circuit (e.g. Kindermann & Nazarov Phys. Rev. Lett 91, 136802 (2003); Safi & Saleur, Phys. Rev. Lett. 93, 126602 (2004)). Les expériences actuellement en cours vérifient et étendent les prédictions de Kindermann & Nazarov. Ensuite nous aborderons le cas où le circuit environnant est aussi constitué de conducteurs quantiquement cohérent eux même affectés par le BCD. Finalement nous nous intéresserons à l'effet du circuit sur les fluctuations du courant. L'approche expérimentale originale que nous avons développée est très bien adaptée pour réaliser ces expériences.

8 Echanges d'énergie dans le régime Hall quantique entier

Nous mis au point une technique originale permettant d'effectuer la spectroscopie de la distribution en énergie des électrons en utilisant les niveaux d'énergie discrets d'une boîte quantique [29]. Au moyen de cette technique spectroscopique, nous avons mesuré les transferts d'énergie le long d'un canal de conduction électronique réalisé dans le régime Hall quantique [29-32]. Ces expériences effectuées à facteur de remplissage deux, en présence de deux canaux le long des bords de l'échantillon, ont d'abord révélé l'existence inattendue d'importants transferts d'énergie entre canaux de bord [31]. Cette observation limite apparemment les potentialités des canaux de bords pour l'information quantique et pour les expériences d'optique quantique électronique. Toutefois, nous avons ensuite démontré qu'il est possible, en jouant sur la géométrie, de geler ces transferts d'énergie et, en conséquence, d'augmenter le temps de vie quantique des états de bords dans les canaux [32].

L'effet Hall quantique se produit dans les conducteurs bidimensionnels faiblement désordonnés soumis à un fort champ magnétique perpendiculaire. Ce phénomène quantique se manifeste à l'échelle macroscopique sur la résistance de Hall, associée à la tension transverse au courant électrique, par des plateaux de résistance en fonction du champ magnétique qui correspondent très précisément à une fraction entière du quantum de résistance $R_K = h/e^2 \sim 25,8k\Omega$. Parallèlement à la formation de plateaux,

la résistance longitudinale s'annule ce qui traduit une absence de dissipation associée au courant électrique. L'universalité et la précision de l'effet Hall quantique sont telles que, depuis 1990, il est utilisé en métrologie pour maintenir le standard international de l'Ohm, avec une précision meilleure que le milliardième.

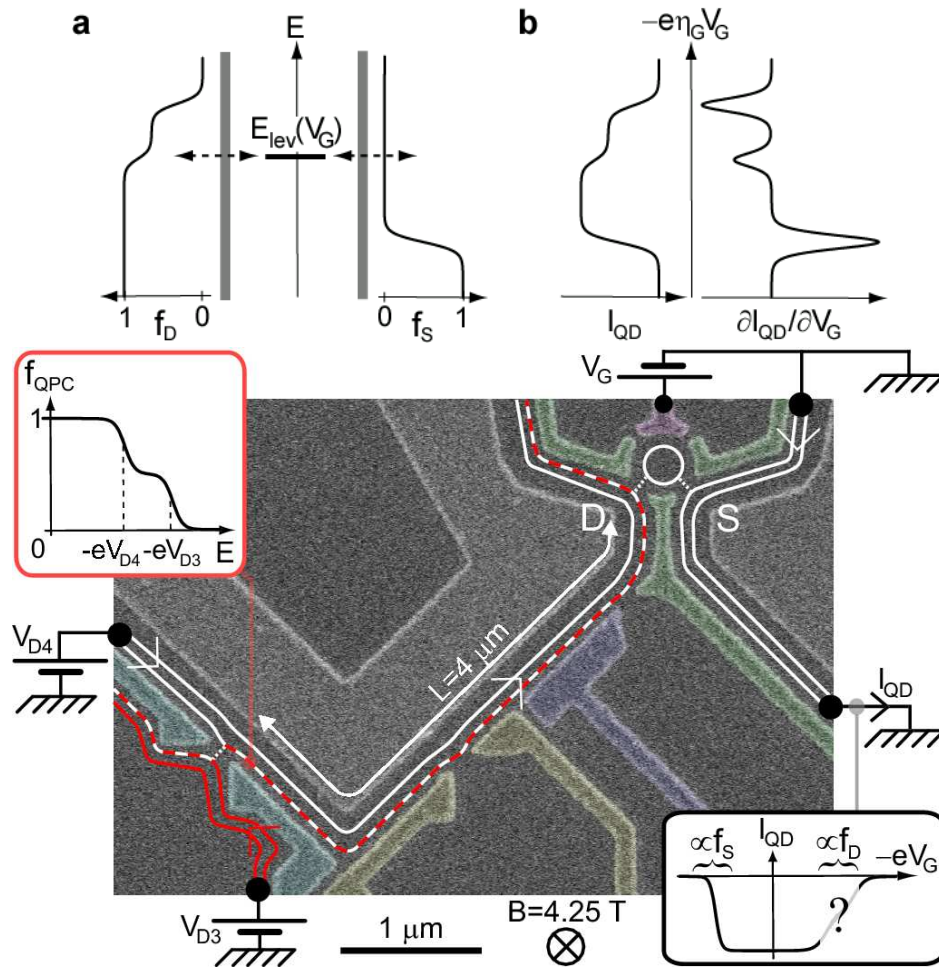


Figure 8.1 : Panneau haut: (a) Représentation schématique de la spectroscopie de la fonction de distribution $f(E)$ avec un unique niveau électronique actif d'énergie $E_{lev}(V_G)$ dans la boîte quantique. **(b)** Le courant I_{QD} et dI_{QD}/dV_G sont proportionnels à, respectivement, $f(E)$ et $df(E)/dE$. La source (S) et le drain (D) sont sondés séparément en leur appliquant une différence de potentiel électrochimique suffisante. **Panneau bas :** Micrographie électronique de l'échantillon. Les grilles métalliques à la surface apparaissent plus clair ; les deux grilles larges (non coloriées) sont à la masse. Le courant se propage dans le sens inverse des aiguilles d'une montre le long de deux canaux de bord parallèles représentés par des lignes. Les lignes pointillées blanches indiquent une transmission partielle des canaux de bord connectés. A la sortie du contact ponctuel quantique polarisé en tension (à gauche sur la figure), la distribution en énergie électronique a la forme d'une double marche (insert de gauche). Après propagation sur une distance ajustable in-situ ($4\mu m$ sur la figure), la distribution en énergie f_D dans le canal de bord externe est mesurée en utilisant une boîte quantique (cercle blanc).

La physique dans le régime de l'effet Hall quantique est essentiellement déterminée par les états électroniques de basse énergie, qui se trouvent être localisés près des bords, dans des canaux considérés comme la réalisation presque idéale de conducteurs unidimensionnels balistiques. A l'inverse, le cœur de l'échantillon est gelé car un gap en énergie de plusieurs dizaines de Kelvin sépare les excitations électroniques de l'état fondamental, du moins dans la limite d'un faible niveau de désordre. Une propriété remarquable des canaux de bord est leur chiralité (l'absence de symétrie miroir) associée au fait que le courant ne s'y propage que dans une seule direction. Dans la description

la plus répandue de l'effet Hall quantique, l'effet des interactions est totalement négligé. Il en découle que chaque canal de bord est habituellement décrit comme une branche d'électrons unidimensionnels chiraux.

Cette image simple des états de bords permet d'établir un parallèle très fructueux avec l'optique quantique. On peut notamment imaginer réaliser en régime Hall quantique les analogues électriques de l'essentiel des dispositifs optiques interférentiels, où les photons dans les fibres optiques sont remplacés par les électrons le long des bords et le séparateur de faisceau optique est remplacé par le contact ponctuel quantique. Les premiers dispositifs de ce type ont pris corps récemment avec l'équivalent électrique des interféromètres de type Fabry-Pérot et de type Mach-Zehnder (e.g. Y. Ji *et al.*, Nature **422**, 415 (2003)). On peut également envisager des applications pour le traitement quantique de l'information en utilisant les états de bords. Le bit d'information quantique serait alors codé par la présence ou pas d'un électron se propageant le long d'un canal de bord. On parle de 'qubit volant' (e.g. R. Ionicioiu *et al.*, Int. J. Mod. Phys. B **15**, 125 (2001)).

