

# THESE

présentée par :

Geraldo Roberto Carvalho CERNICCHIARO

Pour obtenir le grade de Docteur  
de l'Université Joseph Fourier Grenoble I  
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : PHYSIQUE

**Développement d'un système de mesure  
d'interférences mésoscopiques :  
Application à l'étude de courants permanents,  
quantification de conductance et  
interférences entre canaux dans un anneau 2DEG**

Date soutenance : 26 juin 1997

Composition du Jury : L. PUECH  
M. SANQUER  
D. MAILLY  
T. MARTIN  
A. BENOIT

Thèse préparée au sein du  
**Centre de Recherches sur les Très Basses Températures,**  
*laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier*  
C.N.R.S., 25 avenue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble-Cedex 9



## Remerciements

---

Je remercie **Monsieur Pierre Monceau**, directeur du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, de m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour son intérêt à l'avancement de ce travail.

Je remercie **Alain Benoit** d'avoir encadré cette thèse et m'avoir fait partager sa rigueur et son enthousiasme par son travail et ses compétences.

Je remercie **Dominique Mailly** de m'avoir fourni les beaux échantillons qui ont rendu possibles les bons résultats de ce travail. Je le remercie également d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Je remercie **Marc Sanquer** d'avoir bien voulu être rapporteur de cette thèse.

Je remercie **Thierry Martin** pour tout ce qu'il m'a appris et pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie **Laurent Puech** d'avoir d'accepté d'être le président de ce jury et pour les nombreuses discussions fructueuses que nous avons eues.

Je remercie **Bernard Pannetier** pour sa patience, la lecture et les remarques constructives qui ont permis d'améliorer, entre autres, ce manuscrit.

Je remercie **Danielle Deuillers** pour sa gentillesse, son efficacité et pour les corrections de français.

Le travail expérimental que j'ai effectué eut été impossible sans l'environnement technique et humain exceptionnel du **CRITB**: Le service de **Cryogénie** en particulier **Henri Jurek**, **Michel Caussignac** et **Henri Rodenas**. Le service **Electronique**, en particulier **Gilbert Simiand** et **Jean-Louis Bret**. L'**atelier Mécanique**, le service de **Reprographie** et le support informatique de **Bernard Waksman**. Je veux exprimer ici ma sincère reconnaissance à tout le personnel technique et administratif qui a collaboré activement à ce travail.

Je remercie les autres membres du groupe, **Klaus Hasselbach**, **Adriana Paragina**, **Wolfgang Wernsdorfer**, et en particulier les amis **Michel** et **Gwenael Martin**.

Je remercie chaleureusement **Olivier Buisson**, **Gérard Vermeulen**, **Carley Paulsen**, **Jean-Louis Tholence**, **Claude Chapelier**, **Patrick Butaud**, **Jean-Pascal Brison**, **Thorsten Ohm**, **Loïc Glemot**, **Agnès Roni**, **Hermann Suderow** et les autres membres et thésards du **CRITB** pour les agréables moments, les échanges d'idées et les conseils utiles.

Je suis très reconnaissant au **CNPq** d'avoir financé mon séjour à Grenoble.

*Eu não poderei citar todos os amigos que de certa maneira colaboraram para a boa conclusão deste trabalho, mas quero expressar a eles meu reconhecimento sincero.*

*Agradeço o apoio a distacia de Gerson Libório, Marcelo Ramos, Cesar de Souza Netto, Eliene dos Santos, Luiz Sampaio, Armando Takeuchi, Amós Troper e do Centro Brasileiro de Pesquisa Físicas.*

*Eu agradeço com muito carinho as pessoas amigas que fizeram a estada em Grenoble tão rica e agradável: Albinha, Sirley, Carlinhos, Claudia, Ricardo, Ana Maria, David, Jaime, Fernando Fominaya, Simone Fratini, Mona, Sarah, Frank, Carla, Glaucia, Edmar, Adelina, Dodo, Pati, Ana Paula Alta, Alf, Ana Paula Loira, Geraldine, Luiz, Denise, Claire, Denise Buisson, Marilena, Remis, Bartos, Paulo, Marilia, Elson, Stela, Alessandra, Fabiano, Celso, Pida, João, Pasin, Andreia, Ben-Hur sem poder mencionar todos da Peduick, do Tonneau e do Shannon.*

*Eu agradeço especialmente, e principalmente, com todo o meu afeto Luiza, José Luiz, Alexandre, Daniel, Lucas e Léa a quem eu dedico este trabalho.*

---

## TABLE DES MATIERES

---

<b>Avant-propos</b> .....	7
<b>Chapitre I</b>	
Introduction .....	11
1. Systèmes mésoscopiques .....	14
1.1 Cohérence de phase .....	16
2. Rappel de la théorie du transport électronique .....	18
2.1 Transport quantique .....	19
2.2 Modes propres de propagation .....	21
3. Gaz d'électrons à deux dimensions - 2DEG .....	22
4. L'effet Aharonov-Bohm .....	25
5. Courants Permanents .....	27
5.1 Ordre de grandeur .....	29
5.2 Le choix du matériau .....	30
5.3 Pourquoi des MicroSQUIDS ? .....	33
6. Conclusion .....	34
<b>Chapitre II</b>	
SQUID Hystérétique - SQUIDHY .....	37
1. Superconducting Quantum Interference Device .....	40
1.1 Principe du SQUID DC .....	41
1.2 Jonction à micropont .....	45
1.3 Hystérésis .....	46
1.4 Méthode de mesure .....	47
2. Magnétomètre à microSQUID HYstérétique .....	48
2.1 Circuit de détection .....	49
2.2 Interface de contrôle .....	51
2.3 Carte de communication .....	52
3. Opération .....	53
3.1 Bibliothèque de contrôle .....	55
3.2 Programmation de PLD .....	57
3.3 Considérations sur le bruit .....	59
4. Conclusion .....	61

### **Chapitre III**

Courants Permanents.....	63
1. Description du dispositif.....	67
1.1 Dimensions .....	68
1.2 Assemblage .....	71
2. Système de Mesure .....	73
2.1 Réfrigérateur à dilution .....	75
3. Mesure de conductance .....	77
4. Mesure d'aimantation .....	80
4.1 Calibration .....	81
4.2 Protocole de mesure .....	83
4.3 Résultats expérimentaux.....	86
5. Conclusion .....	91

### **Chapitre IV**

Quantification de conductance et Interférence entre canaux .....	93
1. Figures d'interférences .....	97
1.1 Variation de Phase .....	98
1.2 Doublement de fréquence .....	99
1.3 Evidence d'une période fondamentale.....	100
2. Approches précédentes .....	103
2.1 Quantification de la conductance .....	105
3. Discussion des résultats .....	106
4. Simulations .....	108
5. Conclusion .....	110

<b>Conclusion</b> .....	111
-------------------------	-----

### **Annexe A**

Registres de SQUIDHY .....	115
----------------------------	-----

### **Annexe B**

How to measure persistent currents in a mesoscopic ring? .....	121
--	-----

### **Annexe C**

Persistent Currents in mesoscopic 2DEG ring .....	139
---	-----

### **Annexe D**

Channel Interference in a Quasi-Ballistic Aharonov-Bohm Experiment .	143
--	-----

<b>Références Bibliographiques</b> .....	149
--	-----

<b>Table des figures</b> .....	155
--------------------------------	-----

---

## Avant-propos

---

Cette thèse est centrée sur le développement de l'instrumentation et la compréhension de certains phénomènes d'interférence électronique dans des systèmes à l'échelle mésoscopique. Au cours de ce travail, de nouvelles mesures de transport quantique et de susceptibilité magnétique (courants permanents) ont été réalisées sur un anneau lithographié dans un système bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérojonction de GaAs-GaAlAs. Nous décrivons la conception et la construction des appareils, ainsi que les techniques de mesure, d'analyse et d'acquisition du signal qui ont été développées pour ces tâches. Finalement, nous présenterons, avec des résultats expérimentaux et des simulations numériques, un modèle original, qui met en évidence deux phénomènes fondamentaux : l'interférence entre canaux et la quantification de la conductance. Ce modèle peut expliquer de façon synthétique certains aspects des figures d'interférence de magnétorésistance observée. Cette étude nous suggère qu'une grande diversité de mécanismes peut perturber cette figure d'interférence. Les mécanismes mis en jeu sont intrinsèques à la propagation d'une particule quantique (ou d'une onde) dans un milieu désordonné. Nous voudrions souligner que ces mécanismes d'interférence entre chemins fermés sont un outil précieux pour l'étude de certaines propriétés des conducteurs à basse température.

La physique mésoscopique s'intéresse aux propriétés des systèmes à une échelle intermédiaire entre le macroscopique de la physique du solide et le microscopique de la physique atomique. Les propriétés de transport dans de tels systèmes sont profondément modifiées par les effets d'interférence des trajectoires électroniques lors de leur diffusion dans l'échantillon. Le concept de transport quantique est associé à la longueur de cohérence de phase de la fonction d'onde électronique.

L'importance et l'intérêt de la physique mésoscopique ont beaucoup augmenté, grâce au développement de nouvelles techniques de microlithographie et d'intégration de dispositifs électroniques. Un fait physique est que, dans la mesure où les dispositifs deviennent de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence de la fonction d'onde électronique, la description doit tenir compte des effets d'interférence quantiques du transport électronique qui violent la loi d'Ohm. Des questions d'ordre fondamental et technologique sont mises en évidence. La technique d'élaboration des échantillons qui permet l'observation isolée de tels phénomènes est aussi importante que l'obtention de basses températures dans les réfrigérateurs à dilution (la dizaine de mK) pour la viabilité de cette étude.

De nouvelles applications potentielles s'ouvrent dans les domaines des circuits logiques, de la magnétométrie et de la métrologie. Néanmoins, l'intérêt principal de ces systèmes est de permettre de mieux comprendre des phénomènes fondamentaux.

Ce mémoire de thèse comprend les chapitres suivants :

- **Chapitre I : Introduction**

Une brève introduction du vocabulaire et de quelques concepts de la physique mésoscopique est nécessaire pour une meilleure compréhension du texte, des expériences et des problèmes abordés.

- **Chapitre II : SQUIDHY**

Pour ses caractéristiques particulières, mais aussi pour sa conception en vue d'une application générale, nous présentons dans un chapitre indépendant le système de détection électronique développé (SQUIDHY), système qui permet l'utilisation de microSQUIDs hystérétiques (monocouche à micropont) comme détecteurs de variation de flux magnétique.

- **Chapitre III : Courants permanents**

L'étude de courants permanents a été une source d'inspiration et a guidé ce travail. Dans ce chapitre, de nouveaux résultats expérimentaux et leurs interprétations sont présentés. Nous décrivons les échantillons et les critères de conception et de fonctionnement de l'instrumentation et les méthodes expérimentales utilisées. Nous dé-

taillerons ensuite l'ensemble des méthodes expérimentales de mesures d'aimantation, de conductance et de cryogénie.

- **Chapitre IV : Interférences entre canaux et quantification de conductance**

L'étude de la magnétoconductance dans un anneau 2DEG nous a permis de mettre en évidence des effets d'interférences liés aux modes propres de propagation et à la quantification de conductance dans une expérience de Aharonov-Bohm.

- **Conclusion et perspectives**

Dans le dernier chapitre, nous voudrions présenter le bilan de quelques aspects qui sont abordés dans cette thèse. Des suggestions pour surmonter quelques contraintes expérimentales observées et de nouvelles expériences sont suggérées. Finalement, nous soulignons que l'application de l'interférométrie électronique, soit avec les SQUID (déjà largement étudiés et appliqués), mais aussi avec les mesures de transport de dispositifs à 2DEG, ouvre des horizons en tant qu'outil et source d'investigation.



---

# Chapitre I : Introduction

---

*“Il faut que le savoir soit partagé  
pour que soit limité le pouvoir du savoir”*

Sophie Ernet

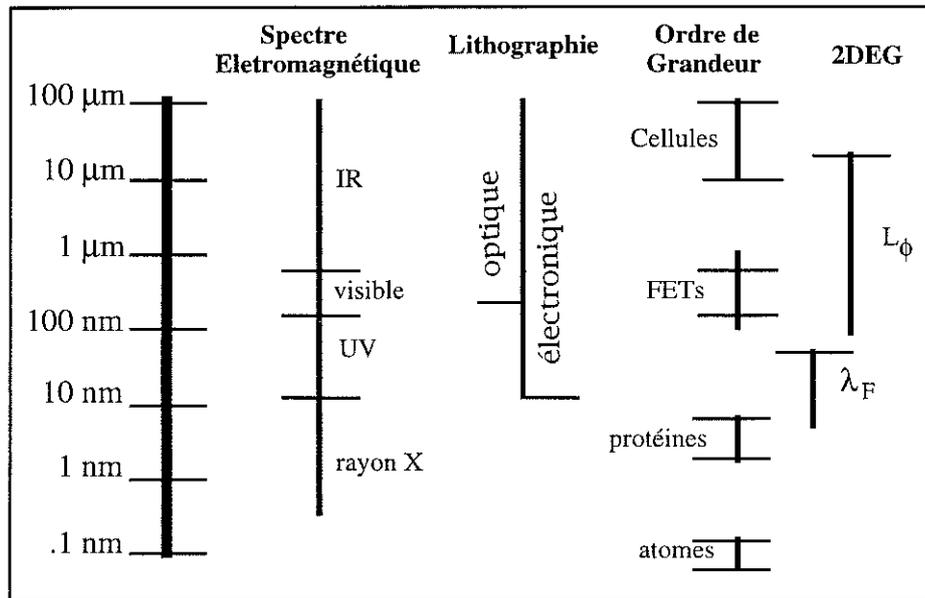


Les phénomènes d'interférences entre différentes trajectoires d'une particule sont un des aspects centraux de la mécanique quantique et de la physique moderne. Des progrès technologiques dans le domaine de la lithographie et de la cryogénie ont créé des conditions pour l'étude directe de la cohérence entre différentes trajectoires d'un électron dans les métaux ou semiconducteurs. Les techniques développées pour la fabrication de tels dispositifs sont envisagées pour augmenter la performance, l'intégration et la vitesse des composants électroniques, avec de large applications dans les domaines de l'informatique et des télécommunications.

Il y a une demande continue pour augmenter la vitesse dans de tels composants. L'approche la plus évidente est la diminution des dimensions du dispositif logique physique, et par conséquent de la distance que l'électron, qui contient l'information, doit parcourir. Cependant, on peut déjà prévoir les limites des technologies traditionnelles du silicium, dues au compromis que l'on doit faire entre performance et dissipation. D'autres lignes de recherche sont basées sur l'augmentation de la vitesse de l'électron lorsqu'il traverse le dispositif et sur de nouveaux régimes de transport électronique. Le transport quantique balistique en est un exemple. A présent, dans cette ligne, les candidats les plus prometteurs sont les composés à base d'arséniure de gallium (AsGa).

En effet, la fabrication de structures de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, les nanostructures, est maintenant bien maîtrisée. Cette réduction de taille permet d'atteindre un régime intermédiaire entre l'échelle atomique et le régime macroscopique, où la description des dispositifs prend en compte les phénomènes d'interférence de nature quantique. Ce régime est appelé mésoscopique, du mot grec "meso" pour intermédiaire. La compréhension et l'application de ces phénomènes ouvrent des perspectives pour une nouvelle génération de composants. Certains pensent que des transistors basés sur ces phénomènes pourraient devenir les composants de base d'une logique et d'une électronique quantique [Lloyd]. De cette manière, on comprend l'intérêt plus

qu'académique suscité par l'étude du transport quantique dans les nanostructures.



**Figure I.1.** Tableau comparatif entre les gammes des opérations des techniques de lithographie optique et par faisceau électronique, des objets connus et des ordres de longueur de cohérence et de longueur de Fermi obtenus dans les hétérostructures GaAs-GaAlAs (2DEG) à basse température.