Toutefois, bien que trois décennies se soient écoulées depuis la découverte de l'effet Hall quantique en 1980, la nature des états de bords et les mécanismes de décohérence restent mal compris. La grande robustesse des courants de Hall vis à vis des détails microscopiques est à l'origine de cette situation. Cette robustesse permet des applications métrologiques, mais elle masque aussi beaucoup d'informations sur la physique de basse énergie du régime Hall quantique. Les lacunes dans notre compréhension sont illustrées de manière frappante par le débat en cours pour expliquer les phénomènes inattendus observés en étudiant les analogues électriques des interféromètres de Mach-Zehnder: la dépendance en énergie de l'amplitude des franges d'interférences qui présente plusieurs lobes latéraux (e.g. Y. Ji *et al.*, Nature **422**, 415 (2003)), un bruit non-gaussien (I. Neder *et al.*, Nature Phys. **3**, 534 (2007)) ainsi qu'une petite longueur de cohérence quantique (e.g. P. Roulleau *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 126802 (2008)). Dans ce débat, la question de la nature même des excitations de bord est posée: sont elles mieux décrites par des quasiparticules fermioniques ou par des modes collectifs de magnétoplasmons? Les interactions entre canaux de bords et avec leur environnement sont perçues comme l'élément essentiel pouvant donner lieu à une physique plus riche qu'anticipée initialement.

Dans ce contexte, nous avons développé une technique expérimentale permettant d'effectuer la spectroscopie en énergie de la fonction de distribution des états de bord dans un canal [29]. Au moyen de cette technique, nous avons pu appliquer au régime Hall quantique une approche similaire à celle que nous avons utilisée préalablement pour mesurer les échanges d'énergie dans les fils métalliques mésoscopiques (e.g. [7]). Nous avons ainsi étudié les mécanismes d'interaction pertinents dans le régime Hall quantique, à travers les échanges d'énergie qu'ils induisent [30,31]. Enfin, nous avons montré qu'il est possible de contrôler les interactions avec une géométrie adaptée [32].

Les expériences que nous avons effectuées ont été réalisées à facteur de remplissage $\nu_L=2$, en présence de deux canaux de bord se propageant le long de l'échantillon, et pour lequel les résultats inattendus mentionnés deux paragraphes plus haut ont été observés. Le principe des expériences réalisées peut être décomposé en trois éléments clefs :

- (i) Une situation hors équilibre est créée localement dans un canal de bord. Pour cela deux canaux incidents portés à des potentiels électriques différents sont mélangés au moyen d'une petite constriction appelée contact ponctuel quantique (QPC). En sortie du QPC, la distribution en énergie $f_{\text{QPC}}(E)$ des états de bord du canal hors d'équilibre ressemble à une double marche arrondie (figure 8.1, panneau bas, insert gauche), très distincte d'une distribution thermique.
- (ii) Les états électroniques se propagent ensuite le long des canaux de bords selon une distance ajustable in-situ. A très courte distance, les mécanismes d'interactions n'ont pas le temps d'agir et la distribution en énergie reste inchangée. A très longue distance, la distribution en énergie relaxe vers une distribution thermique dont la température renseigne sur l'éventualité d'un transfert d'énergie avec l'environnement du canal sondé.

- Aux distances intermédiaires, la forme de la distribution en énergie permet de remonter à l'intensité et à la dépendance en énergie des interactions.
- (iii) Finalement, nous mesurons en fin de parcours la fonction de distribution en énergie des excitations électroniques au moyen d'une boîte quantique dont les niveaux en énergie discrets jouent le rôle de filtres à énergie (figure 8.1, panneau haut (a)). Il s'agit d'un filtre à énergie car, en régime de couplage tunnel, seuls les électrons ayant une énergie identique à l'un des niveaux discrets peuvent traverser la boîte quantique et contribuer au courant I_{QD} . En pratique nous mesurons la distribution en énergie des électrons en balayant par effet de champ la position des niveaux quantifiés à l'aide d'une grille métallique polarisée à V_G et couplée capacitivement à la boîte quantique (figure 8.1, panneau haut (b)).

8.1 Spectroscopie hors d'équilibre des canaux de bords

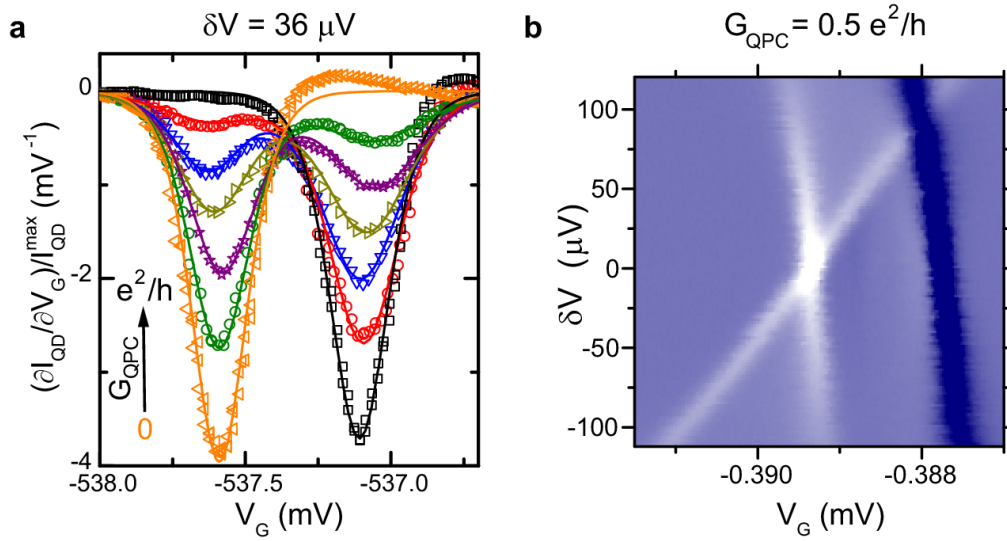


Figure 8.2: Chemin de propagation court (0.8μm) (a) Une différence de tension fixe $\delta V = 36 \mu V$ est appliquée au QPC d'injection et la dérivée par V_G du courant traversant la boîte quantique dI_{QD}/dV_G est mesurée pour différentes conductances G_{QPC} du QPC. Les données sont proportionnelles à la dérivée de la fonction de distribution en énergie df_D/dE . La présence de deux creux séparés par un espacement constant et de poids proportionnel à $G_{QPC} h/e^2$ et $(1 - G_{QPC} h/e^2)$ pour, respectivement, les creux de droite et de gauche signifie que la fonction de distribution a une forme de double marche avec un plateau à la hauteur attendue. (b) La conductance du QPC est ici fixée à $G_{QPC} = 0.5 e^2/h$. Les niveaux de bleu représentent l'intensité de dI_{QD}/dV_G (blanc : signal négatif, sombre : positif) tracée en fonction de la tension de grille V_G et de la différence de potentiel δV appliquée au QPC d'injection. Le signal positif correspondant à la dérivée de la fonction de distribution dans la source $-df_S/dE$ ne change pratiquement pas de forme. Le signal négatif blanc correspond à la dérivée de la fonction de distribution dans le drain df_D/dE . Dès qu'une tension δV_D non nulle est appliquée, le creux se dédouble en deux parties dont la distance augmente linéairement avec δV comme attendu dans un modèle simple sans interactions.

Dans un premier temps, nous avons démontré la possibilité de générer une fonction de distribution hors équilibre contrôlable dans un canal de bord et de la mesurer [29]. Pour cela nous avons choisi une distance très petite (0.8μm) entre le QPC d'injection et la boîte quantique de mesure afin de minimiser l'impact des échanges d'énergie lors de la propagation. En plus de démontrer une nouvelle technique permettant la spectroscopie de $f(E)$ et de valider le principe de l'expérience, nous avons ainsi pu étendre les fondements expérimentaux de la vision naïve des excitations électroniques le long des bords par des canaux 1D. En réalité ces canaux sont larges (Chklovskii *et al.*, PRB **46**, 1026 (1992)) et il est prédit qu'ils contiennent de multiples modes bosoniques d'excitations (Aleiner & Glazman, PRL **72**, 2935 (1994)) qui ne peuvent être ignorés au niveau du QPC d'injection que dans le modèle *ad hoc*

de la déformation rigide (Zulicke & MacDonald, PRB **60**, 1837 (1999)). Nos mesures pour la longueur de propagation la plus petite sont bien reproduites en ignorant l'effet des interactions (voir figure 8.2) et donc valident le modèle de la déformation rigide pour les QPC de transmission quelconque. Dans le contexte des expériences d'optique quantique électronique, ce résultat valide l'analogie entre QPC et séparateur de faisceau réglable pour les expériences résolues en énergie.

8.2 Relaxation en énergie dans le régime de l'effet Hall quantique entier

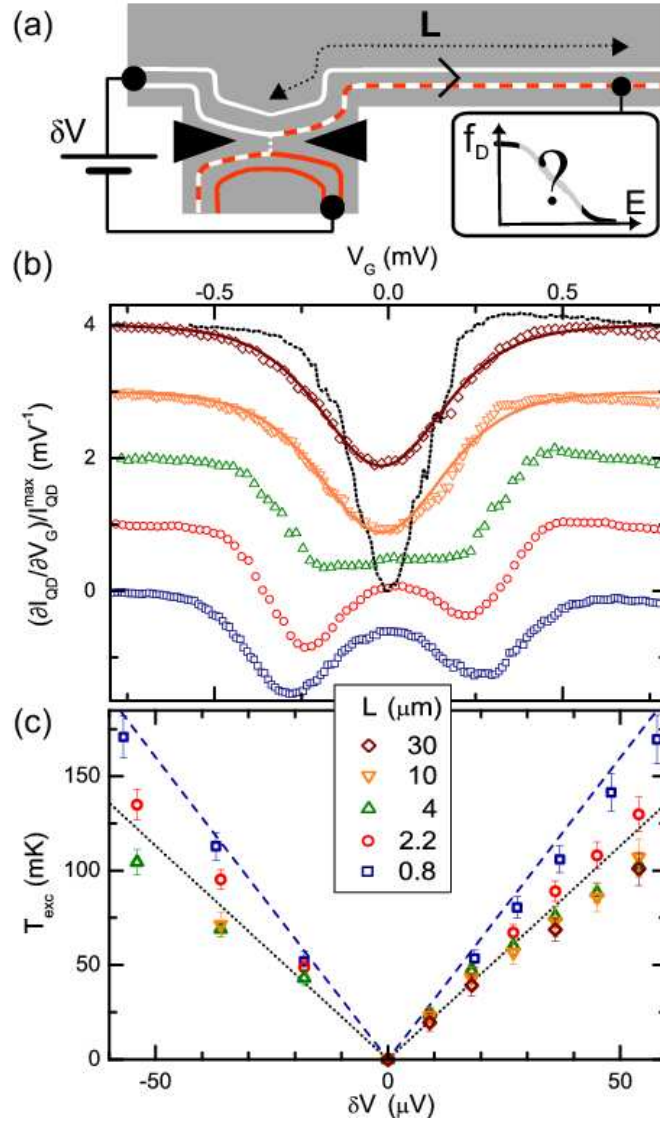


Figure 8.3 : (a) Le canal externe mis hors d'équilibre est mesuré après une propagation sur une distance L le long du bord. (b) Données brutes (symboles) obtenues pour une tension de polarisation du QPC $\delta V = 36 \mu V$. Un décalage vertical est appliqué pour différentes L . Le double creux, traduisant une distribution hors d'équilibre à petit L , relaxe vers un creux plus large (plus chaud) que le creux d'équilibre obtenu à $\delta V = 0$ (pointillés). Les lignes continues sont un calcul pour une fonction de Fermi à 85 mK. (c) Températures en excès extraites des données (symboles) et prédictions à la sortie du QPC (tirets). Le canal externe refroidit d'abord quand L augmente puis sature à une température inférieure aux prédictions pour deux canaux de bord en interactions (pointillés).

Dans un deuxième temps, nous avons sondé les mécanismes inélastiques à l'œuvre le long des canaux de bords à travers les échanges d'énergie qu'ils induisent sur des longueurs de propagation beaucoup plus grandes, jusqu'à 30µm.

Les mesures de la distribution en énergie portent toujours sur le canal externe parmi les deux canaux copropageants à facteur de remplissage deux. Par contre, nous pouvons choisir de mettre hors d'équilibre soit le canal externe (cf Figure 8.1, panneau bas et Figure 8.3(a)) soit le canal interne [31] afin notamment de tester les transferts d'énergie entre canaux.

La figure 8.3(b) représente la dérivée du courant traversant la boîte quantique par la tension de grille V_G (contrôlant la position de l'unique niveau électronique actif dans la boîte), tracée en fonction de V_G pour différentes longueurs de propagation. Ce signal est directement proportionnel à la dérivée de la fonction de distribution en énergie (voir Fig. 8.1, panneau haut, (b)). La présence de deux creux pour les petites longueurs de propagation traduit donc une fonction de distribution en forme de double marche. Lorsque la longueur de propagation augmente les deux creux se resserrent et s'arrondissent pour former un creux unique de même forme aux deux plus grandes longueurs. Ces données correspondent à l'évolution d'une distribution hors équilibre vers une fonction de Fermi chaude dont la température reste stable entre 10 et 30µm. Plus quantitativement, nous pouvons extraire des données l'énergie E portée par les excitations de bords dans le canal externe sondé :

$$E(\delta V_D)/v = \int (E - \mu)(f_D(E) - \theta(\mu - E))dE,$$

où $\theta(E)$ est la fonction marche, μ est le potentiel électrochimique et v est la densité d'états par unité de longueur et d'énergie dans le canal sondé. Nous avons tracé sur la figure 8.3(c) la température en excès T_{exc} qui est définie comme la température correspondant à l'énergie en excès dans le canal externe $E(\delta V_D) - E(\delta V_D = 0)$:

$$T_{exc} \equiv \sqrt{6(E(\delta V_D) - E(\delta V_D = 0))/v\pi^2 k_B^2}.$$

Nous avons ainsi pu mettre en évidence une redistribution rapide de l'énergie entre les deux canaux de bords copropageants, qui n'était pas anticipée dans l'image simple généralement admise de canaux de bords faiblement couplés. De plus, la courte distance sur laquelle se produisent les échanges d'énergie (quelques microns pour une énergie de 40µeV) repose la question de la bonne description des états de bords en terme de fermions 1D localisés dans un canal de bord. En effet, la longueur de relaxation en énergie observée peut être associée à une borne inférieure de la largeur en énergie des états électroniques sondés dans cette base. Or nous trouvons, même en tenant compte de l'incertitude relativement importante qui existe sur la vitesse de dérive le long des canaux ($[2 \cdot 10^4, 10^5]$ m/s), que la largeur en énergie de ces états est comparable ou plus grande que leur propre énergie et, en conséquence, que leur énergie est mal définie. Une alternative prédite par la théorie pour deux canaux copropageant interagissant fortement est que les états de bords sont plutôt des modes collectifs de magnétoplasmons: un mode de charge et un mode dipolaire⁶.

8.3 Contrôle de la relaxation en énergie le long des canaux de bord du régime Hall quantique

Dans un troisième temps, nous avons montré qu'il est possible de contrôler efficacement (d'augmenter mais aussi de geler) la relaxation en énergie, qui limite la cohérence quantique et permet le retour vers l'équilibre thermodynamique [32].