Tout d'abord, nous décrirons les concepts généraux et donnerons certaines définitions, qui caractérisent les échelles des systèmes mésoscopiques et en font leur originalité, sur lesquels seront basées les discussions des prochains chapitres. Nous voudrions juste brièvement en rappeler quelques aspects théoriques qui sont plus directement reliés au sujet de ce mémoire.

## 1. Systèmes mésoscopiques

Les systèmes mésoscopiques sont caractérisés par des structures où les dimensions se situent dans une échelle intermédiaire entre le régime microscopique de l'échelle atomique et le régime des objets macroscopiques.

Ces systèmes contiennent plusieurs atomes et ils sont manipulés et mesurés par des moyens macroscopiques. Cependant, ces systèmes gardent les caractéristiques de la physique microscopique.

La figure I.1 présente d'une façon schématique certains ordres de grandeur. Une définition fonctionnelle de la physique mésoscopique serait l'étude de la physique à une échelle intermédiaire entre le macroscopique de la physique du solide et le microscopique de la physique atomique.

L'étude expérimentale de la physique mésoscopique a connu un développement formidable ces dernières années. On peut citer quelques exemples représentatifs : les fluctuations universelles de conductance [Webb88, Benoit, Perrier], la quantification de conductance [VanWess, Warham], l'effet Aharonov-Bohm dans les oscillations de la magnétorésistance [Webb,Yacoby], les courants permanents [Levy, Chandrasekar, Maily], etc.

Plusieurs aspects technologiques ont contribué à ce développement et sont essentiels à ce genre d'étude :

- Les progrès des techniques de lithographie par faisceau électronique permettent de réaliser des motifs en surface avec une résolution d'une dizaine de nanomètres.
- L'amélioration des techniques de croissance cristalline permet d'obtenir des échantillons dont le libre parcours moyen élastique peut atteindre quelques dizaines de microns. Les progrès réalisés dans le domaine des hétérostructures résultent de l'évolution des techniques de croissance épitaxiale par jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy - MBE), notamment les hétérostructures qui forment les couches de gaz d'électrons bidimensionnels (two dimensional electron gas - 2DEG).
- L'obtention de basses températures, de l'ordre d'une dizaine de milliKelvins, dans les réfrigérateurs à dilution.

Les deux premiers aspects sont largement maîtrisés au Laboratoire de Microstructures et de Microélectronique du CNRS à Bagnoux, où sont fabriqués, par D. Mailly, les échantillons utilisés dans ce travail. Le dernier aspect est courant au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du CNRS à Grenoble, où les expériences ont été réalisées.

Un des phénomènes les plus remarquables dans les systèmes mésoscopiques est que les propriétés de transport dans de tels systèmes sont considérablement modifiées par les effets d'interférence des trajectoires électroniques lors de leur diffusion dans l'échantillon. Contrairement aux systèmes classiques, les propriétés de la physique mésoscopique peuvent être quantifiées. Une grande partie de mon travail de thèse a consisté à élaborer et améliorer un système de mesure permettant la réalisation d'expériences sur ces phénomènes, et à mettre au point des programmes d'acquisition de données et de traitement numérique des signaux pour la visualisation et le traitement numérique des résultats.

## 1.1 Cohérence de phase

Il y a certaines échelles de longueurs établies qui caractérisent les régimes mésoscopiques et qui sont associées aux phénomènes observés. Les phénomènes d'interférence mésoscopiques sont observables lorsque les électrons conservent une "mémoire de phase" sur l'échantillon [Altshuler, Beenaker]. Ces effets disparaissent pour des dimensions supérieures à la longueur de cohérence de phase  $L_\phi$  (coherence length) des fonctions d'onde électroniques. La longueur de cohérence de phase  $L_\phi$  est la longueur à partir de laquelle l'électron perd sa cohérence de phase par suite d'interactions inélastiques avec des excitations du milieu. Ainsi, les mécanismes d'interaction électron-électron et électron-phonon contribuent-ils à la perte de la cohérence de phase. Deux longueurs caractéristiques, qui ne sont pas exclusives du régime mésoscopique, sont utiles pour clarifier ce concept :

- Le libre parcours moyen élastique : la présence de désordre dans un système métallique définit le libre parcours moyen élastique  $\lambda_e$  (elastic mean free path)

$$\lambda_e = v_F \tau_e,$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi et  $\tau_e$  le temps moyen entre deux chocs élastiques. Dans le gaz d'électrons bidimensionnels 2DEG à basse température (1 kelvin),  $\lambda_e$  est de l'ordre du micron, et dans les systèmes métalliques, il est de l'ordre de 10 nm.

- Le libre parcours moyen inélastique : la présence de mécanismes liés aux collisions de nature inélastique (impuretés, électron-phonon, électron-électron) dans un système métallique définit le libre parcours moyen inélastique  $\lambda_i$  (inelastic mean free path). Ces interactions provoquent un changement d'énergie de l'électron et de la phase de sa fonction d'onde. La longueur de cohérence de phase  $L_\phi$  correspond au même ordre de grandeur que celui du libre parcours moyen inélastique.

On peut définir la longueur de cohérence en supposant le transport diffusif entre deux événements successifs qui détruisent la cohérence de phase de la fonction d'onde électronique. Cette longueur  $L_\phi$  peut être manifestement supérieure au libre parcours moyen élastique  $\lambda_e$  car les chocs élastiques n'ont pas d'effets destructeurs sur la cohérence de phase. En général,  $L_\phi$  diminue lorsque la température augmente par suite des chocs électrons-phonons. La température est l'une des contraintes que l'on doit respecter. On a intérêt à réaliser les expériences à basses températures pour augmenter  $L_\phi$  et pour éviter le mélange entre les différents canaux électroniques qui seront décrits dans les sections suivantes.

Les contraintes précédentes imposent également une échelle pour la taille des échantillons. Après nous être dégagés des contraintes imposées par ce thème d'étude, nous montrons au chapitre suivant les spécificités techniques auxquelles doit obéir l'échantillon et le processus de mesure par rapport au niveau de signal, bruit, blindage, couplage avec le détecteur, température, précision, etc.

## 2. Rappel de la théorie du transport électronique

Le transport de charges classiques dans un métal est bien décrit par le modèle de Drude [Ashcroft]. Dans l'approche classique plus simple de la conduction dans les métaux, les électrons sont traités comme un gaz de particules électriquement chargées, qui suit la théorie cinétique des gaz. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que la diffusion est incohérente. Le comportement ondulatoire des électrons est négligeable et il n'y a pas à proprement parler de cohérence de phase. Après une collision de la particule, sa direction et son impulsion se redistribuent d'une façon isotrope, et par conséquent le courant résultant est nul. Quand les électrons sont soumis à un champ électrique, il y a déplacement diffusif à travers la structure des ions du métal. Les électrons sont accélérés par le champ électrique qui provoque une anisotropie dans la distribution de la vitesse. Cette composante est la seule qui contribue à un courant résultant non nul. Dans ce cas, il est possible de définir un paramètre macroscopique constant, comme la conductivité, indépendant de la géométrie de l'échantillon. La conductivité DC d'un métal peut ainsi être décrite par

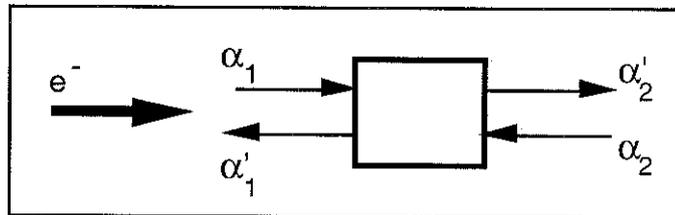
$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

où  $n$  est la densité d'électrons,  $e$  est la charge de l'électron,  $\tau$  est le temps moyen entre deux collisions et  $m$  la masse effective de l'électron. La conductance peut donc être calculée en fonction des dimensions de l'échantillon.

A basse température, les mécanismes qui détruisent la mémoire de phase de la fonction d'onde électronique sont réduits. Dans ce cas, la nature quantique des électrons commence à se faire sentir. Lorsqu'on se place à des échelles de longueur d'ordre de la longueur de cohérence, le système rentre dans le régime de transport quantique.

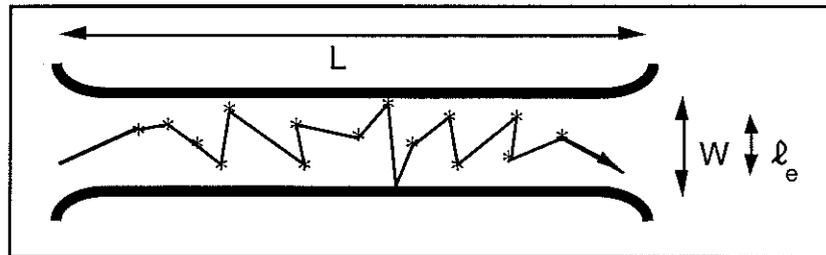
## 2.1 Transport quantique

Le transport de charges dans le régime quantique n'est pas déterminé seulement par les propriétés microscopiques de l'échantillon, mais également par sa géométrie et par la méthode de mesure. Les collisions élastiques avec des impuretés, ou avec le bord du système électronique, modifient la phase d'une manière déterministe car il n'y a pas de perte d'énergie. La mémoire de phase de la fonction d'onde se conserve. On peut relier la conductance à la transmission des ondes électroniques, de longueur d'onde  $\lambda_F$ , via l'approche de Buttiker, Imry et Landauer [Buttiker]. Dans ce formalisme, la conductance de l'électron est décrite comme la propagation d'une onde transmise entre des réservoirs qui sont maintenus à différents potentiels chimiques. Les caractéristiques microscopiques de l'échantillon déterminent les coefficients de réflexion et de transmission de l'élément du circuit placé entre les réservoirs.



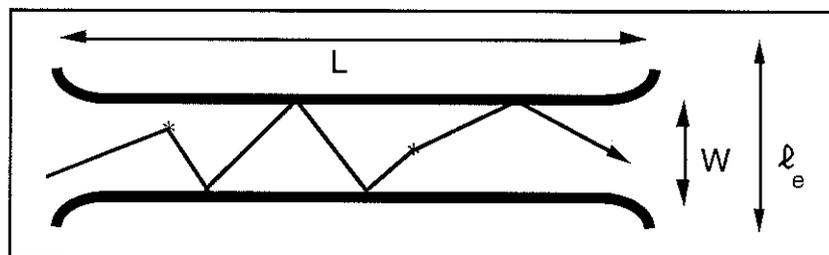
**Figure I.2.** Un élément de circuit placé entre deux réservoirs d'électrons peut être exprimé en termes de différents coefficients de transmission. L'électron  $e^-$ , une onde incidente de longueur  $\lambda_F$ , qui arrive à gauche, serait partiellement réfléchi et partiellement transmis.

Tant que les dimensions du système sont plus grandes que le libre parcours moyen élastique, le système reste dans le régime de transport quantique diffusif.

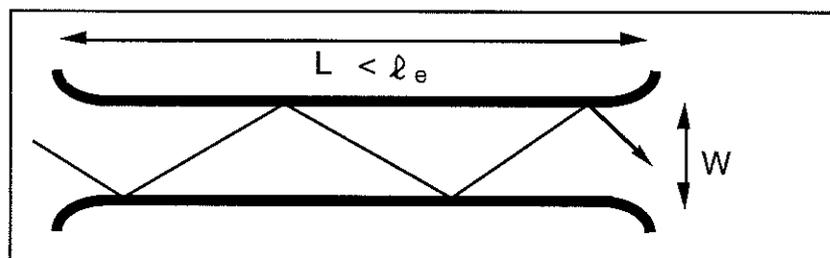


**Figure I.3.** Transport quantique diffusif ( $L_\phi > L > \ell_e$ ). Les dimensions du système sont plus grandes que le libre parcours moyen élastique.

Lorsque les dimensions du système sont inférieures à celles du libre parcours moyen élastique, le système est dans le régime de transport quantique balistique. Si les dimensions du système sont de l'ordre du libre parcours moyen élastique, le système se trouve dans un régime intermédiaire dit de transport quantique quasi balistique. Dans ce régime, l'électron peut traverser l'échantillon sans avoir, ou ayant très peu, subi de collisions avec des impuretés.



**Figure I.4.** Transport quantique quasi balistique ( $L_\phi > L \approx \ell_e > W$ ) - régime intermédiaire.



**Figure I.5** Transport quantique balistique ( $L_\phi > \ell_e > L$ ).

Dans le régime de transport quantique, l'expression de la conductance  $G$  est donnée pour la généralisation de la formule de Landauer-Buttiker au cas d'un système multicanal à deux ou trois dimensions :

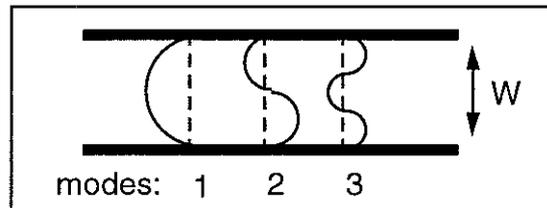
$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n^N |S_n|^2,$$

où  $S_n$  est la valeur propre de la matrice de transmission multipliée par sa conjuguée Hermitique,  $e$  est la charge de l'électron et  $h$  la constante de Planck. L'indice  $n$  est lié aux modes propres de propagation qui correspondent à différents canaux quantiques de conduction et  $N$  le nombre total de canaux de conduction définis dans la section suivante. Cette approche permet d'établir une relation entre la conductance  $G$  d'un élément de circuit placé entre deux réservoirs d'électrons et le coefficient de transmission  $\alpha_{2n}'$  de l'élément de circuit pour l'énergie correspondant au potentiel chimique des réservoirs. A chaque configuration de désordre correspond un coefficient de transmission et donc de conductance. Ainsi, le coefficient de transmission peut varier en fonction du désordre de 0, réflexion totale, à 1, transmission totale. La conductance dépend de la probabilité de transmission et de l'unité fondamentale de conductance  $2e^2/h$  (1/12,9 k $\Omega$ ), appelé quantum de conductance [vanHouten].

## 2.2 Modes propres de propagation

L'indice  $n$  du coefficient de transmission est lié aux modes propres de conduction qui correspondent aux canaux quantiques de conduction. Ces modes sont la conséquence des dimensions latérales de l'échantillon et de la vitesse transverse des électrons au niveau de Fermi. Une analogie pour le mode de propagation dans le régime de transport quantique balistique serait un guide d'onde électronique où un nombre entier  $N$  de modes transverses peut se propager au niveau de Fermi. Dans le cas bidimensionnel, une bonne approximation est donnée par  $N \approx 2W/\lambda_F$ , où  $\lambda_F$  est la longueur d'onde de Fermi et  $W$  la largeur de l'échantillon. Les réflexions des ondes électroniques suivent les lois de l'optique. Chaque mode de

propagation correspond à un canal quantique de conduction. Le système est caractérisé par des coefficients de transmission différents pour chaque canal de conduction.



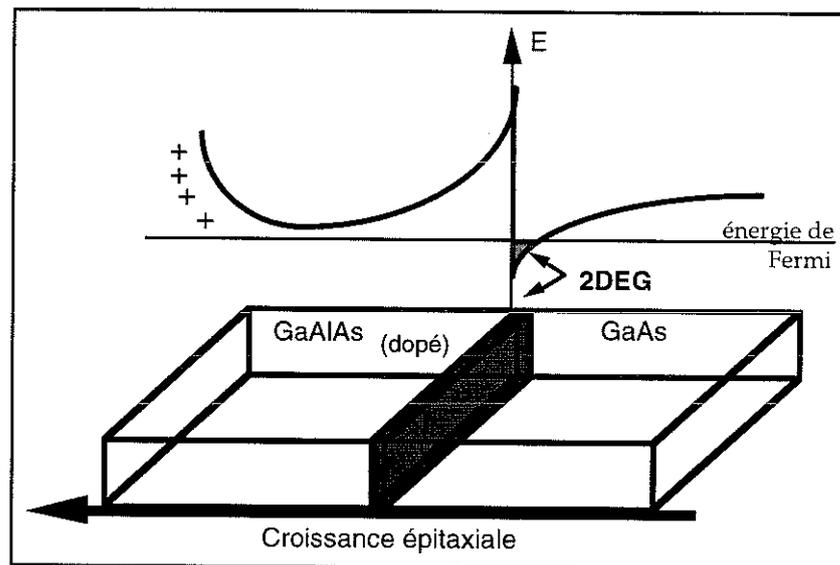
**Figure I.6.** Analogie qui lie les canaux quantiques de conduction aux modes propres de propagation dans un guide d'onde latéralement rectangulaire et infini.