Pour augmenter la relaxation en énergie de manière contrôlée, nous avons connecté un canal de bord à un contact ohmique flottant à travers un QPC de transmission réglable (voir figure 8.4(a)). Le contact ohmique joue ici le rôle de la "sonde de tension" ('voltage probe') introduite par les

⁶ Ce phénomène est équivalent à la séparation spin-charge dans les systèmes 1D dégénérés de spin.

théoriciens pour tenir compte de la décohérence et de la relaxation en énergie dans l'approche de diffusion du transport quantique (M. Büttiker, Phys. Rev. B **33**, 3020 (1986)). La "sonde de tension" agit comme un réservoir d'électrons qui absorbe les électrons chauds incidents et ré-émet des électrons selon une distribution d'équilibre (de Fermi) à la température de l'échantillon. Ces processus d'absorption/émission miment à la fois le temps de vie quantique fini des états de bords et leur relaxation vers l'équilibre le long d'un canal. L'impact de similaires contacts ohmiques flottants a précédemment été étudié sur les fluctuations de courant (S. Oberholzer et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 046804 (2006)). Plus récemment, leur effet sur la cohérence quantique a été exploré en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder électronique (P. Roulleau et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 236802 (2009)). Avec notre dispositif expérimental, nous avons pu caractériser complètement la relaxation en énergie correspondante. Cela nous a permis de démontrer la validité des prédictions pour la relaxation de la distribution en énergie obtenue dans l'approche de diffusion. Ces prédictions, représentées par des lignes continues dans la figure 8.4(b), sont en bon accord quantitatif avec les données (symboles) sans aucun paramètre ajustable. En effet, dans l'approche de diffusion le signal attendu est simplement la somme des signaux mesurés à transmission nulle ($G_i=0$) et complète ($G_i=e^2/h$) pondérée par la transmission correspondante, où la conductance G_i à travers le QPC connecté au contact ohmique est mesurée séparément:

$$\frac{\partial I_{QD}}{\partial V_G} = \frac{G_i h}{e^2} \frac{\partial I_{QD}}{\partial V_G} (G_i = e^2/h) + (1 - \frac{G_i h}{e^2}) \frac{\partial I_{QD}}{\partial V_G} (G_i = 0).$$

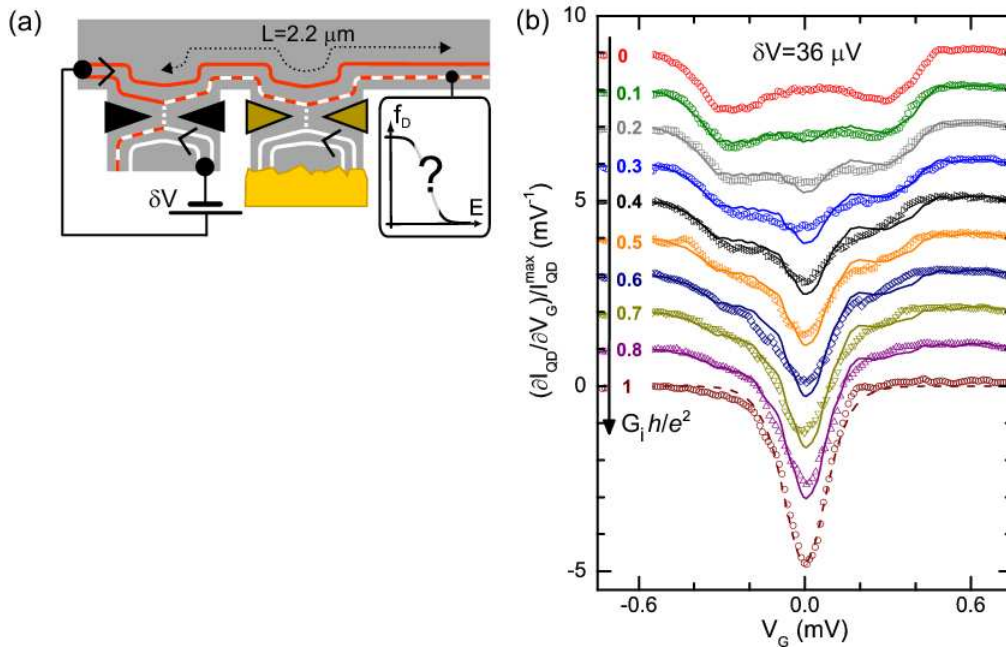


Figure 8.4 : (a) Schéma de l'expérience : la relaxation du canal externe est forcée en le détournant vers un contact ohmique flottant à travers un QPC (grille fendue au centre) de conductance G_i ajustable. (b) Les données brutes obtenues à $\delta V = 36 \mu\text{V}$ (symboles) pour différentes G_i sont décalées verticalement. Les lignes continues sont les sommes pondérées des données à $G_i=0$ et $G_i=e^2/h$, comme prédit dans l'approche de diffusion.

Pour geler les échanges d'énergie le long du canal de bord externe nous avons rebouclé le canal interne sur lui même (voir figure 8.5(a)). Avec une telle géométrie, nous observons qu'augmenter la longueur du chemin de propagation du canal externe de 2.2 à $10 \mu\text{m}$ ne change pas le signal hors d'équilibre mesuré à travers la boîte quantique (voir, respectivement les données de ($L_{\text{in}}=2.2 \mu\text{m}, L_{\text{out}}=2.2 \mu\text{m}$) et ($L_{\text{in}}=2.2 \mu\text{m}, L_{\text{out}}=10 \mu\text{m}$) dans la figure 8.5(b)) et donc la fonction de distribution en énergie. Cette observation traduit très directement l'absence d'échanges d'énergie sur la longueur supplémentaire d'approximativement $8 \mu\text{m}$ le long d'un canal interne rebouclé sur lui

même⁷. Le contraste est particulièrement frappant avec la même longueur de propagation du canal externe, mais dans le cas où le canal interne n'est pas rebouclé sur lui même (voir ($L_{in}=10\mu m, L_{out}=10\mu m$) dans la figure 8.4(b)). En effet, le double creux apparent pour ($L_{in}=2.2\mu m, L_{out}=2.2\mu m$) et ($L_{in}=2.2\mu m, L_{out}=10\mu m$), qui traduit une situation hors équilibre, est complètement effacé pour les signaux mesurés à ($L_{in}=10\mu m, L_{out}=10\mu m$) correspondant à des fonctions de Fermi chaudes (lignes continues). En conséquence, nous observons que fermer le canal interne sur une boucle de $8\mu m$ a pour effet de réduire les échanges d'énergie le long du canal externe, d'une redistribution en énergie complète (vers un équilibre chaud) à une redistribution négligeable! La situation est différente avec la plus grande boucle de $28\mu m$ du canal interne ($L_{in}=2.2\mu m, L_{out}=30\mu m$), où nous observons que la distribution du canal externe a relaxé vers une fonction de Fermi chaude⁸. Cette réapparition des échanges d'énergie montre que la taille de la boucle joue un rôle important.

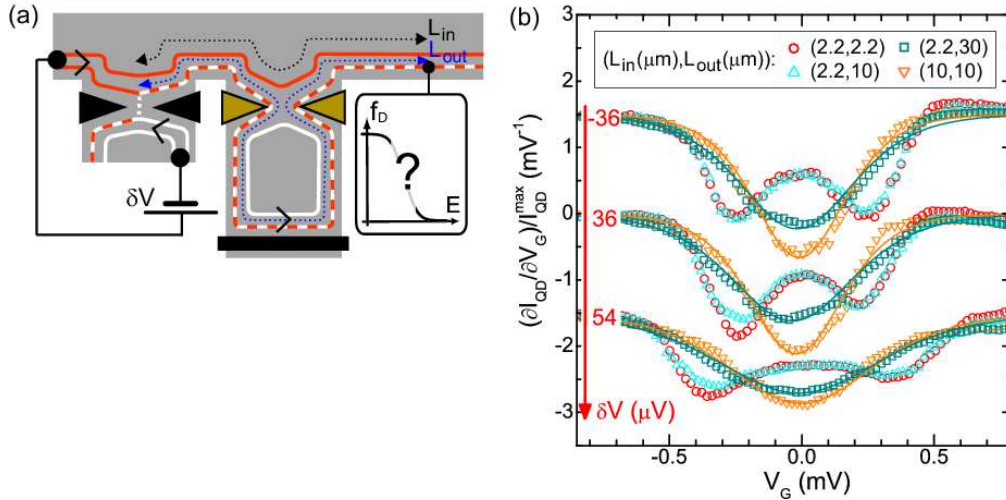


Figure 8.5 : (a) Le canal externe mis hors d'équilibre se propage en partie le long d'un canal interne rebouclé sur lui même (boucle en blanc), sauf lorsque $L_{in}=L_{out}$. (b) Les données brutes (symboles) pour différentes configurations (L_{in}, L_{out}) sont décalées verticalement. Le fait que les données obtenues dans la configuration (2.2,10) sont essentiellement inchangées par rapport à la configuration (2.2,2.2) montre que les échanges d'énergie sont négligeables dans le canal externe le long de la boucle de $8\mu m$ du canal interne.

Nous attribuons le gel des échanges d'énergie observé à la discrétisation des niveaux d'énergie électronique dans le boucle du canal interne. En effet, lorsque l'espacement des niveaux est plus grand que l'énergie disponible dans le canal externe, les transferts d'énergie entre canaux sont supprimés car il n'est pas possible d'exciter le canal interne⁹. Quantitativement, l'espacement des niveaux calculé pour une vitesse de dérive typique de $10^5 m/s$ est de $52\mu eV$ pour une boucle de $8\mu m$ (i.e. plus grand ou comparable à l'énergie disponible), et de $15\mu eV$ pour une boucle de $28\mu m$ (i.e. plus petit que l'énergie disponible). Cela correspond bien au gel des échanges d'énergie pour la boucle de $8\mu m$ et à leur réapparition pour la boucle plus grande de $28\mu m$.

Nous avons donc démontré qu'il est possible, avec une géométrie adaptée, de réduire drastiquement les échanges d'énergie. Les perspectives de cette technique incluent l'augmentation de

⁷ Cette déduction ne serait pas possible si la fonction de distribution avait déjà relaxé vers une fonction d'équilibre après $2.2\mu m$, car les distributions de Fermi sont stables vis à vis des échanges d'énergie en situation d'équilibre local.

⁸ Les températures correspondants aux données à ($L_{in}=2.2\mu m, L_{out}=30\mu m$) sont plus élevées que pour ($L_{in}=10\mu m, L_{out}=10\mu m$). Cela provient du fait que, en régime stationnaire, il ne peut y avoir de transfert d'énergie net vers la boucle fermée du canal interne si il n'est pas couplé à d'autres degrés de libertés. Ce n'est pas le cas pour un canal interne ouvert, d'où l'énergie peut s'échapper par la propagation des états de bord.

⁹ Bien que cette analyse soit perturbative en interaction, des conclusions similaires peuvent être obtenues dans l'approche non-perturbative de la bosonisation (P. Degiovanni, communication privée).

la longueur de cohérence de phase bien au-delà des plus grandes valeurs obtenues dans des circuits mésoscopique. D'après la réduction des échanges d'énergie observée, nous anticipons une augmentation de la longueur de cohérence quantique de plus d'un facteur 4, au-delà de $80\mu\text{m}$. Une nouvelle expérience en collaboration avec P. Roche du SPEC (CEA-Saclay) est en cours de préparation pour tester l'impact de cette approche directement sur la longueur de cohérence quantique. En pratique, l'implémentation de cette technique est relativement facile, compatible même avec la lithographie optique. En conclusion, la technique que nous avons démontré pour geler les échanges d'énergie ouvre la voie à des expériences avec des circuits quantiques à des énergies plus élevées et sur des échelles de longueur macroscopiques.

Par la suite nous prévoyons d'utiliser cette approche basée sur la mesure des transferts d'énergie pour poursuivre notre investigation de l'effet Hall quantique, et notamment le régime de l'effet Hall quantique fractionnaire.

9 Projet de recherche

9.1 Interactions entre conducteurs cohérents dans les circuits mésoscopiques

Ce projet a pour objet d'améliorer notre compréhension des interactions entre conducteurs cohérents dans un circuit mésoscopique. Plus précisément, le but est de déterminer comment les propriétés de transport d'un conducteur cohérent sont modifiées par le circuit dans lequel il est inséré. Au-delà de l'intérêt fondamental de l'électrodynamique quantique des circuits mésoscopiques, cette compréhension est nécessaires pour concevoir des dispositifs fonctionnels complexes avec des conducteurs cohérents pour la future nanoélectronique.

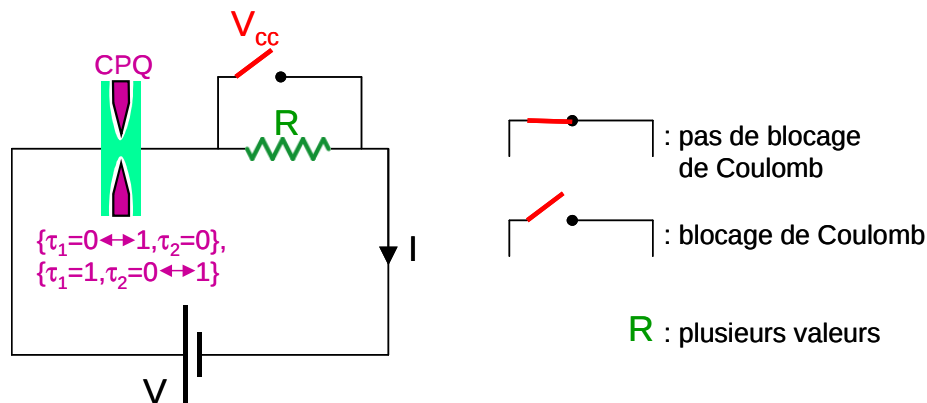


Figure 9.1: Schéma de l'expérience de blocage de Coulomb fort sur un conducteur cohérent. Le contact ponctuel quantique (QPC) est utilisé comme banc d'essai pour les conducteurs cohérents. Il est inséré dans un circuit ajustable in-situ. Nous réglons les probabilités de transmission du QPC en l'absence de blocage de Coulomb (interrupteur V_{CC} fermé). Ensuite, nous obtenons le signal de blocage de Coulomb en mesurant la conductance et/ou le bruit lorsque l'interrupteur est ouvert et, en conséquence, que le circuit devient résistif. Nous avons récemment utilisé cette approche avec succès dans la limite des petites résistances séries R [23].

Les propriétés de transport d'un conducteur quantique sont modifiées par son environnement électromagnétique : un phénomène connu sous le nom de « blocage de Coulomb dynamique ». Historiquement, le blocage de Coulomb dynamique a d'abord été étudié dans des configurations où le plus simple des conducteurs cohérents, une jonction tunnel, est placé dans un circuit simplement caractérisé par son impédance. Mais en principe, le blocage de Coulomb concerne plus généralement

n'importe quel conducteur cohérent (pas seulement les jonctions tunnels) inséré dans un circuit mésoscopique contenant éventuellement d'autres conducteurs cohérents (pas seulement les circuits complètement caractérisés par une impédance). Il apparaît que le blocage de Coulomb constitue un cadre général permettant de décrire les lois de composition des circuits quantiques en fonction de la statistique complète de leurs fluctuations de courant.

Dans le cas général où ni le conducteur cohérent ni le circuit ne peuvent être traités en perturbation, le blocage de Coulomb est particulièrement difficile du point de vue théorique. Nous prévoyons de réaliser de nouvelles expériences permettant d'aborder précisément ce régime et, en parallèle, d'améliorer les modèles théoriques afin de confronter quantitativement données et prédictions.

Plus précisément, nous prévoyons dans un premier temps d'étudier la limite des impédances d'environnement importantes (i.e. comparables au quantum de résistance $25.8k\Omega$) pour lesquelles on attend des déviations par rapport aux prédictions simples que nous avons testées. Toutefois, dans certains cas particuliers on peut montrer que la proportionnalité entre bruit de grenaille quantique et corrections du blocage de Coulomb dynamique reste vérifiée si on tient compte du fait que le bruit de grenaille est, de même que la conductance, modifié par le circuit. Des expériences sont actuellement en cours. Ensuite nous aborderons le cas où le circuit environnant est aussi constitué de conducteurs quantiquement cohérents eux-mêmes affectés par le blocage de Coulomb dynamique. Finalement nous nous intéresserons à l'effet du circuit sur les fluctuations du courant.