Un aspect, qui n'est pas immédiatement évident dans cette analogie, est le confinement latéral dans le guide d'onde. Des travaux précédents sur les mesures de quantification de conductance [vanWess, Wharam] permettent de supposer que le confinement latéral est parabolique et l'espacement équidistant entre les différents niveaux. La quantification de la conductance dans le régime balistique, en multiples du quantum de conductance, a été observée expérimentalement par van Wess *et al.* et par Wharam *et al.* dans des nanostructures de 2DEG. Des structures, appelées contact ponctuel quantique ( $\alpha_{2n} = 1$ ), ont été réalisées sur des gaz d'électrons bidimensionnels, avec des caractéristiques très semblables à celles utilisées dans ce travail. Ces expériences mettent en évidence l'existence du transport quantique balistique et montrent que la conduction peut être décrite comme un phénomène de transmission.

### 3. Gaz d'électrons à deux dimensions - 2DEG

La réalisation de dispositifs dans les conditions de transport quantique balistique est actuellement possible grâce aux composants fabriqués sur les hétérojonctions, élaborés par épitaxie par jets moléculaires ("Molecular Beam Epitaxy") à partir d'un substrat d'arséniure de gallium. Un

gaz d'électron se forme à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs. L'épaisseur du puits est de l'ordre de 5 nm ( $< \lambda_F$ ). Devant le caractère quantique des modes propres de propagation, le système peut être considéré, par rapport à l'axe perpendiculaire au plan de la couche, purement bidimensionnel. Les électrons sont confinés dans l'interface de GaAs-GaAlAs par un puits de potentiel créé par la discontinuité de la bande de conduction des deux semiconducteurs et par le potentiel attractif dû aux ions positivement chargés dans la couche de GaAlAs dopé négativement avec du silicium.



**Figure I.7.** Diagramme de la surface de 2DEG formée entre les couches de GaAlAs (dopé) et de GaAs dans une hétérostructure.

Les dispositifs bidimensionnels expérimentaux présentés dans cette thèse sont fabriqués et caractérisés au Laboratoire de Microstructures et de Microélectronique (LMM) de Bagnex. Les couches de gaz bidimensionnelles sur lesquelles sont fabriqués les échantillons à basse température atteignent une longueur de cohérence  $L_\phi$  de l'ordre de 25  $\mu\text{m}$ , une haute mobilité électronique  $\mu_e = 1,14 \cdot 10^6 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  et une densité électronique  $n_e = 3,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , d'où un libre parcours moyen élastique  $\ell_e$  de 11,3  $\mu\text{m}$ . Ces caractéristiques sont à la portée des technologies de gravure disponibles au LMM. De cette manière, il est possible d'élaborer des systèmes

électroniques qui satisfassent aux conditions nécessaires à l'obtention d'un régime de transport quantique balistique ou quasi balistique.

Une condition fondamentale pour l'étude de ces systèmes est que des dispositifs à deux dimensions puissent être modélés dans les interfaces de l'hétérojonction GaAs-GaAlAs. Ce processus peut être réalisé soit par gravure par lithographie directe de l'hétérojonction, soit par déplétion de la couche bidimensionnelle avec des électrodes métalliques déposées au-dessus, appelées grilles.

En fait, comme nous l'expliquerons dans le chapitre suivant qui décrit les échantillons, les deux techniques sont utilisées. Les échantillons que nous avons étudiés ont la géométrie d'un anneau relié à des contacts pour la mesure de la conductance, gravé après lithographie par faisceau électronique dans la couche 2DEG. L'ensemble du dispositif contient des contacts pour la mesure de la conductance, le détecteur de flux (SQUID) en aluminium et des grilles de déplétion en or, déposées au-dessus. Pour chaque échantillon, neuf opérations sont nécessaires.

Une propriété très intéressante des couches 2DEG est la possibilité de changer la géométrie de l'échantillon in situ. Dû à sa faible densité, l'application d'un champ électrostatique perpendiculaire au plan a pour effet la déplétion de la couche 2DEG, totale ou partielle. Pour appliquer le champ électrostatique, on utilise des grilles Schottky déposées au-dessus de la couche 2DEG. Le fonctionnement de la grille est analogue à celui de la grille d'un transistor à effet de champ (Field Effect Transistor - FET). En résumé, la couche de gaz bidimensionnel peut prendre la forme de la projection de la géométrie de la grille déposée au-dessus.

La tension minimale appliquée pour dépléter la couche de gaz d'électrons est donnée par

$$V_d = \frac{n_s e d}{\epsilon_0 \epsilon} ,$$

où  $e$  est la charge de l'électron,  $n_s$  est la densité électronique,  $d$  ( $\approx 50$  nm) est la distance entre les plans de la couche 2DEG et la grille.  $\epsilon_0\epsilon$  prend en compte la constante diélectrique ( $\epsilon_0 = 8,86\text{e-}12$  et  $\epsilon = 13$ ). Dans notre expérience, la tension de déplétion de la couche de gaz d'électrons bidimensionnel est de l'ordre de  $-250$  mV, en complet accord avec nos résultats expérimentaux.

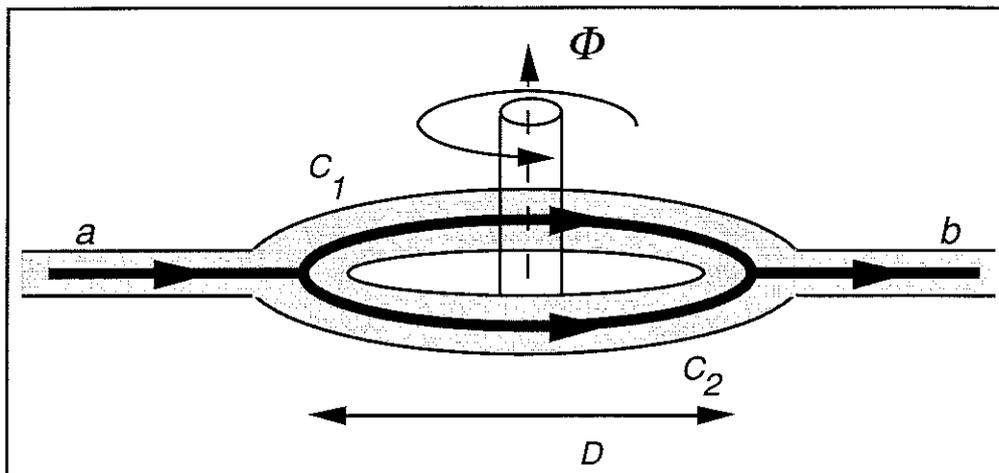
Un mécanisme d'action de la grille spécifique du régime mésoscopique est que l'application d'une tension entre la grille et le gaz d'électrons modifie le remplissage des niveaux électroniques dans la région du gaz d'électrons soumise à l'influence de la grille. Dans ce cas, le modèle prévoit l'existence d'une quantification liée au nombre de niveaux remplis sous la grille. C'est exactement le mécanisme observé dans les expériences de quantification de conductance [vanWess, Wharam].

#### 4. L'effet Aharonov-Bohm

L'onde électronique qui décrit la propagation d'électrons à travers les deux branches d'un anneau mésoscopique subit un changement de phase sous l'effet du champ magnétique externe. En accord avec cette variation de phase, il y a des interférences destructrices et constructives. Cet effet se traduit dans la conductance par des oscillations avec une période de  $h/e$ , en fonction du flux magnétique appliqué à la boucle.

La modulation de phase de la fonction d'onde par le potentiel-vecteur est un effet qui n'est pas intuitif.

Dans une géométrie Aharonov-Bohm, un faisceau d'électrons se propage dans une région sans champ magnétique, autour d'un cylindre à l'intérieur duquel règne un champ  $B$ .



**Figure I.8.** Schéma d'une géométrie Aharonov-Bohm montrant le flux magnétique  $\Phi$  traversant l'anneau.

L'amplitude de probabilité  $A_{ab}$  pour aller de  $a$  à  $b$ , dans l'hypothèse où seuls deux chemins sont possibles, est :

$$A_{ab} = A_{c_1} + A_{c_2}$$

Le potentiel vecteur non nul existant à l'extérieur du cylindre agit sur la phase des amplitudes de probabilité, de sorte que

$$A_{c_1(H)} = A_{c_1(H=0)} \exp\left[-i \frac{e}{h} \int_a^b \vec{A} d\vec{l}(1)\right]$$

et

$$A_{c_2(H)} = A_{c_2(H=0)} \exp\left[-i \frac{e}{h} \int_a^b \vec{A} d\vec{l}(2)\right]$$

La probabilité de transition est alors :

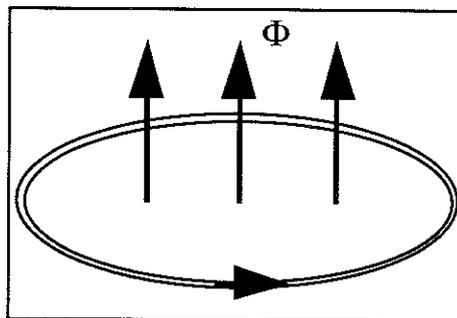
$$P_{ab} = |A_{c_1(H=0)}|^2 + |A_{c_2(H=0)}|^2 + 2\text{Re}[A_{c_1(H=0)}A_{c_2(H=0)} \exp(-i 2\pi \phi/\phi_0)]$$

où  $\phi_0 = h/e$  est le quantum de flux et  $\phi$  le flux magnétique traversant la boucle délimitée par les chemins  $c_1$  et  $c_2$ .

L'effet Aharonov-Bohm est facilement observable sur des électrons qui se propagent dans le vide. Malgré les difficultés expérimentales [Webb], des anneaux mésoscopiques ont révélé des oscillations de magnétoconductance, à très basse température. La période de ces oscillations correspond à un quantum de flux ( $h/e$ ). Ce phénomène est une des premières évidences expérimentales des effets d'interférence quantique dans les solides. En fait, l'effet Aharonov-Bohm est très important pour la compréhension des sujets qui seront présentés dans les chapitres suivants. Par conséquent, nous allons réexaminer et progressivement approfondir ce point.

## 5. Courants Permanents

La théorie concernant les courants permanents a été formulée initialement par London (1930) dans le contexte des molécules aromatiques. Lorsqu'un anneau métallique non supraconducteur dans son état d'équilibre est traversé par un flux magnétique statique, il acquiert un moment magnétique et un courant électrique associé. Ce courant ne dissipe pas d'énergie. C'est une propriété d'équilibre du système. Pour cette raison, il est appelé "Courant Permanent". L'adjectif "permanent" pour ce phénomène est discutable lorsque ces courants disparaissent en l'absence d'un flux magnétique. Nous ne rentrerons pas dans cette discussion.



**Figure I.9.** Un anneau mésoscopique non supraconducteur isolé électriquement en présence d'un champ magnétique statique est le siège d'un courant orbital non dissipatif.

Les courants permanents sont liés à la conservation de phase de la fonction d'onde électronique. Lorsque la longueur de cohérence de phase  $L_\phi$  est supérieure au périmètre  $L$  de l'anneau, la fonction d'onde électronique doit obéir aux conditions aux limites périodiques. Si un faible flux magnétique traverse l'anneau, l'effet du potentiel vecteur est une rotation de phase de la fonction d'onde et une modification des conditions aux limites apparaît :

$$\psi(x)_{(H)} = \psi(x+L)_{(H)}$$

ou

$$\psi(x)_{(H)} = \psi(x)_{(H=0)} e^{2i\pi\phi/\phi_0},$$

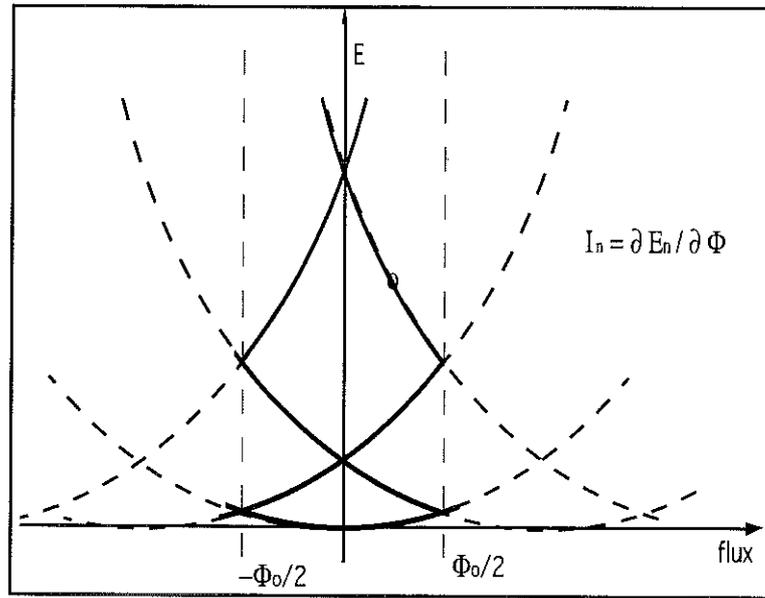
où  $x$  est la distance le long du périmètre et  $\phi_0$  le quantum de flux.

$$\phi_0 = h/e = 4.10^{-15} \text{ Wb.}$$

Cette condition change la règle de quantification du vecteur d'onde. La fonction d'onde électronique et donc l'énergie de l'électron devient une fonction périodique du flux magnétique avec une période fondamentale de  $\phi_0$ . Le cas simple d'un anneau unidimensionnel sans désordre et négligeant le spin de l'électron permet le calcul complet des niveaux d'énergie  $n$  correspondants, en fonction du flux externe appliqué. A chaque niveau occupé par un électron est associé un courant correspondant à la vitesse de groupe de la fonction d'onde et donné par la dérivé de l'énergie  $E_n$  par rapport au flux.

$$I_0 = \frac{-dE_n}{d\phi} = \frac{-e v_n}{L}.$$

Le signe et l'amplitude du courant permanent résultant dépendent de la contribution et du nombre total d'électrons présents dans l'anneau. Buttiker, Imry et Landauer (1983) ont prédit l'existence de courants permanents circulant dans un anneau mésoscopique, même en présence de désordre [Buttiker].



**Figure I.10.** Représentation schématique des niveaux d'énergie en fonction du flux d'un anneau unidimensionnel.

## 5.1 Ordre de grandeur

Cheung, Riedel et Gefen (1989) ont estimé l'amplitude de ces courants permanents à basse température, comme étant la contribution du dernier niveau occupé :

$$I_0 = \frac{e v_F}{L},$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi.

Dans le cas d'un désordre faible où les électrons ont un parcours diffusif conduisant à une diminution de leur vitesse effective, on remplace la vitesse de Fermi par la vitesse de diffusion, où  $\ell_e$  est le libre parcours moyen élastique :

$$v_d = v_F \frac{\ell_e}{L},$$

où

$$I_0 = I_0 \frac{\ell_e}{L}.$$

Dans le cas d'un système dans le régime balistique ou quasi balistique à deux ou trois dimensions, il faut avoir en considération, dans l'estimation de l'amplitude du courant permanent résultant, la contribution due aux différents canaux de conduction. L'amplitude résultante dépend de la corrélation entre les différents canaux. Si les canaux sont complètement indépendants, le courant résultant sera donné par

$$I_0 = I_0 \sqrt{N}.$$

Dans le régime diffusif, les corrélations entre différents modes transverses font que les contributions se compensent et l'amplitude qui en résulte est de l'ordre de  $I_0$ .