L'approche expérimentale originale que nous avons développée, tirant pleinement parti de la modularité in-situ des dispositifs taillés dans un gaz bidimensionnel d'électrons, est très bien adaptée pour réaliser ces expériences. La conductance et le bruit d'un contact ponctuel quantique, utilisé comme banc d'essai pour les conducteurs cohérents, seront mesurés dans différentes configurations du circuit afin d'explorer son impact sur le transport (voir figure 9.1 et section 7.2). Pour l'étude de conducteurs cohérents couplés, nous utiliserons le même type de géométrie que celle présentée figure 9.1 mais avec un deuxième contact ponctuel quantique à la place de la résistance. Une extension de la théorie existante au cas d'un environnement non-Gaussien sera probablement nécessaire pour interpréter les données. Nous prévoyons de faire appel à nos collègues théoriciens d'Orsay (I. Safi) et de Madrid (A.L. Levy Yeyati), spécialistes reconnus avec lesquels nous avons déjà établi des collaborations.

Ces travaux sont financés par le projet ANR blanc 'DOC-FLUC' qui se termine en 2014.

9.2 Nouvelles techniques de spectroscopies hors d'équilibre pour explorer et contrôler les phénomènes quantiques dans les nano-circuits

Dans ce projet, nous développerons et utiliserons des nouvelles techniques de spectroscopies hors d'équilibre qui donnent accès aux transferts d'énergie dans les nanocircuits électriques. Les informations obtenues par ce biais seront utilisées pour étudier des phénomènes quantiques prometteurs et pour explorer de nouvelles routes pour contrôler les mécanismes qui en limitent les potentialités en nanoélectronique.

Le cœur du projet est la spectroscopie de la fonction de distribution en énergie $f(E)$ des états électroniques que nous avons démontrée fin 2009 : en utilisant une boîte quantique comme un filtre à énergie, nous avons réalisé la première mesure de $f(E)$ hors d'équilibre dans un nanocircuit semiconducteur [29]. Nous prévoyons non seulement de l'utiliser, mais aussi de développer des techniques complémentaires qui vont nous permettre d'élargir notre champ d'investigation à des régimes où l'utilisation d'une boîte quantique comme filtre à énergie canonique est plus difficile (e.g. régime Hall quantique fractionnaire, régime de fort désordre). Nous prévoyons que la boîte à outil

pour $f(E)$ qui sera développée dans ce projet jouera un rôle important dans le champ montant de la physique mésoscopique hors d'équilibre.

Avec ces techniques, nous examinerons d'abord, à travers la facette inexplorée du transport d'énergie, les régimes Hall quantiques qui présentent une grande variété d'intrigants phénomènes à N corps, et sont d'un intérêt particulier pour leurs applications en métrologie et leurs potentialités pour l'information quantique. Les expériences planifiées nous permettront d'aborder des questions ouvertes de longues dates, telles que la nature des excitations pertinentes ; et aussi de tester de nouvelles approches pour augmenter les effets quantiques.

Nous effectuerons également des mesures directes du taux d'échanges d'énergie pour étudier les mécanismes inélastiques qui déterminent les échelles de longueur et d'énergie pour la physique cohérente et hors d'équilibre dans les nanocircuits. Les nouvelles spectroscopies de $f(E)$ nous permettront de tirer parti de la grande modularité des circuits réalisés dans les gaz bidimensionnels d'électrons afin d'étudier différents régimes de transport et géométries qui restent inexplorés par cette approche révélatrice.

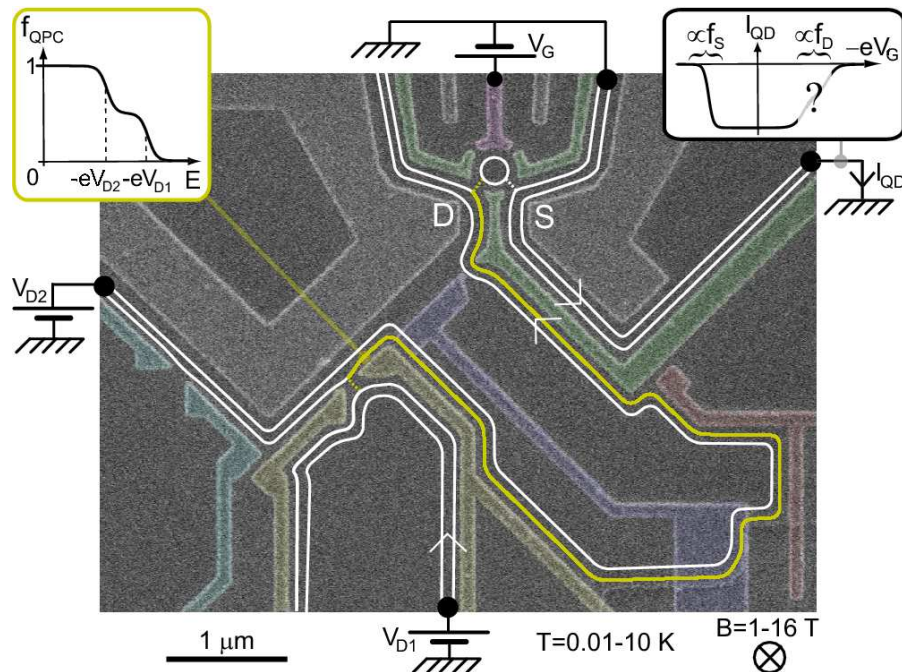


Figure 9.2: Echantillon illustrant la spectroscopie de la distribution en énergie $f_D(E)$ avec une boîte quantique (cercle) sondant un canal de bord du régime Hall quantique (parmi deux). Différents chemins de propagation et situations hors équilibres peuvent être réalisés en polarisant sélectivement les grilles métalliques à la surface (coloriées).

Ces travaux sont financés par la starting grant ERC 'NANOSPEC' (projet No 259033 de l'appel ERC-2010-StG) se terminant fin 2015.

Curriculum Vitae

Nom, Prénoms: Pierre, Frédéric Albert Georges
Personnel: Né à Paris, France, le 7 décembre 1974. Pacsé. Un enfant.
Nationalité: Citoyen français
Adresse: Laboratoire de Photonique et de Nanostructures - CNRS,
Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
Web : www.lpn.cnrs.fr
Bureau: +33 1 69 63 61 03
Fax: +33 1 69 63 60 06
Email : frederic.pierre@lpn.cnrs.fr

1 Carrière Professionnelle

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) – CNRS, Marcoussis

Chargé de recherche CNRS (section 06) dans l'équipe Phynano animée successivement par Dominique Mailly, Giancarlo Faini et Ulf Gennser (1/2004 -)

Principales lignes de recherche sous ma conduite:

- Lois quantiques de l'électricité dans les circuits mésoscopiques
- Physique mésoscopique hors d'équilibre dans les circuits mésoscopiques

CR 1 (1/2008 -)

CR 2 (1/2004 - 12/2007)

Department of Applied Physics, Yale University, New Haven, CT, USA

Post-doc avec Prof. M.H. Devoret (8/2002 - 12/2003)

Sujet de recherche:

- Développement d'un nouveau système de détection pour les signaux quantiques

Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East-Lansing, MI, USA

Post-doc avec Prof. N.O. Birge (11/2000 - 7/2002)

Sujets de recherche:

- Mécanismes limitant la cohérence quantique des électrons dans les dispositifs métalliques mésoscopiques
- Effet de proximité supraconducteur hors d'équilibre

2 Formation

Service de Physique de l'Etat Condensé, Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), Saclay, France

Doctorat en physique de la matière condensée (10/2000)

Travail de thèse effectué dans le groupe Quantronique sous la direction de M.H. Devoret (10/1997 - 10/2000)

Titre de la thèse: 'Electron-Electron Interactions in Mesoscopic Wires'

Ecole Normale Supérieure «Magistère Interuniversitaire de Physique», Paris

DEA de Physique des Solides (6/1997)

Stage de DEA dans le groupe Quantronique, cf. thèse (2/1997 - 3/1997)

Maîtrise de Physique (6/1996)

Licence de Physique (6/1995)

3 Encadrement de travaux de recherche

Masters (M2)

- Encadrement de C. Altimiras (01/2007 - 05/2007, LPN-CNRS): “Echanges d’énergie dans le régime de l’effet Hall quantique entier”
- Participation à l’encadrement de A. Anthore (03/2000 – 06/2000, SPEC-CEA): “Decoherence Mechanisms in mesoscopic conductors”

Thèses

- Encadrement de C. Altimiras (10/2007 – 10/2010, LPN-CNRS): “Mécanismes inélastiques dans les gaz bidimensionnels d’électrons”
- Participation à l’encadrement de J. Huang (11/2000 – 07/2002, Michigan State University, USA): “Controllable π -junction effect in a three terminal Josephson device”
- Participation à l’encadrement de M. Crosser (11/2000 – 07/2002, Michigan State University, USA): “Nonequilibrium Phenomena in Superconductor-Normal-Superconductor Josephson Junctions”
- Participation à l’encadrement de M. Metcalfe (01/2003 - 12/2003, Yale University): “A new microwave readout for superconducting qubits”

Post-doctorats

- Encadrement de H. le Sueur (11/2007 – 10/2010, LPN-CNRS): “Blocage de coulomb dynamique dans les 2DEGs et effet des interactions entre électrons dans les 2DEGs en régime d’effet Hall quantique”

4 Activités d’enseignement

- Nanotechnologie pour les étudiants de l’ENS (Paris): groupes de 4 à 6 étudiants de Licence pour une semaine au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, un à quatre groupes par an (2007 -)
- Cours ‘Dynamical Coulomb Blockade in Coherent Conductors’ à l’école du CNRS ‘Physique Quantique Mésoscopique’ de Cargèse, France (10/2008)
- Cours ‘Nanotechnology for Mesoscopic Physics’ à l’école du CNRS ‘Physique Quantique Mésoscopique’ de Cargèse, France (10/2008)
- Cours ‘Electrodynamique quantique des circuits mésoscopiques’ pour les étudiants de Licence de l’ENS (Paris) (01/2008)

5 Financements externes

Financements pour la ligne de recherche *Physique hors d’équilibre dans les circuits mésoscopiques* :

- **ERC starting grant** pour le projet ‘NANOSPEC’ (ERC-2010-StG_20091028, grant number 259033, de 12/2010 à 12/2015) sous ma direction avec un financement de 1.5 MEuros. (Personne.mois FP: 42)
- **ANR ‘PNANO’** pour le projet ‘2e-BQT’ (ANR-05-NANO-028-01, 02/2006-02/2009) coordonné par C. Glattli (CEA, Saclay), avec 90 kEuros pour le LPN. Je dirigeais le développement au LPN d’une technique originale de spectroscopie pour mesurer $f(E)$ dans le régime Hall quantique. Le responsable LPN était D. Mailly (Personne.mois FP: 25).

Financements pour la ligne de recherche *Lois quantiques de l'électricité dans les circuits mésoscopiques* :

- **ANR 'BLANC'** pour le projet 'DOC-FLUC' (NT09_432066, 11/2009-11/2013) coordonné par R. Deblock (Laboratoire de Physique des Solides, Orsay), avec 184 kEuros pour le LPN. (Personne.mois FP: 18).
- **NanoSci-ERA grant** pour le projet Européen 'CHENANOM' (ANR-06-NSCI-0001, 06/2007-06/2010) coordonné par H. Grabert (Freiburg University, Germany), avec 100 kEuros pour le LPN. (Personne.mois FP: 11).
- **ANR 'PNANO'** pour le projet 'ELECTRO-MESO' (ANR-05-NANO-039-03, 02/2006-02/2009) coordonné par H. Pothier (CEA, Saclay), with 38 kEuros pour le LPN. (Personne.mois FP: 11).

Dans ces projets, je suis le responsable LPN et le partenaire en charge de l'investigation expérimentale des corrections de blocage de Coulomb dynamique au courant et au bruit dans les circuits mésoscopiques.

6 Divers

- Médaille de bronze du CNRS (2008, attribuée par la section 06)
- Referee pour Physical Review Letters et Physical Review B (2004 -)
- Représentant élu des chercheurs du LPN (2005 - 2009)
- Membre de l'équipe organisant les séminaires généraux du LPN (2007-2009)

7 Présentations

Résumé Environ 40 séminaires à des conférences internationales, écoles d'été, colloques, laboratoires, et par ailleurs de nombreuses contributions à des présentations et posters.

Présentations invitées à des conférences, groupes de travail et colloques:

1. Session plénière, conférence NATO ASI: "Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics", Ankara/Antalya (Turkey), June 13-25, 1999.
Measurement of the energy distribution function of quasiparticles in mesoscopic wires
2. APS March Meeting 2001, Seattle (USA), March 12-16, 2001.
Multiple Andreev reflections revealed by the energy distribution of quasiparticles
3. APS March Meeting 2002, Indianapolis (USA), March 18-22, 2002.
Electron dephasing in mesoscopic wire
4. Session plénière, KITP conference: "Glassy States of Matter and Nonequilibrium Quantum Dynamics", Santa Barbara University (USA), May 2003.
Electrons in mesoscopic wires : energy exchange and dephasing
5. 6th Rencontres du Vietnam "Nanophysics: from fundamentals to applications", Hanoi (Vietnam), August 6-12, 2006.
On-Chip detection of non-symmetrized quantum noise with a SIS junction
6. Session plénière, GDR 2426 "Physique Quantique Mésoscopique", Aussois (France), March 19-22, 2007.
Dynamical Coulomb blockade in short coherent conductors
7. Session plénière, Vth rencontres de Moriond : "Quantum Transport and Nanophysics", La Thuile (Italy), March 8-15, 2008.
Experimental test of the dynamical Coulomb blockade theory in short coherent conductors
8. Session plénière, RTN Nano Meeting 2008 "Fundamentals of Nanoelectronics", Bremen (Germany), April 7-11, 2008.
Dynamical Coulomb blockade in short coherent conductors

9. Ecole d'automne, CNRS "Physique Quantique Mésoscopique : Transport, Dynamique et Cohérence Quantique", Cargèse (France), October 6-18, 2008.
Nano-fabrication for mesoscopic physics
10. Ecole d'automne, CNRS "Physique Quantique Mésoscopique : Transport, Dynamique et Cohérence Quantique", Cargèse (France), October 6-18, 2008.
Dynamical Coulomb blockade in short coherent conductors
11. Session plénière, RTRA conference "Quantum coherence and many-body correlations: From mesoscopic to macroscopic scales", Orme des Merisiers, CEA, Saclay (France), October 22-23, 2008.
Dynamical Coulomb blockade in short coherent conductors
12. Session plénière, international workshop on "Physics of Micro and Nano Scale Systems", Ystad (Sweden), June 20-24, 2010.
Energy relaxation in the integer quantum Hall regime
13. Session plénière, international symposium on "Nanoscale Transport and Technology", NTT Atsugy (Japan), January 11-14, 2011.
Exploring and tuning the dynamics along quantum Hall edge channels

Séminaires invités à Chalmers, Collège de France, Delft, ENS, Genève, Grenoble, Lansing, Madrid, Orsay, Paris Diderot, Regensburg, Saclay, Urbana, Yale et ailleurs.

Liste des publications

Résumé 1 *Nature Physics* (comme superviseur [29]), 13 *Physical Review Letters* (3 comme 1^{er} auteur, 4 comme 2^{ème} auteur, 3 comme superviseur [23,31,33]), 5 *Physical Review B*, 1 *Applied Physics Letters*, 2 *Journal of Low Temperature Physics*, 1 monographie dans les *Annales de Physique (Paris)* [7].