La température, comme nous l'avons mentionné précédemment, affecte les phénomènes mésoscopiques en général par la réduction de la longueur de cohérence de phase de la fonction d'onde électronique. Un autre effet de la température est qu'elle provoque le mélange entre les différents canaux transverses lorsqu'elle devient comparable à l'écart entre les niveaux électroniques. Comme les niveaux adjacents donnent des contributions de signes opposés pour le courant, une décroissance exponentielle avec la température est prévue [Cheung]. L'ordre de température caractéristique  $T^*$  à partir duquel, à cause de corrélations, le mélange entre les différents niveaux commence à être important est donné par l'énergie de Thouless

$$K_B T^* = \frac{h\nu_F}{L},$$

où  $K_B$  est la constante de Boltzman.

## 5.2 Le choix du matériau

Le moyen de mettre en évidence ce phénomène est de détecter l'aimantation induite par les courants permanents. Les données présentées dans le

Tableau I.1 nous permettent d'avoir une idée de la valeur du courant et du signal d'aimantation attendu. Les difficultés expérimentales sont évidentes pour mesurer des signaux aussi faibles. Nous présenterons par la suite un bref historique des différentes approches expérimentales et justifierons le choix des matériaux et techniques de mesure que nous avons adoptés.

Echantillon	Anneau métallique Au/Cu	2DEG
L	1.5 $\mu\text{m}$	2.5 $\mu\text{m}$
k <sub>F</sub>	$1,2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$	$0,9 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$
v <sub>F</sub>	$10^6 \text{ m/s}$	$1,5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$
L <sub><math>\phi</math></sub>	2 $\mu\text{m}$	25 $\mu\text{m}$
$\ell_e$	0,07 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$
N	$10^5$	15
I <sub>0</sub>	30 nA	6 nA
I <sub>attendu</sub>	0,1 nA	6 nA
T*	100 mK	1 K
Magnétisation	50 $\mu\text{B}$	1000 $\mu\text{B}$

**Tableau I.1.** Ordre de grandeur des valeurs pour différents matériaux.

Les premières mesures ont été faites sur un grand nombre d'anneaux. La première expérience a été réalisée par L.P. Lévy et ses collaborateurs [Levy] à Bell Laboratories en 1990. Ils ont mesuré l'aimantation d'un ensemble de  $10^7$  anneaux de cuivre isolés ; en fait, des carrés de 0,55  $\mu\text{m}$  de côté pour faciliter la fabrication par lithographie par faisceau électronique. L'aimantation a été mesurée par un magnétomètre à SQUID commercial et une bobine de pick-up. Ils ont observé une variation de l'aimantation dont la période en flux était égale à la moitié du quantum de flux, le double de la fréquence prévue.

Le doublement de la fréquence a été expliqué par l'effet du moyennage des courants décorrélés. Puisque le signe du courant de chaque anneau

est aléatoire, l'amplitude de l'harmonique fondamental augmente avec la racine carrée du nombre d'anneaux. Les harmoniques d'ordre supérieur présentent des termes de signes constants qui donnent un signal proportionnel au nombre d'anneaux. Par contre, l'amplitude des oscillations correspond à un courant d'un ordre de grandeur supérieur aux prédictions. Ce désaccord entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux est encore sujet à discussion.

Il est logique de mesurer un anneau isolé pour éviter les effets du moyennage. En 1991, un groupe d'IBM Yorktown a mesuré l'aimantation d'un anneau d'or à l'aide d'un microSQUID DC monocouche [Chandrasekhar]. Pour augmenter le couplage entre l'échantillon et la bobine de pick-up, l'anneau d'or, d'un diamètre de  $2,4 \mu\text{m}$ , est directement déposé sur une paire de bobines de pick-up. Le dispositif est constitué de deux substrats élaborés par lithographie de faisceau électronique, l'un avec le SQUID et l'autre avec l'échantillon et les bobines de pick-up, dans la configuration d'un gradiomètre et du champ.

La réponse magnétique observée a montré une composante oscillante en fonction du champ magnétique appliqué, avec une période fondamentale en flux de  $h/e$  soit un quantum de flux  $\phi_0$ , en accord avec la théorie. Cependant, comme dans l'expérience antérieure, l'amplitude du signal mesuré est d'un ordre ou deux supérieure aux prédictions, prenant en compte l'effet du désordre.

Il faut remarquer que, dans le cas des métaux, le libre parcours moyen élastique est très petit. Donc, l'effet du désordre dans les métaux joue un rôle très important. Pour minimiser ce facteur et se rapprocher du cas idéal d'un anneau de faible désordre des modèles théoriques, il est intéressant d'augmenter le libre parcours moyen élastique. Une option est celle d'anneaux fabriqués sur des couches de gaz d'électrons bidimensionnels, qui ont des libres parcours moyens élastiques de plusieurs microns. D. Mailly, C. Chapelier et A. Benoit ont été les premiers à mesurer l'aimantation d'un anneau lithographié dans un système bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérojonction de GaAs-GaAlAs [Mailly]. Pour cela, ils ont développé une technique où l'anneau et le

microSQUID sont lithographiés sur le même substrat. Ils ont mesuré un signal périodique en fonction du champ magnétique appliqué avec une période fondamentale de  $h/e$  et une amplitude équivalant à un courant de 4 nA ( $\pm 2$  nA), dans la limite de sensibilité du système, en parfait accord avec les modèles théoriques. Néanmoins, bien que l'existence des courants permanents soit clairement établie, des mesures complémentaires sont nécessaires pour la compression des effets de désordre, de la géométrie et de la température sur les courants permanents. Cela rend impératif l'amélioration de la sensibilité et l'opération de cette technique de magnétométrie. C'est dans ce but que nous avons commencé notre travail, d'un côté en recherchant différentes méthodes pour optimiser le magnétomètre à microSQUID : oscillateurs de relaxation, SQUIDs shuntés, rétro-alimentation digitale, SQUIDHY, etc. ; d'un autre côté, en essayant d'obtenir le maximum d'informations possibles avec l'utilisation et les améliorations possibles du système implanté.

### 5.3 Pourquoi des MicroSQUIDs ?

La technique la plus sensible dont nous disposons pour des mesures d'aimantation d'échantillons de taille millimétrique à faible champ et basse température est de placer ces derniers dans une bobine de pick-up couplée à la bobine d'entrée (input coil) d'un SQUID DC. Cette configuration, appelée transformateur de flux, permet un gain de sensibilité proportionnel au rapport entre le nombre de spires de la bobine de pick-up et celui de la bobine d'entrée du SQUID. Pour des échantillons micro-métriques et plats à l'échelle mésoscopique, le facteur de remplissage ou la relation entre le volume de l'échantillon et le volume de la bobine de pick-up est très réduit. L'idéal est que la bobine de pick-up soit de même taille que l'échantillon. Les techniques de nanolithographie disponibles permettent de déposer sur l'échantillon un anneau métallique de même taille et d'aligner les différentes étapes de dessins les unes sur les autres avec une précision de 50 nm.

L'inductance  $L$  d'une boucle d'un micromètre de diamètre est de l'ordre du picoHenry. L'inductance d'entrée d'un SQUID standard est de l'ordre du microHenry. Dans le cas d'une connexion directe d'une boucle mésoscopique ( $L_1 = 1$  pH) à l'entrée du SQUID ( $L_2 = 1$   $\mu$ H), le défaut d'adaptation d'impédance réduit le signal d'un facteur  $L_1/L_2 = 10^{-6}$ .

Théoriquement, pour avoir un transfert d'énergie maximum entre l'échantillon et le SQUID, on pourrait coupler les impédances par un transformateur de flux. Le rapport des nombres de spires  $N$  serait donné par :

$$L_1/L_2 = (N_1/N_2)^2.$$

La fabrication d'un tel dispositif n'est pas possible avec les technologies disponibles.

Pour optimiser le couplage entre le SQUID et l'échantillon, le SQUID est conçu de même taille que l'anneau qui doit être mesuré, et déposé directement sur l'échantillon. Ce choix implique le développement d'une méthodologie et une électronique qui est toujours en voie d'amélioration. Cependant, ce processus de mesure permet déjà des applications multiples dans le domaine de la micromagnétométrie.

## 6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons certains concepts et contraintes de l'étude des systèmes mésoscopiques. Le travail présenté dans cette thèse a eu pour point de départ la continuité des études expérimentales sur les courants permanents. Cet effet, contraire à l'intuition et spécifique du régime mésoscopique, a été déjà observé. Des questions se posent sur le rôle du désordre, du nombre de canaux, la température, les interactions électron-électron, l'amplitude et le signe de ces courants.

L'observation d'un tel phénomène est un défi expérimental qui nous conduit au développement de la magnétométrie à microSQUID, l'automat-

tisation des expériences et l'application de techniques de cryogénie et traitement numérique de données. Ce travail nous donne une rare opportunité de présenter l'état de l'art de l'instrumentation sur ce sujet.



---

## Chapitre II : SQUID Hystérétique - SQUIDHY

---

*"Small is beautiful"*



Les "Superconducting Quantum Interference Devices" (SQUID) sont actuellement les dispositifs les plus sensibles pour mesurer des variations de flux magnétiques. Le courant critique de ces dispositifs est une fonction périodique du flux  $\Phi$  avec une période de  $\Phi_{0S} = h/2e$ . La diminution de la taille du SQUID augmente sa sensibilité en énergie. Si cela présente une difficulté pour le couplage avec les échantillons de grande taille, d'un autre côté, c'est un avantage pour le couplage avec des échantillons de petite taille.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le système de magnétométrie basée sur l'application de microSQUID DC Hystérétiques, que nous avons conçue et appelée SQUIDHY. Le système utilise comme détecteur de flux des microSQUIDs gravés par lithographie sur des monocouches d'aluminium ou niobium. Ces microSQUIDs sont fabriqués dans une seule opération de lithographie, car ils utilisent des jonctions à micropont. Leur facilité de fabrication et leur bon couplage avec de petits échantillons en font les sondes les plus adaptées pour les applications mésoscopiques. Cependant, leurs caractéristiques hystérétiques nous empêchent d'adopter les techniques standard de détection. Pour cette raison, nous avons développé l'électronique et adopté le processus de mesure décrit ci-dessous.

Nous discutons certains avantages et désavantages des solutions adoptées. Le microSQUID n'est pas en concurrence avec les systèmes commerciaux car sa petite taille rend difficile le couplage à des échantillons macroscopiques. L'idée centrale est que le détecteur peut être fait "sur mesure" pour les expériences et pour les échantillons à l'échelle mésoscopique.

Nous soulignons notre préoccupation de compatibilité et flexibilité dans la conception du projet. L'architecture du circuit de contrôle est basée sur un dispositif logique programmable (Programmable Logic Device - PLD) et permet des modifications et améliorations du système en fonction des besoins spécifiques de chaque expérience, par changement de la programmation et capacité du dispositif.

## 1. Superconducting Quantum Interference Device

A la base, un SQUID est un convertisseur de variation de flux magnétique en variation de courant critique d'une extrême sensibilité. Il consiste en une boucle supraconductrice interrompue en un ou deux endroits par des jonctions Josephson [Gallop]. Dans le premier cas, ces SQUIDs sont appelés SQUID RF, et dans le deuxième cas SQUID DC, en fonction du processus de détection de variation de flux. Les premiers ont été largement utilisés dans les premiers magnétomètres commerciaux, dû à des difficultés de fabrication des jonctions. Le SQUID RF avait l'avantage de n'avoir besoin que d'une seule jonction, mais son fonctionnement exigeait des circuits électroniques dans la gamme de radiofréquence (RF), source d'interférences et d'opérations plus compliquées.

Actuellement, le développement des techniques de fabrication permet de reproduire différents types de jonctions de haute qualité et reproductibles. Le SQUID DC ou "continu" a une structure appelée interféromètre à deux jonctions et peut être mesuré en courant continu.

Des microSQUID DC s'approchant des limites de résolution imposées par la mécanique quantique sont réalisés en laboratoire. La difficulté de les coupler à un signal extérieur conventionnel limite leur application. Nous soutenons que, pour des applications générales, cette difficulté de couplage en fait l'outil idéal pour les systèmes mésoscopiques, qui se caractérisent par leur petite taille, de faibles bruits et opération à basse température.

On peut envisager aussi des mesures de systèmes microscopiques, qui, en principe, présentent des résultats plus simples à interpréter que les ensembles macroscopiques. La principale difficulté de ces expériences est justement due à la petite taille des échantillons. Les niveaux de signaux sont très faibles et une difficulté additionnelle est le couplage entre l'échantillon et les détecteurs conventionnels. Par la suite, nous décrirons les principes de fonctionnement du SQUID DC et le fonctionnement d'un magnétomètre basé sur des SQUID DC hystérétiques monocouches.

## 1.1 Principe du SQUID DC

Le principe d'utilisation du SQUID DC est basé sur l'effet Josephson et la quantification du flux imposé par la mécanique quantique dans un circuit supraconducteur fermé.

Expérimentalement, l'effet Josephson se caractérise par un courant critique  $I_{jc}$  au-dessous duquel une barrière de potentiel, ou jonction, est supraconductrice. Dans le supraconducteur, les électrons s'apparient en paires de Cooper et le circuit présente une résistance électrique nulle. Pour une valeur de courant supérieure à celle du courant critique, la jonction transite par un état de tension non nul.

Josephson a décrit le passage, par effet tunnel, d'un courant de paires d'électrons au travers d'une mince barrière isolante qui sépare les deux supraconducteurs, par la formule :

$$I_j = I_{jc} \sin(\theta),$$

où  $\theta = (\phi_1 - \phi_2)$  est la différence de phase des fonctions d'onde qui représente les paires d'électrons dans le supraconducteur, des deux côtés de la barrière.

L'application d'une différence de potentiel continue  $V_0$  aux bornes de cette barrière, appelée jonction Josephson, provoque une oscillation du courant la traversant à la fréquence de  $2eV_0/h$  (484 MHz/ $\mu$ V).