Résumé statistique 32 publications dont 10 proceedings [1-4,11,13,14,16,17,27], environ 700 citations, h-index 14.

- [1] F. Pierre, H. Pothier, D. Esteve, M.H. Devoret, *J. Low Temp. Phys.* **118**, 437 (2000).
Energy redistribution between quasiparticles in mesoscopic silver wires
- [2] A.B. Gougam, F. Pierre, H. Pothier, D. Esteve, N.O. Birge, *J. Low Temp. Phys.* **118**, 447 (2000).
Comparison of energy and phase relaxation in metallic wires
- [3] F. Pierre, H. Pothier, D. Esteve, M.H. Devoret, A.B. Gougam, N.O. Birge, “*NATO Advanced Research Workshop on Size Dependent Magnetic Scattering*”, edited by V. Chandrasekar & C. Van Haesendonck (Kluwer, 2001).
Probing interactions in mesoscopic gold wires
- [4] A. Anthore, F. Pierre, H. Pothier, D. Esteve, M.H. Devoret, “*Electronic Correlations: From Meso- to Nano-physics*”, édité par T. Martin, G. Montambaux et J. Trân Thanh Vân (EDP Sciences, 2001) ; cond-mat/0109297.
Influence of magnetic field on effective electron-electron interactions in a copper wire
- [5] F. Pierre, A. Anthore, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1078 (2001).
Multiple Andreev reflections revealed by the energy distribution of quasiparticles
- [6] F. Pierre, H. Pothier, P. Joyez, N.O. Birge, D. Esteve, M.H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1590 (2001).
Electrodynamic dip in the local density of states of a metallic wire
- [7] F. Pierre, *Ann. Phys. (Paris)* **26**, N.4 (2001).
Electron-electron interactions in mesoscopic wires
- [8] J. Huang, F. Pierre, T.T. Heikkila, F.K. Wilhelm, N.O. Birge, *Phys. Rev. B* **66**, 020507(R) (2002).
Observation of a controllable π -junction in a 3-terminal Josephson device
- [9] F. Pierre, Norman O. Birge, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 206804 (2002).
Dephasing by extremely dilute magnetic impurities revealed by Aharonov-Bohm oscillations
- [10] A. Anthore, F. Pierre, H. Pothier, D. Esteve, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076806 (2003).
Magnetic-field-dependent quasiparticle energy relaxation in mesoscopic wires
- [11] F. Pierre, N.O. Birge, *J. Phys. Soc. Jpn* **72** Suppl. A, 19 (2003).
Electron dephasing in metallic thin films at low temperatures
- [12] F. Pierre, A.B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve, N.O. Birge, *Phys. Rev. B* **68**, 085413 (2003).
Dephasing of electrons in mesoscopic metal wires

- [13] N.O. Birge, F. Pierre, “Quantum Phenomena in Mesoscopic Systems”, édité par B. Altshuler, A. Tagliacozzo, V. Tognetti (IOS, 2003).
Energy and phase relaxation in mesoscopic metals
- [14] B. Huard, A. Anthore, F. Pierre, H. Pothier, N.O. Birge, D. Esteve, Solid State Commun. **131**, 599 (2004) ; cond-mat/0404208.
Intensity of Coulomb interaction between quasiparticles in diffusive metallic wires
- [15] I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre, C.M. Wilson, M. Metcalfe, C. Rigetti, L. Frunzio, M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **93**, 207002 (2004).
An RF-driven Josephson bifurcation amplifier for quantum measurements
- [16] N.O. Birge, F. Pierre, “Fundamental Problems of Mesoscopic Physics Interactions and Decoherence” édité par I. Lerner, B. Altshuler, Y. Gefen (NATO series, Springer, 2004) ; cond-mat/0401182.
Electrons dephasing in mesoscopic metal wires
- [17] I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre, C.M. Wilson, L. Frunzio, M. Metcalfe, C. Rigetti, M.H. Devoret, “Quantum Computation: solid state systems”, édité par P. Delsing, C. Granata, Y. Pashkin, B. Ruggiero, P. Silvestrini (Kluwer, 2004) ; cond-mat/0507248.
The Josephson Bifurcation Amplifier for Quantum Measurements
- [18] I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre, C.M. Wilson, L. Frunzio, M. Metcalfe, C. Rigetti, R.J. Schoelkopf, M.H. Devoret, D. Vion, D. Esteve, Phys. Rev. Lett. **94**, 027005 (2005).
Direct observation of dynamical switching between two driven oscillation states of a Josephson junction
- [19] P.M. Billangeon, F. Pierre, H. Bouchiat, R. Deblock, Phys. Rev. Lett. **96**, 136804 (2006).
Emission/Absorption Asymmetry in the Quantum Noise of a Josephson Junction
- [20] L. Vila, R. Giraud, L. Thevenard, A. Lemaître, F. Pierre, J. Dufouleur, D. Mailly, B. Barbara, G. Faini, Phys. Rev. Lett. **98**, 027204 (2007).
Universal conductance fluctuations in epitaxial GaMnAs ferromagnets
- [21] P.M. Billangeon, F. Pierre, H. Bouchiat, R. Deblock, Phys. Rev. Lett. **98**, 126802 (2007).
Very High Frequency Spectroscopy and Tuning of a Single-Cooper-Pair-Transistor with an On-chip Generator
- [22] P.M. Billangeon, F. Pierre, H. Bouchiat, R. Deblock, Phys. Rev. Lett. **98**, 216802 (2007). *AC Josephson effect and resonant Cooper pair tunneling emission of a Cooper Pair Transistor*
- [23] C. Altimiras, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, F. Pierre, Phys. Rev. Lett. **99**, 256805 (2007).
Experimental Test of the Dynamical Coulomb Blockade Theory for Short Coherent Conductors
- [24] D. Lucot, F. Pierre, D. Mailly, K. Yu-Zhang, S. Michotte, F. de Menten de Horne, L. Piroux, Appl. Phys. Lett. **91**, 042502 (2007).
Multicontact Measurements of a Superconducting Sn Nanowire
- [25] N. Boulant, G. Ithier, P. Meeson, F. Nguyen, D. Vion, D. Esteve, I. Siddiqi, R. Vijay, C. Rigetti, F. Pierre, M. Devoret, Phys. Rev. B **76**, 014525 (2007).
The Josephson Bifurcation Amplifier : a Quantum Non-Demolition Readout for the Qantronium ?
- [26] M.S. Crosser, Jian Huang, F. Pierre, Pauli Virtanen, Tero T. Heikkilä, F.K. Wilhelm, N.O. Birge, Phys. Rev. B **77**, 014528 (2008).

Nonequilibrium Experiments in Mesoscopic Multi-terminal SNS Josephson Junctions.

- [27] P.-M. Billangeon, F. Pierre, H. Bouchiat, R. Deblock, J. Stat. Mech. (2009) P01041.
Out of Equilibrium Noise in Electronic Devices: From the Classical to the Quantum Regime
- [28] A. Chepelianskii, S. Guéron, F. Pierre, A. Cavanna, B. Etienne, H. Bouchiat, Phys. Rev. B **79**, 195309 (2009).
Magnetic-field antisymmetry of photovoltaic voltage in evanescent microwave fields as seen in a semiconductor Hall bar
- [29] C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, F. Pierre, *Nature Physics* **6**, 34 (2010).
Non-Equilibrium Edge Channel Spectroscopy in the Integer Quantum Hall Regime
- [30] P. Degiovanni, C. Grenier, G. Fève, C. Altimiras, H. le Sueur, F. Pierre, Phys. Rev. B **81**, 121302(R) (2010).
Plasmon scattering approach to energy exchange and high-frequency noise in $\nu=2$ quantum Hall edge channels
- [31] H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, F. Pierre, Phys. Rev. Lett. **105**, 056803 (2010).
Energy Relaxation in the Integer Quantum Hall Regime
- [32] C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, F. Pierre, Phys. Rev. Lett. **105**, 226804 (2010).
Tuning Energy Relaxation along Quantum Hall Channels