La variation de la phase  $\Delta\phi$  de la fonction d'onde autour d'un circuit supraconducteur fermé est égale à un nombre  $n$  entier de  $2\pi$  (fonction d'onde stationnaire) :

$$\Delta\phi = \int \left( \frac{\vec{p}}{\hbar} \right) \cdot \vec{d\ell} = 2\pi n,$$

où  $\vec{p}$  est la quantité de mouvement d'une paire d'électrons et  $\vec{d\ell}$  un élément du contour. L'action du champ magnétique sur ces paires d'électrons s'exprime par le vecteur potentiel  $\vec{A}$ . La quantité de mouvement d'une paire d'électrons devient :

$$\vec{p} = 2m \vec{v}_s + 2e \vec{A} ,$$

où  $2m$ ,  $2e$  et  $\vec{v}_s$  sont respectivement la masse, la charge et la vitesse de paire d'électrons. La densité de courant supraconducteur est :

$$\vec{J}_s = -2e \rho \vec{v}_s .$$

$\rho$  est la densité de paire d'électrons et  $\Delta\varphi$  devient :

$$\Delta\varphi = \frac{-m}{\hbar e \rho} \int \vec{J}_s \vec{d\ell} + \frac{2e}{\hbar} \int \vec{A} \vec{d\ell} = 2\pi n .$$

Dans un supraconducteur massif, on peut choisir un parcours tel que la densité de courant soit nulle. D'après le théorème de Stokes

$$\oint \vec{A} \vec{d\ell} = \phi .$$

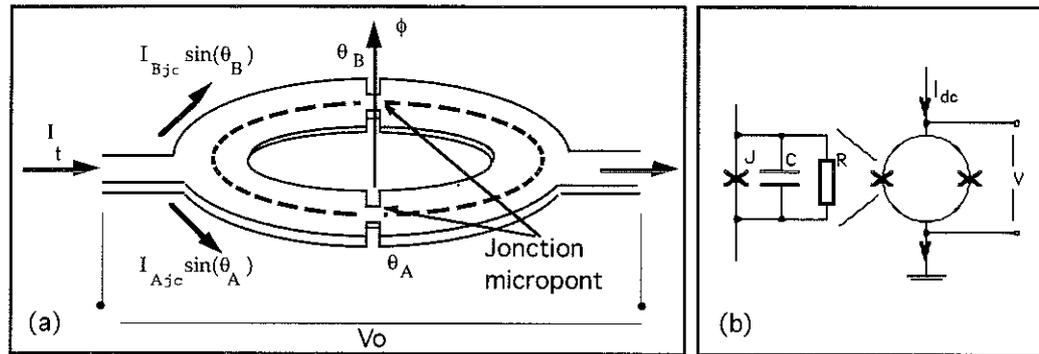
Finalement, la circulation de la phase  $\Delta\varphi$  devient :  $\Delta\varphi = 2\pi n \phi / \phi_{s0}$  ,

où  $\phi$  est le flux pénétrant dans la boucle, exprimé en fonction du quantum de flux dans le supraconducteur  $\phi_{s0}$  :

$$\phi_{s0} = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} .$$

Dans un circuit supraconducteur interrompu par deux jonctions Josephson, le raisonnement est identique. La différence de phase  $\theta = (\varphi_1 - \varphi_2)$  de deux jonctions A et B devient :

$$\theta_A + \theta_B = 2\pi\phi / \phi_{s0} .$$



**Figure II.1.** a) Schéma représentant un microSQUID continu avec les deux jonctions à micropont ou jonction Dayen ; b) Diagramme d'un SQUID DC et détail du modèle d'une jonction réelle.

Par le théorème de Kirchhoff et par l'expression qui relie le courant dans la jonction à la différence de phase, le courant total  $I_t$  traversant le SQUID, en supposant les deux jonctions identiques et en négligeant l'inductance du SQUID, on obtient :

$$I_t = I_{jc} \sin(\theta_A) + I_{jc} \sin(\theta_B).$$

En introduisant un paramètre  $\delta$  qui dépend des différences de phase, le courant  $I_t$  devient :

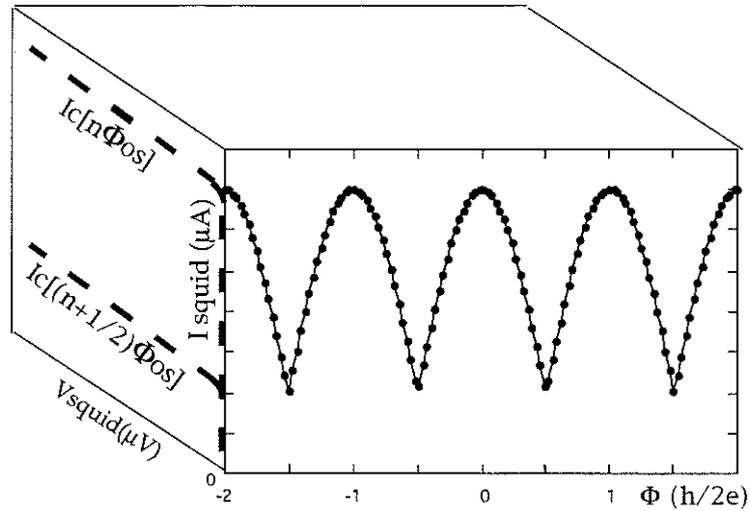
$$I_t = 2I_{jc} \cos(\delta) \cos(2\pi\phi/\phi_{SO}).$$

L'expression du courant critique maximum  $I_c$  qui peut traverser le SQUID sans le faire transiter est donnée par :

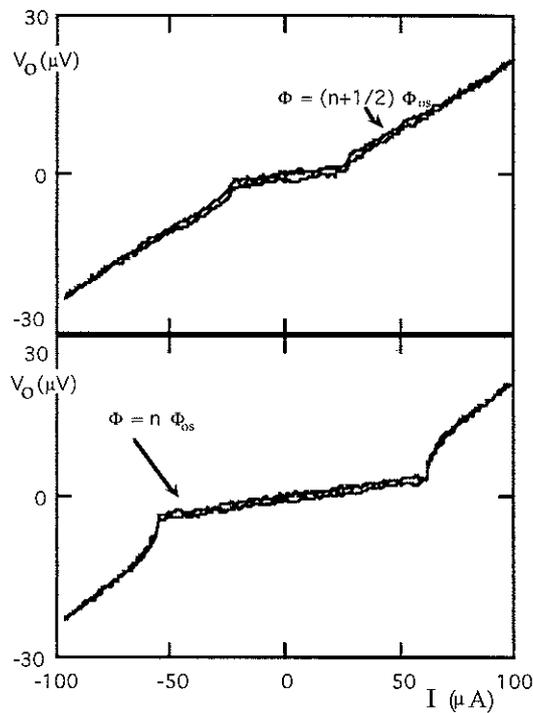
$$I_c = 2I_{jc} |\cos(\pi\phi/\phi_{SO})|.$$

Pour conclure, un SQUID DC présente un courant critique périodique en fonction du flux magnétique appliqué, avec une période de  $h/2e$ . La mesure de ce courant critique nous permet de connaître le flux traversant l'anneau avec une résolution bien supérieure à cette période de  $h/2e$ . Un modèle plus sophistiqué doit considérer les effets capacitifs et résistifs

d'une jonction réelle et l'inductance de l'anneau, mais ne changera pas trop l'idée de fonctionnement.



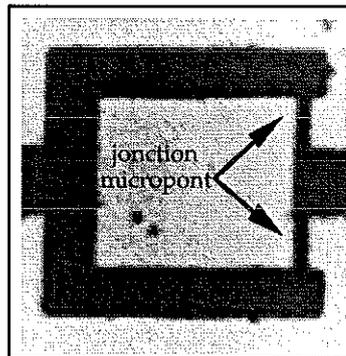
**Figure II.2.** Le courant critique d'un SQUID DC est périodique en flux avec une période de  $h/2e$  ( $\Phi_{s0} = 2 \cdot 10^{-15}$  Wb), et sa mesure permet de connaître avec une haute sensibilité la variation de flux  $\Phi$  traversant l'anneau.



**Figure II.3.** Mesure de la caractéristique  $I \times V$  d'un SQUID DC non hystérétique pour deux valeurs du flux appliqué  $\Phi = n\Phi_{0s}$  et  $(n+1/2)\Phi_{0s}$ .

## 1.2 Jonction à micropont

Plusieurs auteurs ont montré qu'il suffisait d'un affaiblissement local de la supraconductivité pour créer une jonction Josephson. Nous avons utilisé une jonction appelée micropont ou pont de Dayen. Cette jonction consiste en un rétrécissement, micropont, d'une couche supraconductrice. Ce type de jonction présente le grand avantage de pouvoir être fabriqué dans une monocouche supraconductrice d'aluminium ou de niobium par une seule opération de lithographie. Pour obtenir l'effet Josephson, il faut que les dimensions du micropont soient plus petites que la longueur de cohérence d'une paire de Cooper dans le matériau utilisé.

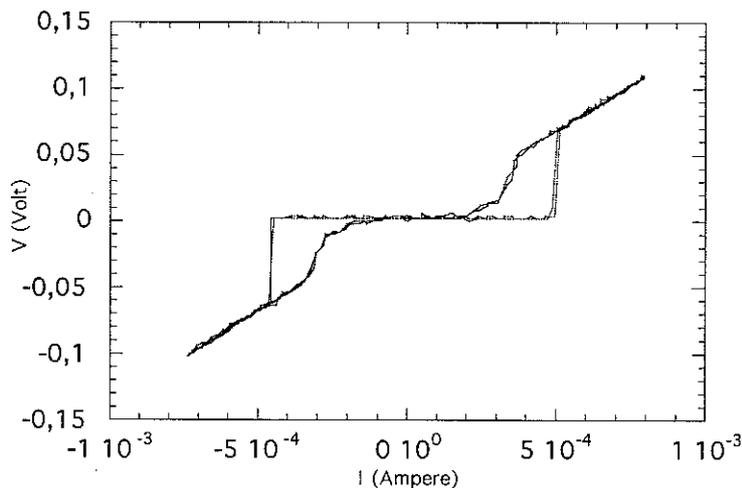


**Figure II.4.** MicroSQUID carré avec les deux jonctions à micropont.

Actuellement, les techniques de nanolithographie permettent la fabrication de motifs identiques de l'ordre de 20 nm. Cependant, les dispositifs à micropont ont un grave inconvénient lié à leur petite taille. Leur courbe caractéristique de tension par courant présente un hystérésis dû à un effet d'avalanche thermique au moment de la transition.

### 1.3 Hystérésis

Les microSQUIDs présentent une particularité par rapport aux SQUIDs DC standard. La transition de l'état supraconducteur à l'état non supraconducteur est accompagnée d'un réchauffement dans la jonction. Dans ce cas, tout le SQUID devient non supraconducteur et se maintient dans ce même état lorsqu'on revient à un courant inférieur au courant critique. Il faut attendre la dissipation de la chaleur pour retourner à l'état supraconducteur. Ce phénomène d'hystérésis ne permet pas l'utilisation de la détection standard comme la polarisation en courant continu (DC). Cette hystérésis n'est pas de même nature que l'hystérésis due à des effets capacitifs et inductifs présents dans les SQUIDs standard.



**Figure II.5.** Caractéristique  $I \times V$  d'un SQUID DC hystérétique.

Une approche pour éliminer l'hystérésis due à cet effet thermique est la déposition d'une couche métallique, un shunt en or par exemple, de façon à évacuer la chaleur provoquée dans le micropont. Cette procédure présente des difficultés techniques et implique de plus une opération de lithographie. Pour garder la simplicité de la fabrication du dispositif, nous utilisons un processus de mesure et une électronique spécifiquement développée pour l'opération avec des SQUIDs hystérétiques.

## 1.4 Méthode de mesure

Pour mesurer le courant critique, une rampe de courant est injectée dans le SQUID et un comparateur de tension détecte la transition du SQUID et effectue une remise à zéro RAZ de la rampe de courant. La transition du SQUID est le moment où une tension non nulle apparaît aux bornes du SQUID. Le temps mesuré entre le début de la rampe et la transition est proportionnel au courant critique, donc au flux magnétique. Après le refroidissement du microSQUID, le cycle de mesure peut être réinitialisé.

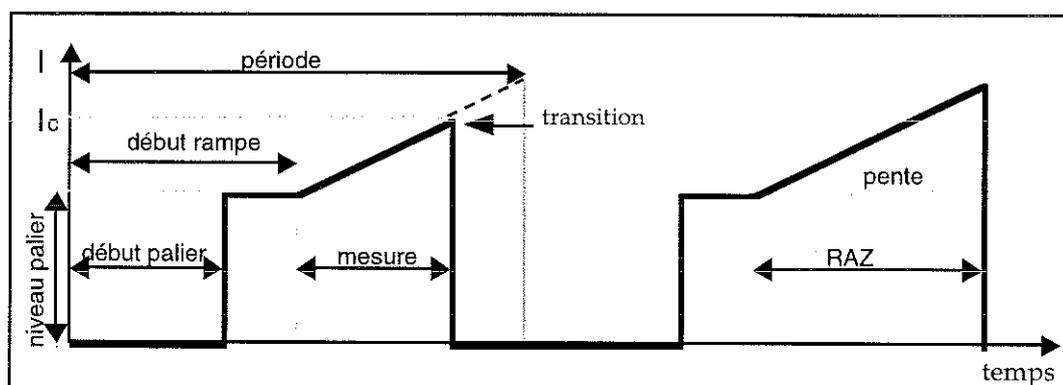


Figure II.6. Diagramme du cycle de mesure du SQUIDHY.

La figure II.6 représente les variations de courant envoyées par le circuit de détection au SQUID en fonction du temps. Pour gagner du temps, la rampe ne commence pas à zéro, mais à un niveau de palier déjà plus proche du courant critique à mesurer. Ce palier a une durée suffisante pour la stabilisation de l'électronique. On envoie ensuite une rampe linéaire jusqu'à atteindre le point de transition du SQUID, égal au courant critique  $I_c$ . A ce point, la tension sur le SQUID passe rapidement de zéro à une valeur finie.

Pour une pente de la rampe de courant constante, la mesure du courant critique est équivalente à la mesure du temps entre le début de la rampe et la transition du SQUID. Le courant critique est indiqué par un signal de STOP, qui arrête le compteur de 20 bits enregistrant le temps de mesure.

Le courant est alors très rapidement porté à zéro, ce qui permet de minimiser la dissipation de chaleur dans le SQUID et de démarrer une nouvelle mesure. On appelle *cycle de mesure* le cycle compris entre deux mesures. Dans le cas où le circuit de détection n'aurait pas détecté une transition après un certain temps, un signal de *remise à zéro* **RAZ** est envoyé par l'interface de contrôle. Ce temps est déterminé par la *largeur de période* programmée.

## 2. Magnétomètre à microSQUID HYstérétique

Le système de mesure SQUIDHY est un système destiné à fournir et convertir les signaux nécessaires pour la mesure des SQUID DC hystérétiques. Le système est constitué de trois blocs qui contiennent toutes les ressources nécessaires pour faire l'interface entre des SQUID DC hystérétiques et un micro-ordinateur. Le premier bloc, appelé *Circuit de Détection*, consiste en une boîte avec le circuit de conditionnement et détection du signal analogique qui provient du SQUID. Le bloc suivant, appelé *Interface de Contrôle*, permet de contrôler et convertir ce signal en une information numérique. Le troisième bloc, appelé *Carte de Communication*, permet de communiquer ces signaux à l'ordinateur.

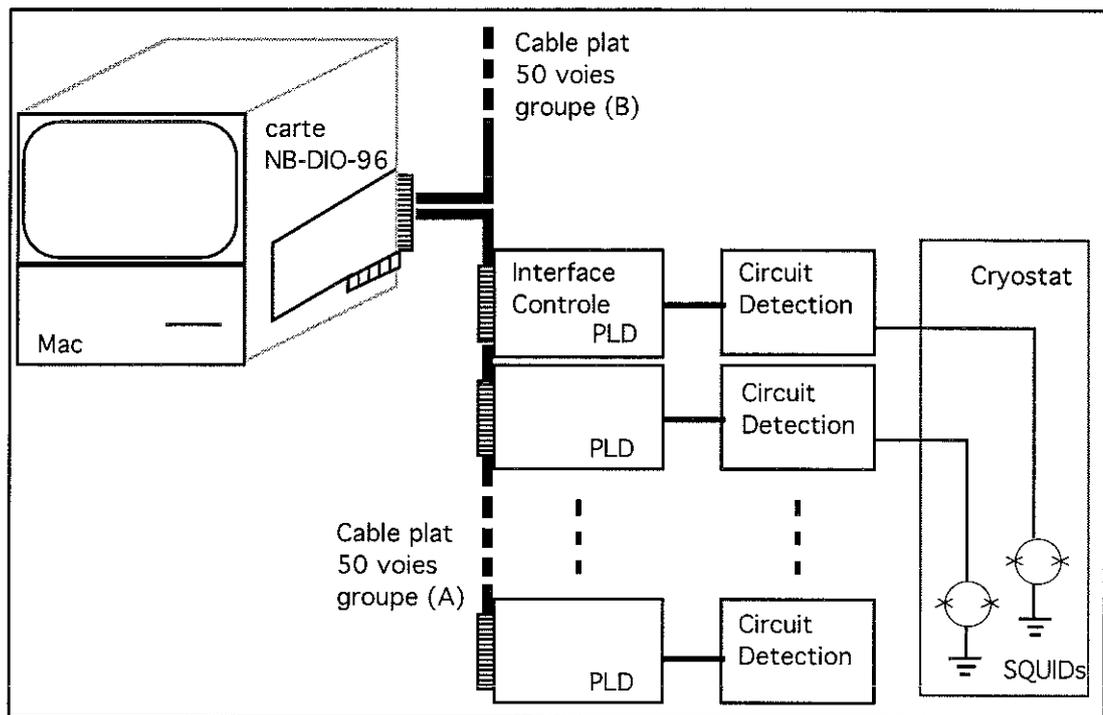


Figure II.7 Diagramme de blocs du système de magnétométrie du SQUIDHY.

## 2.1 Circuit de détection

Le circuit de détection contient toute l'électronique nécessaire pour la polarisation d'un SQUID DC hystérétique. Il contient un amplificateur de bas bruit, le circuit de détection et le générateur de rampe de courant. Le niveau de seuil, palier et la pente de la rampe sont programmés par des convertisseurs analogiques numériques (Analog to Digital Converter - ADC). Le circuit de l'électronique digitale est isolé par des optocoupleurs des circuits analogiques d'amplification et de détection du signal.



contrôlent le gain de l'amplificateur du signal d'entrée et aussi la remise à zéro (RAZ) par l'interface de contrôle, dans le cas où le circuit n'a pas détecté de transition du SQUID.

## 2.2 Interface de contrôle

Le circuit de la boîte de contrôle est basé sur un PLD (Programmable Logic Device) modèle EPF8452LC84. Certaines options ont été limitées par la capacité du dispositif disponible, de 330 macrocellules. Des modifications et des améliorations sont possibles avec le changement du dispositif et de sa programmation, sans avoir besoin de changements au niveau du "hardware". Chaque boîte a une adresse sélectionnée par un commutateur (switch) et l'accès est fait par plusieurs registres de lecture et d'écriture.

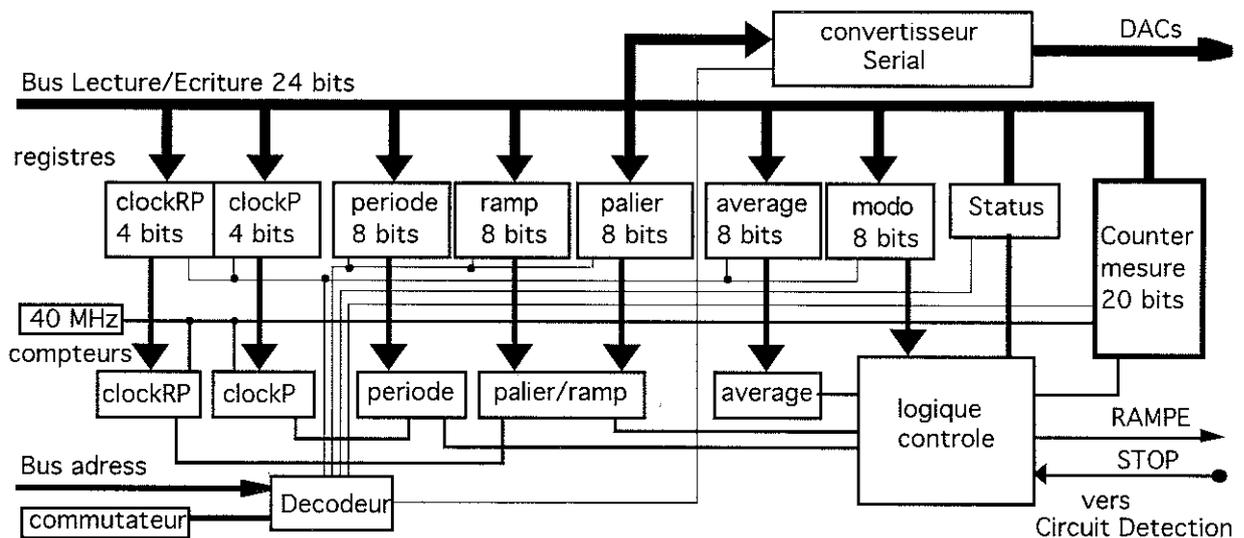


Figure II.9. Schéma du bloc de circuit de contrôle de mesure.

Le bloc de contrôle est connecté à la carte de communication NB-DIO-96 via un câble plat de 50 voies, dans une configuration connue sous le nom de "Daisy chain", où plusieurs connecteurs sont pressés sur le même câble, en parallèle, sans interrompre le circuit. L'opération de lecture et d'écriture des commandes se fait par registres. Chaque module de contrôle connecté au bus a une adresse, de 1 à 15, déterminée par un commutateur. Les fonctions et tailles de chaque registre sont données par la liste qui suit. Avant chaque opération de lecture et d'écriture, l'adresse choisie est envoyée. L'adresse 00H permet de faire une écriture générale dans toutes les interfaces connectées au bus. La description des registres de lecture et écriture de l'interface de contrôle et les différents modes de programmation sont décrits dans l'Annexe A.

### 2.3 Carte de communication

Pour communiquer avec l'ordinateur, une carte standard National Instruments modèle NB-DIO-96 (96-bit Parallel Digital I/O interface for Macintosh NuBus Computers) est utilisée. Le choix de cette carte comme interface de communication est dû à l'existence des équivalents compatibles pour différents standards de bus (IBM-PC compatible, NuBus, etc.). Cette compatibilité permet une certaine indépendance par rapport au micro-ordinateur de contrôle. Dans ce manuscrit, on fait référence à la carte pour le NuBus, mais le software et l'opération sont équivalents aux autres cartes de la série DIO-96. Les signaux de la carte sont envoyés par un connecteur de 100 pins. Deux câbles plats de 50 voies (groupes A et B) sont connectés à ce connecteur. Une seule carte est suffisante pour connecter en principe 15 SQUID par câble. Cependant, chaque SQUID a besoin d'une boîte de contrôle et d'un circuit de détection.

La carte pour la communication entre le bloc de contrôle et le micro-ordinateur est une interface digitale parallèle de 96 bits (Digital sur le circuit intégré 82C55A (Programmable Peripheral Interface - PPI). La série DIO-96 présente des cartes d'extension équivalant au niveau de software et hardware, compatibles avec les bus plus populaires. On décrit

un exemple d'application pour le Macintosh NuBus. Une description détaillée se trouve dans le "NB-DIO-96 user manual".

Chaque slot du Macintosh est associé à un bloc d'adresses mémoires ("slot address space"). Toutes les cartes connectées sont par conséquent associées aux adresses définies pour le slot. Cette adresse dépend du modèle du Macintosh. Il est donc nécessaire de consulter le manuel du Macintosh pour déterminer le numéro du slot afin de définir les adresses utilisées. La NB-DIO-96 est fabriquée de façon à ce que tous les registres utilisent l'adresse  $Fss0\ 0000$  (hexadécimal) où  $ss$  est le numéro du slot.

La vitesse de transfert moyenne maximum dans les spécifications techniques de la carte données par National Instruments est de 909,1 kbytes/sec en code machine pour le Macintosh IIfx et 476,2 kbytes/sec en THINK C.

### 3. Opération

La figure II.10 représente le chronogramme des signaux logiques les plus importants pour un cycle de mesure. Le *temps mort*  $t_m$  entre le début du cycle et le début du palier est déterminé par le temps nécessaire pour le refroidissement des jonctions après la transition, et par conséquent l'avalanche thermique. La *largeur de palier*  $t_w$  est fonction du temps nécessaire pour la stabilisation de l'électronique et éviter des surtensions susceptibles d'être détectées par le circuit détecteur de transitions. Le circuit de détection et le déclenchement de la rampe sont validés au bord de la descente du signal logique appelé **RAMPE**.

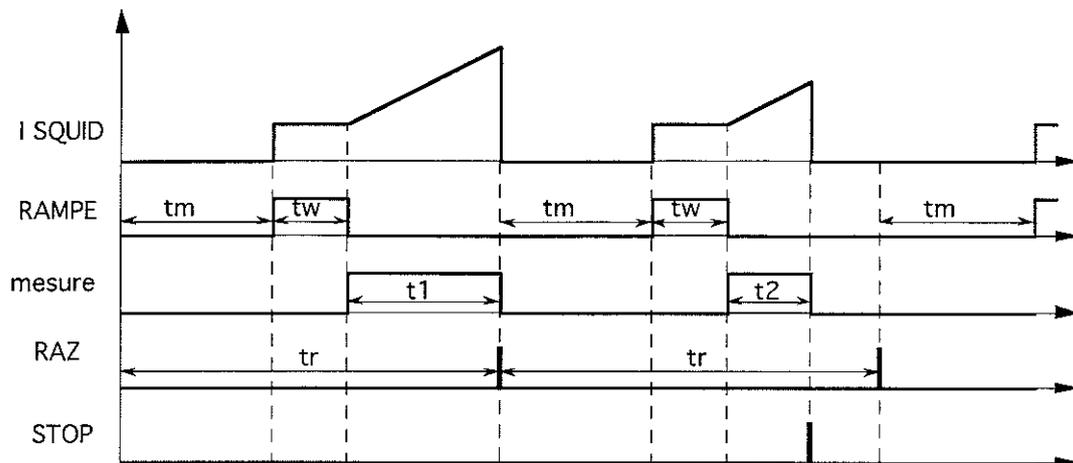


Figure II.10. Chronogramme des signaux logiques de contrôle.

Le *temps de mesure* indiqué par  $t_1$  ou  $t_2$  est équivalent au temps que le compteur de mesure, de 20 bits, est capable de compter. L'horloge de mesure, ou **clock**, est générée par un cristal de quartz de 40 MHz. Par exemple, le temps  $t_2$  représente une valeur proportionnelle au courant critique mesuré. Le temps  $t_1$ , par contre, représente le temps au bout duquel le circuit a déclenché une remise à zéro automatique sans avoir détecté de transition. Dans le mode Périodique  $t_p$ , le temps de remise à zéro est égal à la période programmée et à l'inverse de la fréquence d'échantillonnage. Dans le mode Rapide  $t_r$ , il est égal à  $t_m + t_w$  + le temps de mesure.

Un circuit comparateur génère un signal de **STOP**. Le signal de STOP est déclenché à partir de la tension de seuil. Le niveau de tension de **seuil** et de **palier**, et aussi la **pente** de la rampe de courant, sont déterminés par des convertisseurs numériques analogiques à l'intérieur du bloc qui contient le circuit de détection. Ces convertisseurs sont programmés via l'interface de contrôle. L'interface permet deux modes d'opération :

### Mode Rapide :

Dans ce mode d'acquisition, le signal de remise à zéro est envoyé juste après la transition. Le taux de mesure est le plus rapide, mais la fréquence d'échantillonnage dépend de la valeur de la mesure. Pour les

courants critiques plus hauts, le cycle est plus lent que pour les mesures de courants plus petits.

### Mode Périodique :

Dans ce mode d'acquisition, le cycle a un temps fixe, égal à la largeur de période programmée. Après la transition, l'interface de contrôle attend jusqu'à la fin de la période pour initialiser un nouveau cycle. Par conséquent, on peut faire référence à une *fréquence d'échantillonnage* fixe.

## 3.1 Bibliothèque de contrôle

Nous avons écrit un logiciel en langage C pour l'opération et test du système, compatible avec la bibliothèque de contrôle de la carte de communication (NB-DIO96) de National Instruments et la bibliothèque Manip, développé au CRTBT par L. Puech et A. Benoit. La figure II.11 montre un exemple de fenêtre de contrôle. Cependant, nous croyons que pour obtenir un fonctionnement plus efficace du système, il suffit à l'opérateur d'utiliser la bibliothèque de routines de contrôle de l'interface et de les programmer en fonction de ses propres besoins et goûts.

SQUIDH	
Période :	<input type="text" value="0100"/> $\mu$ s Palier : <input type="text" value="0001"/> mV <input type="radio"/> Rapide <input type="radio"/> Z <input checked="" type="radio"/> Init
Durée palier :	<input type="text" value="0025"/> $\mu$ s Pente : <input type="text" value="0001"/> V/s <input type="radio"/> Périodique <input type="radio"/> Maître
Temps mort :	<input type="text" value="0010"/> $\mu$ s Seuil : <input type="text" value="0001"/> mV <input type="radio"/> ajuste <input type="radio"/> Esclave
Moyenner :	<input type="text" value="0001"/> <input type="checkbox"/> Mesure: <input type="text" value="0"/> gain : <input type="radio"/> x10 <input type="radio"/> x100

**Figure II.11.** Exemple d'une fenêtre d'opération du magnétomètre SQUIDHY.

La bibliothèque de contrôle a été conçue pour permettre à l'opérateur d'utiliser le système sans avoir besoin de connaître les détails techniques de synchronisme et la programmation spécifique de hardware développée.

Des routines qui permettent la programmation de paramètres directement en unités de temps pour le cycle de mesures et de tensions pour les convertisseurs numériques analogiques (DAC) sont disponibles. Néanmoins, nous décrirons les routines de base essentielles pour l'implantation d'un système de mesure:

**void initialization\_DIO96(void)**

Cette routine programme les différents modes d'opération de la carte de communication (NB-DIO96) de National Instruments, dans les configurations nécessaires pour le fonctionnement du système. Plusieurs modes et configurations sont décrits dans le mode d'emploi de la carte. Le changement de ces configurations n'est pas conseillé pour des programmeurs n'ayant pas l'habitude des protocoles de communication.

**void set\_PRP(int adresse, int période, int rampe, int palier)**

Cette routine écrit la valeur permettant de programmer les compteurs qui déterminent les temps du cycle de mesure dans le registre de *Période*, de début de *rampe* et de début de *palier* .

**void set\_CAR(int adresse, int clocks, int moyenne, int mode)**

Cette routine écrit dans le registre de *clock* un facteur de division pour l'horloge des compteurs de cycle. Le paramètre écrit dans le registre de *moyenne* détermine les nombres d'accumulation par le compteur de mesure et le paramètre donné dans le registre de *mode* détermine la configuration de mesure.

**void set\_rampe\_DAC(int adresse, int dac)**

**void set\_palier\_DAC(int adresse, unsigned int dac)**

**void set\_seuil\_DAC(int adresse, int dac)**

Ces routines déterminent les valeurs de tension pour les convertisseurs numériques analogiques qui fournissent la polarisation de la pente de la rampe de courant et le niveau de palier ainsi que le niveau de seuil pour le comparateur de transition.

**void set\_gain\_detection(int adresse, int gain)**

Cette routine programme le paramètre de gain. Ce paramètre contrôle les relais qui sélectionnent le gain (x 1, x 10, x 100) de l'amplificateur placé entre le circuit de détection.

**int lit\_etat(int adresse)**

**double lit\_mesure\_SQUIDY(int adresse);**

Ces routines retournent les valeurs du registre de *Status*, qui indique la fin de la mesure, et la valeur enregistrée dans le compteur de *mesure* de l'interface de contrôle, qui est proportionnelle au temps de la rampe de courant et donc proportionnelle à la valeur du courant critique du SQUID.

Le paramètre d'*adresse*, si nécessaire, permet de sélectionner une parmi les quinze interfaces possibles. L'adresse de chaque interface est fixée par un commutateur présent à chaque interface. La valeur d'adresse 00 permet d'écrire le même paramètre dans toutes les interfaces de contrôle simultanément.

### 3.2 Programmation de PLD

La connaissance des détails techniques du système électronique développé n'est pas obligatoire pour faire fonctionner le système SQUIDHY. Cependant, une certaine connaissance de la logique digitale est fondamentale pour profiter de toutes les options que le système offre. Un des grands avantages du système est la possibilité d'améliorer continûment, sans avoir besoin de refaire tous les circuits électroniques. Un important avantage de l'architecture choisie est sa flexibilité permettant de réaliser des améliorations et d'adapter le système à des applications et mesures spécifiques. Certains dispositifs électroniques, dessinés et simulés à l'aide de logiciels de conception et de programmation sophistiqués, sont disponibles au laboratoire. Ces dispositifs, appelés dispositifs logiques programmables PLD (Programmable Logic Device), exécutent les tâches antérieurement exécutées par plusieurs circuits électroniques digitaux discrets et des



```

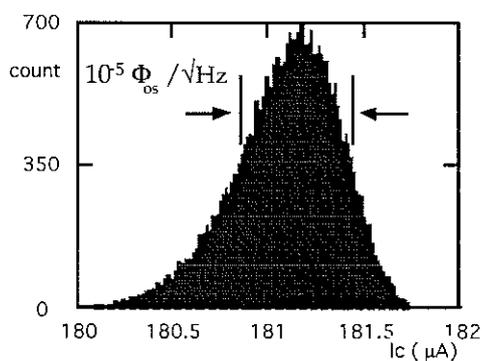
TITLE " Squid hysteretic ";
SUBDESIGN mesure
(
    clk_mes,enable_mes,clr_mes    : INPUT;
    mA[7..0],mB[7..0],mC[3..0]   : OUTPUT;
)
VARIABLE
    mes[19..0]                    : DFF;
BEGIN
mes[0].clk=clk_mes;
IF (clr_mes) THEN mes[0]=0;
ELSE
    IF (enable_mes) THEN mes[0]=mes[0]+1;
    ELSE
        mes[0]=mes[0];
    END IF;
END IF;
mA[7..0]=mes[7..0];
mB[7..0]=mes[15..8];
mC[3..0]=mes[19..16];
END;

```

**Figure II.13.** Exemple de programmation d'un module de la PLD de contrôle

L'application des deux types de syntaxe permet de concilier élégance et clarté de la programmation. La démonstration de ces arguments est que plusieurs groupes ont commencé à opérer et modifier la première version du système.

### 3.3 Considérations sur le bruit



**Figure II.14.** Histogramme typique de la mesure du courant critique en champ constant d'un microSQUID hystérétique à micropont.

En plus des avantages dus au couplage avec des systèmes mésoscopiques, le microSQUID présente une résolution en flux intrinsèquement supérieure à celle du SQUID standard. Dans des conditions de laboratoire, des exemples de microSQUIDs ayant une résolution en énergie limitée par le principe d'incertitude ont déjà été rapportés dans la littérature [Clarke]. Si l'on exprime cette limite de résolution en flux, on obtient :

$$dE = L(dI)^2 = d\Phi^2/L = \hbar t$$

et 
$$d\Phi = \sqrt{\hbar L} .$$

La résolution en fonction du rayon  $R$  du SQUID est exprimée par :

$$\Delta\Phi \approx \sqrt{R} \Phi_{0S} 10^{-5}$$

Pour un SQUID de 1 mm de diamètre, nous obtenons une résolution en flux de l'ordre de  $\Delta\Phi \approx 3 \cdot 10^{-7} \Phi_{0S}$ , et pour un microSQUID de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre une résolution de l'ordre de  $\Delta\Phi \approx 1 \cdot 10^{-8} \Phi_{0S}$ . En fait, nous sommes de deux ou trois ordres de grandeurs éloignés de cette limite ultime de résolution. Comme nous l'avons mentionné auparavant, le microSQUID à micropont présente une hystérésis due au réchauffement du dispositif au moment de la transition du courant critique. Le temps nécessaire au refroidissement du dispositif et à la réinitialisation du cycle de mesures par l'électronique de détection et de contrôle abaisse la fréquence effective de mesure à un taux de 1000 mesures par seconde. L'ordre de grandeur de la perte en résolution due à la fréquence du cycle de mesure  $f_{\text{cycle}}$  et à la fréquence Josephson  $f_{\text{Josephson}}$  intrinsèque au SQUID est donné par le rapport :

$$\sqrt{\frac{f_{\text{Josephson}}}{f_{\text{cycle}}}} = \sqrt{10 \text{ GHz} / 10 \text{ kHz}} = \sqrt{10^6} .$$

Ce facteur ramène la résolution intrinsèque de ce processus de mesure à :

$$\Delta\Phi \approx 10^{-8} \Phi_{0S} \sqrt{10^6} = 10^{-5} \Phi_{0S} / \sqrt{\text{Hz}} .$$

Ce résultat est très proche des valeurs de résolution obtenues expérimentalement avec le système de mesure SQUIDHY et le système de mesure précédent. La principale conclusion est que le système de mesure est

plutôt limité par la fréquence de mesure que par l'électronique et les interférences externes.

## 4. Conclusion

Nous avons développé un nouveau système de mesure de microSQUID hystérétiques. Le système présente des améliorations par rapport aux systèmes précédents au niveau du fonctionnement, de la modularité, de la capacité de contrôle et de la flexibilité qui justifient largement son implantation. Cependant, le système n'a pas montré un gain significatif de la sensibilité de mesure. Des applications, des mesures et des améliorations sont en cours de réalisation par plusieurs groupes. La conception du projet permet des améliorations et adaptations constantes. Certaines options qu'il n'avait pas été possible d'implanter sont maintenant accessibles grâce à des PLD plus performants. Le choix de la carte de communication offre une certaine indépendance par rapport aux microordinateurs de contrôle, en continu processus d'obsolescence. A notre avis, ce genre de considérations est fondamental dans le domaine de l'instrumentation scientifique.

De façon parallèle, nous avons élaboré et testé d'autres systèmes par la mesure de SQUID hystérétiques, des circuits qui utilisent les micro-SQUIDs comme oscillateurs de relaxation. Nous avons porté nos efforts sur le développement de microSQUIDs shuntés non hystérétiques, et réalisé ainsi que testé des circuits résonants supraconducteurs. Nous avons achevé la construction d'un magnétomètre de rétro-alimentation digital et des circuits pour simuler des SQUIDs et tester les systèmes de mesure. Ces efforts, qui ne sont pas présentés dans ce manuscrit, nous ont renforcé dans la conviction que le système SQUIDHY et les micro-SQUID hystérétiques présentent certains avantages qui le rendent imbattable dans les mesures de systèmes de très petite taille. La simplicité de fabrication, le couplage avec les micro-échantillons et la haute sensibilité en énergie allient la souplesse de fonctionnement et la possibilité de moyenner ou non la mesure du courant critique.



---

## Chapitre III : Courants Permanents

---

*" Que não seja imortal, posto que é chama,  
mas que seja infinito enquanto dure "*

Vinicius de Moraes



L'existence d'un courant circulant sans dissipation dans un anneau résistif est un effet contraire à l'intuition. Cet effet prévu par les théoriciens a été récemment observé par différents groupes dans des matériaux et avec des techniques très différentes [Levy, Chandrasekhar, Mailly, Reulet]. Ces expériences, comme nous l'avons indiqué dans le premier chapitre, sont toutes trois différentes et n'ont jamais été reproduites. Les résultats obtenus ont soulevés beaucoup de questions. Pourquoi, dans les métaux, l'amplitude des courants est-elle supérieure aux prédictions ? Quelle est la contribution des différents canaux et l'effet du désordre, les interactions électron-électron, le signe des oscillations, la dépendance avec la température et la géométrie? Pour n'en citer que quelques-unes.

Ce chapitre est basé sur la ligne de travail ouverte par Mailly, Chapelier et Benoit [Mailly], qui ont mesuré pour la première fois les courants permanents dans des anneaux lithographiés dans une hétérostructure de GaAs-GaAlAs. Ils ont développé une instrumentation et une nouvelle technique de mesure dédiée à cette étude. L'originalité de cette approche est fondée sur la combinaison de deux innovations techniques :

a) Pour optimiser le couplage entre l'échantillon et la sonde de mesure, des microSQUIDS, dont la taille est comparable à celle de l'échantillon, sont déposés directement sur l'échantillon.

b) L'échantillon est un anneau lithographié dans une couche de gaz bidimensionnel d'électrons libres formée à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs. Des grilles de contrôle permettent de changer la géométrie de l'échantillon durant l'expérience. Les grilles placées dans une branche de l'anneau permettent l'ouverture et la fermeture du circuit de l'anneau. Les grilles déposées sur les contacts nécessaires à la mesure de conductance permettent de l'isoler du reste du circuit.

Nous soulignons l'importance de la mesure d'un anneau unique par rapport à une mesure sur un ensemble d'anneaux pour éviter l'effet de moyennage. Dans cette approche, la mesure de la magnétoconductance de l'anneau permet de vérifier la stabilité de la réalisation microscopique du désordre de l'échantillon.

La mesure de l'anneau ouvert et fermé permet de faire la soustraction des signaux parasites. Cette expérience a donné un courant de  $4 \pm 2$  nA avec une périodicité en flux magnétique correspondant à  $h/e$ , dans la limite de sensibilité de la technique de mesure. Pour extraire le signal du bruit, il est nécessaire de moyennner sur un grand nombre de mesures. Cependant, dans leurs échantillons, l'observation de la variation de l'effet Aharonov-Bohm a montré que l'anneau n'était pas complètement stable au cours du temps. Des modifications de la phase et/ou de l'amplitude des oscillations de magnétoconductance indiquent une instabilité microscopique de l'échantillon. Ces perturbations pourraient être expliquées par la relaxation de défauts dans l'anneau. Cependant, cela leur a permis d'utiliser un critère bien défini pour ne moyennner le signal que pendant le temps où l'anneau semblait stable.

Une grande partie de mon travail a été de poursuivre dans cette ligne de recherche et de reproduire et améliorer les résultats expérimentaux précédents. Nous avons essayé des anneaux de différentes dimensions et nous avons travaillé à l'amélioration du blindage et des conditions de mesures. Le plus étonnant de nos résultats est que, malgré l'obtention d'échantillons présentant une grande stabilité, nos mesures d'aimantation, donc de courant permanent, semblent indiquer des variations d'amplitude et de signe dans le temps. Simultanément, les mesures de l'oscillation Aharonov-Bohm de la magnétoconductance présentent une grande stabilité et reproductibilité.

Les oscillations Aharonov-Bohm de magnétoconductance ont une origine physique différente de celle des courants permanents. En effet, ces oscillations sont un phénomène de transport, tandis que les courants permanents reflètent les propriétés à l'équilibre thermodynamique. Cependant, l'idée générale est que les deux effets sont également sensibles aux modifications microscopiques de l'échantillon. C'est dans le but d'identifier une source de possibles perturbations, que l'on pourrait corrélérer avec la variation de courants permanents, que l'on a procédé aux expériences de conductance dont les résultats sont décrits dans le chapitre suivant.

En plus du grand intérêt lié à l'étude des courants permanents, l'amélioration de la sensibilité et l'utilisation de cette nouvelle technique de mesure ouvre des possibilités nouvelles. Des applications dans d'autres domaines de recherche ont déjà été réalisées, comme par exemple, la mesure de micro particules magnétiques [Wernsdorfer]. Après avoir introduit la problématique liée à l'étude du système et avoir justifié l'intérêt de cette étude, nous allons détailler ici les échecs rencontrés, les méthodes expérimentales utilisées et les informations physiques que l'on peut en extraire.

## 1. Description du dispositif

Le dispositif de mesure est fabriqué par des techniques de nanolithographie au LMM de Bagneux. Pour avoir une description détaillée du processus de fabrication, voir *Images de la Physique* [Mailly94]. La figure suivante présente un diagramme schématique de l'échantillon qui contient, dans le même substrat, l'échantillon lithographié sur la couche de GaAs-GaAlAs, appelé, pour simplifier, l'anneau, et les éléments de détection, contrôle et calibration.

Le microSQUID est gravé en aluminium. Pour réduire l'influence du champ externe appliqué, la boucle du SQUID est fabriquée avec la géométrie d'un gradiomètre. Les deux bobines du gradiomètre sont gravées en sens contraire. Le flux externe appliqué sur l'ensemble de l'échantillon induit des courants électriques dans chaque boucle du gradiomètre qui, dans le cas idéal de deux boucles parfaitement identiques, se compensent. En pratique, il y a toujours une petite dissymétrie entre les deux boucles, mais malgré cela la réponse du SQUID/gradiomètre à la variation du flux externe appliqué est considérablement réduite. Nous détaillons cette réponse et ses conséquences dans la description de la procédure de calibration.

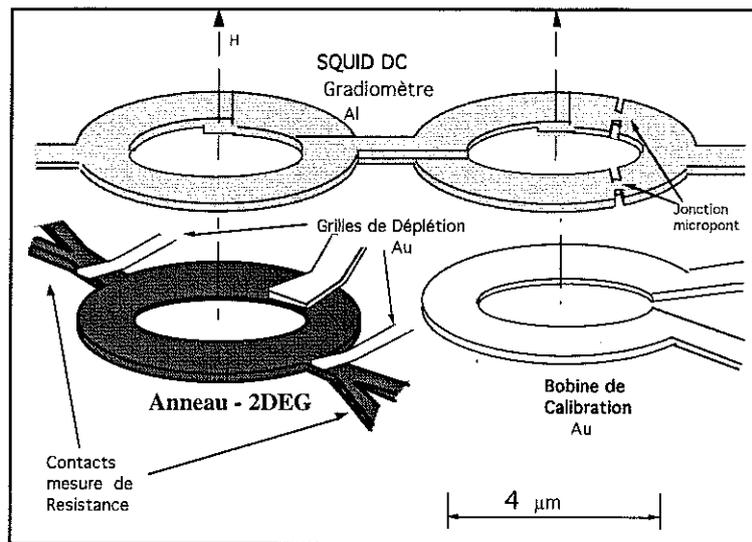


Figure III.1. Diagramme schématique de l'échantillon.

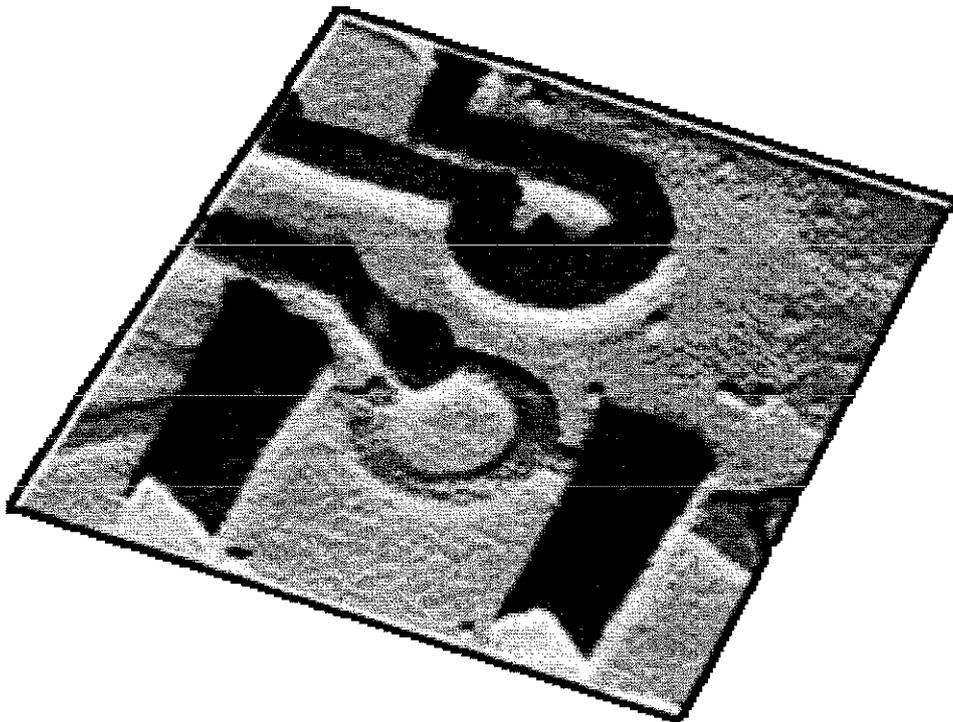
Une boucle en or, de même dimension que l'anneau, déposée sous le gradiomètre comme indiqué dans la figure III.1, permet la calibration du SQUID. Les grilles de déplétion sont réalisées en or et permettent de changer la géométrie de l'échantillon. L'application d'une tension de déplétion négative, supérieure à 250 mV (en valeur absolue) dans la grille de contacts ( $V_c$ ), isole complètement les contacts de mesure de conductance. L'application d'une tension négative dans la grille de coupure de l'anneau ( $V_g$ ) permet d'interrompre complètement ou partiellement, comme on le montrera dans le prochain chapitre, une branche de l'anneau. Le mécanisme de déplétion de la couche de gaz d'électrons bidimensionnel est décrit dans le premier chapitre et l'intérêt de changer la géométrie de l'anneau sera montré par la suite.

## 1.1 Dimensions

Les dimensions de l'échantillon sont un paramètre critique déterminé expérimentalement. Le diamètre de l'anneau conditionne sa surface et donc la variation du champ magnétique externe correspondant au quantum de flux de l'anneau ( $\Phi_0 = h/e$ ) et au quantum de flux du SQUID

( $\Phi_{0S} = h/2e$ ), due à la supraconductivité. On souligne la différence entre ces deux constantes car c'est une source d'erreurs numériques et d'interprétations fausses.

En fait, le diamètre de l'anneau résulte d'un compromis qui optimise les conditions d'observation de l'effet du courant permanent dans l'anneau en respectant les limites imposées par la technique de détection.



**Figure III.2** Photo AFM d'un échantillon avant l'étape de gravure du microSQUID. En bas, l'anneau lithographié dans la couche de GaAs-GaAlAs avec les contacts pour la mesure de conductance et les grilles en or déposées au-dessus pour la coupure d'une branche de l'anneau et des contacts de mesure. En haut, la boucle de calibration en or.

La limite supérieure du périmètre, et donc du diamètre  $D_a$ , de l'anneau est fonction de la longueur de cohérence de phase  $L_\phi$  intrinsèque au matériau, soit environ  $25 \mu\text{m}$  pour des anneaux lithographiés dans un système bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérojonction de GaAs-GaAlAs, fabriqué au Laboratoire de Microstructures et de Microélectronique (LMM) de Bagneux. Nous avons intérêt à travailler avec un

anneau petit pour limiter les effets de décohérence. Pour rester dans le régime mésoscopique, le diamètre maximum de l'anneau ne peut pas dépasser  $8 \mu\text{m}$  :

$$L = \pi D_a < L_\phi$$

Le microSQUID est très sensible aux flux piégés dus aux champs magnétiques. Les flux piégés se forment dans les couches minces supraconductrices traversées par un champ magnétique perpendiculaire à la couche. Leur dépiégeage provoque des sauts de phase et une diminution de la sensibilité de la mesure. La formation de ces flux piégés n'est pas parfaitement maîtrisée, ce phénomène dépend de la qualité de la couche et de l'échantillon. Nous sommes contraints de travailler en faible champ magnétique.

La signature des courants permanents est leur dépendance avec le champ magnétique appliqué avec une période bien définie de  $h/e$ . On identifie cette périodicité sur le spectre de fréquence du signal mesuré par le calcul de sa transformée de Fourier (Fast Fourier Transform - FFT). Pour obtenir une bonne définition en fréquence, on a intérêt à avoir plusieurs périodes, donc plusieurs quantum de flux, dans l'intervalle de mesure. Une variation du champ magnétique appliqué, supérieure ou égale à quatre quantum de flux dans l'anneau, est nécessaire. Cette tendance est renforcée par le fait que, en analogie avec une détection synchrone, on a toujours intérêt à sortir de la région basse fréquence, plus sensible au bruit  $1/f$ . La plupart des systèmes physiques présentent une augmentation du bruit aux basses fréquences. Ce bruit est appelé  $1/f$ , car sa densité spectrale varie suivant une loi inversement proportionnelle à la fréquence. Dans les microSQUIDs, l'origine la plus importante de ce bruit est due aux fluctuations de température et aux variations de l'électronique de détection.

Pour résumer, dans un anneau trop petit, il faut appliquer une forte variation du champ magnétique pour obtenir une définition en fréquence suffisante pour la mesure des courants permanents. Dans ce cas, nous

sommes limités par le champ magnétique critique, au-dessus duquel apparaissent les sauts dus au piégeage du flux.

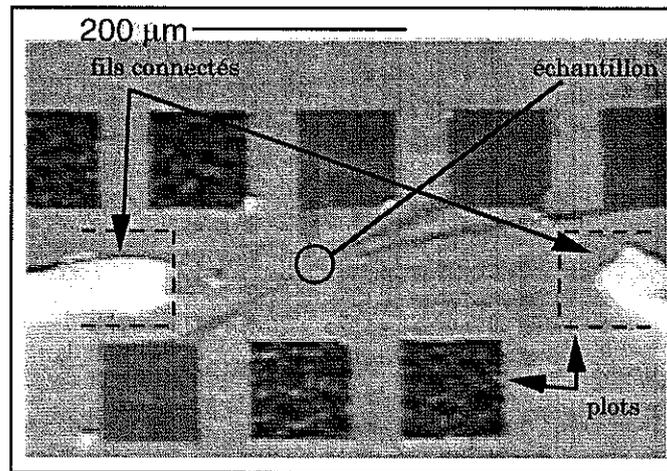
Nous avons effectué des expériences en prenant plusieurs diamètres pour nos échantillons. Les résultats obtenus avec l'échantillon de la série appelée HB24 sont les plus intéressants et leurs mesures sont présentées dans les sections qui suivent. Dans cette série, le diamètre externe de l'anneau est de  $6,9 \mu\text{m}$ , le diamètre interne de  $3,9 \mu\text{m}$  et le diamètre moyen de  $5,4 \mu\text{m}$ . Ces valeurs sont obtenues par photos au microscope électronique et sont vérifiées par des mesures de la période des oscillations de magnétoconductance dues à l'effet Aharonov-Bohm. A partir des dimensions de la boucle, on peut estimer [Grover] que l'inductance du SQUID est de l'ordre de  $5 \text{ pH}$ .

## 1.2 Assemblage

Cette remarque technique peut être utile aux intéressés pour l'étude expérimentale des systèmes mésoscopiques en général et dans l'application des microSQUIDs en aluminium et hétérostructures de GaAs-GaAlAs en particulier. La manipulation et le branchement des échantillons au système de mesure sont une tâche très délicate. De part leur petite taille, les connexions sont effectuées par une machine micro-soudeuse à ultrasons. Les fils de connexion en aluminium ou en or, d'un diamètre de  $20$  à  $30 \mu\text{m}$ , sont connectés à des contacts de  $0,1 \times 0,1 \text{ mm}$ . Le réglage des paramètres de force, temps de soudure et chauffage du fil pour le rendre plus malléable dépend beaucoup des échantillons, des matériaux et des conditions des contacts. Il faut faire un compromis permettant de mettre suffisamment de puissance pour garantir la rigidité de la soudure sans détruire les contacts. Ce réglage est si critique par suite de la complexité de l'échantillon qu'il suffit de manquer une connexion pour rendre l'échantillon inutilisable.

Un facteur important et moins évident est la différence de potentiel électrique qui existe entre la pointe de la machine micro-soudeuse et le plan

de masse de l'échantillon. Cela peut avoir des effets dramatiques. Après un examen au microscope électronique, certains échantillons semblaient avoir explosé sous l'effet, apparemment, de décharges sur le micropont. Les SQUIDS en aluminium sont plus sensibles à ces décharges que leurs homologues en niobium. Nous les préférons cependant car ils sont plus sensibles et leurs caractéristiques de fabrication sont plus adaptées aux procédures de fabrication de l'échantillon. Pour éviter les décharges, il est prudent de connecter la masse du porte-échantillon directement à la base de la pointe de la machine micro-soudeuse. Le branchement et le débranchement du porte-échantillon et des appareils de mesure doivent être aussi suivis d'attention.



**Figure III.3** Photo d'un échantillon au microscope électronique avec les plots de contacts (or) et deux fils soudés aux plots de contacts (Al) du SQUID. La boucle au milieu de l'échantillon n'est pas visible à cette échelle et le contraste d'aluminium est mauvais.

Nous avons construit un nouveau porte-échantillon qui permet de réutiliser les échantillons sans les abîmer. Les échantillons sont collés et les connexions sont soudées sur une plaquette de circuit imprimé. C'est la plaquette qui est soudée au porte-échantillon. De cette façon, les connexions sur l'échantillon restent intactes lorsqu'on retire la plaquette du porte-échantillon, constitué d'une boîte cylindrique en cuivre. Entre les connecteurs externes du porte-échantillon et les connexions vers la plaquette et l'échantillon, nous avons placé des condensateurs de traversée pour filtrer les radiofréquences.

## 2. Système de Mesure

Le montage expérimental du système de mesure nécessite de porter une grande attention aux problèmes de blindage et d'interférences externes. Les expériences ont été réalisées à des températures comprises entre 20 et 500 milliKelvin, sur un cryostat à dilution classique dont nous détaillerons le principe par la suite. L'opération de ce cryostat ainsi que la recherche et la réparation des fuites ne peuvent être si facilement décrites. Cependant, ce sont des tâches qui demandent des efforts et du temps. De même, les efforts nécessaires pour éviter les boucles de masse et les interférences radio.

Un schéma du système de mesure est présenté dans la figure III.4. Le détail du processus de mesure d'aimantation par microSQUID hystérétique a été présenté au chapitre précédent. La plupart des mesures présentées ont été réalisées avec une ancienne électronique, mais le processus de mesure est équivalent.

La conductance de l'échantillon est une mesure à quatre fils par détection synchrone. Un courant alternatif de 10 nA, à basse fréquence (23 Hz), est appliqué à l'échantillon. La différence de potentiel au bord de l'anneau est injectée dans le préamplificateur bas bruit ( $2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ) et démodulée par l'amplificateur à détection synchrone (Lock-in Amplifier) commercial. Le signal analogue à la sortie de la détection est numérisé par un convertisseur analogique/numérique (Analog to Digital Converter -ADC) de 16 bits.

La variation du champ magnétique perpendiculaire à l'échantillon est obtenue par une bobine supraconductrice ( $25 \text{ mT/A}$ ) immergée dans l'hélium liquide. La variation de champ magnétique provoque une production de chaleur dans le cryostat, par l'induction de courants de Foucault. Pour cette raison et pour éviter les effets d'hystérésis magnétique, la vitesse maximum de variation de champ reste limitée. Par ailleurs, nous avons intérêt à faire les mesures aussi vite que possible pour minimiser les fluctuations de température et les dérives de l'électronique de mesure.

Des convertisseurs numérique/analogiques (Digital to Analog Converters - DAC) de 16 bits contrôlent la tension de référence pour la source de courant de la bobine de champ magnétique et les tensions pour la polarisation des grilles de déplétion: l'une sert à interrompre l'anneau ( $V_g$ ) et les deux autres isolent l'anneau des contacts de mesure de conductance ( $V_c$ ). Ces deux grilles sont interconnectées au niveau du substrat.

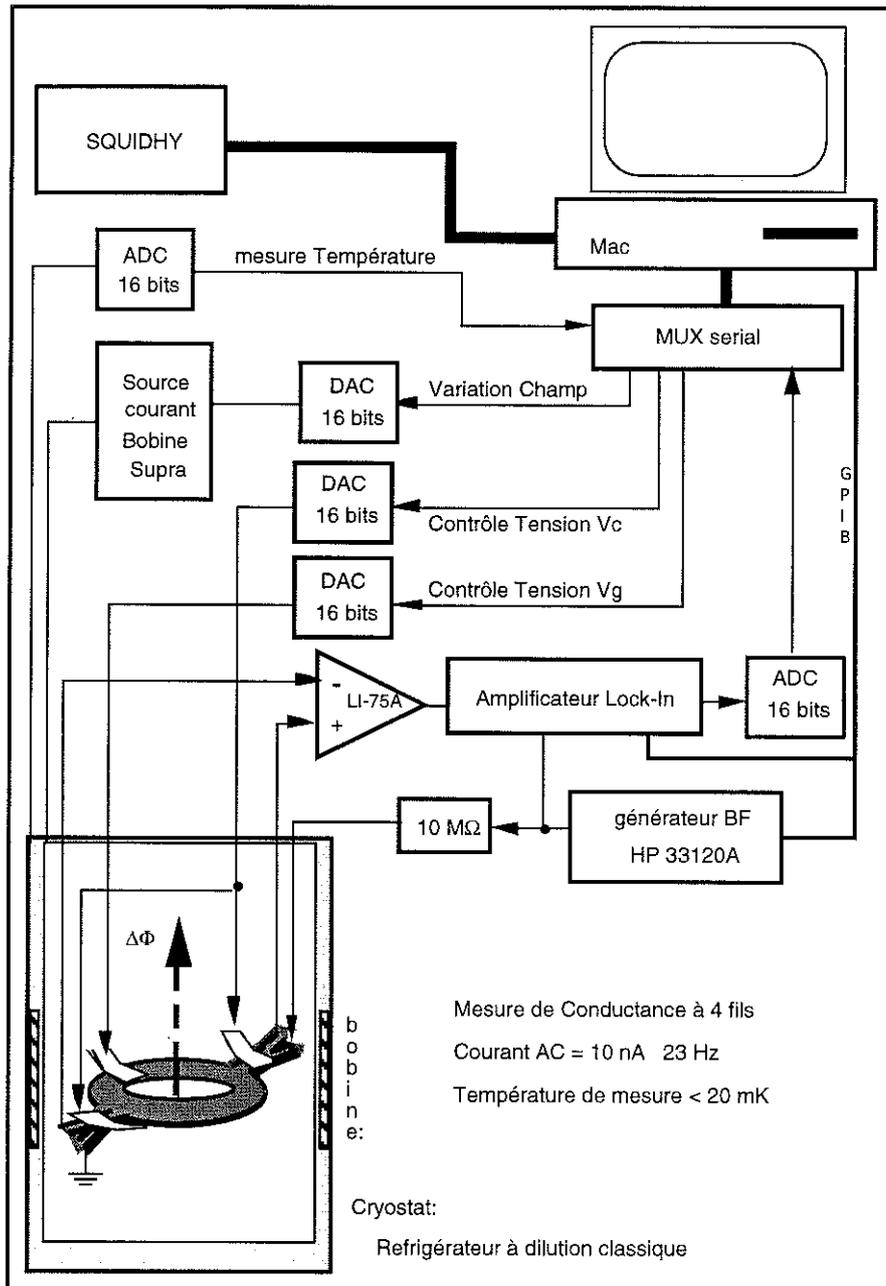


Figure III.4 Montage expérimental du système de mesure

Le système d'acquisition est contrôlé par un micro-ordinateur via un multiplexeur série (MUX serial) et via une interface IEEE-488 (General Purpose Interface Bus - GPIB). Les convertisseurs numériques et l'interface de communication série, appelée IMPCI, ont été conçus au service Electronique du CRTBT.

Chaque cycle de mesures d'aimantation et de conductance est enregistré par l'ordinateur sous forme d'une série de tableaux de 256 points chacun. Le nombre de points n'est pas choisi au hasard, c'est un compromis entre un nombre de base 2, demandé par l'algorithme de calcul rapide de la transformée de Fourier (Fast Fourier Transform - FFT) [Press], et l'occupation de la mémoire de l'ordinateur.

Chaque position (n) ou point du tableau de mesure correspond à une consigne envoyée à la bobine supraconductrice et correspond donc à une valeur de champ magnétique appliquée, perpendiculaire au plan de l'échantillon.

## 2.1 Réfrigérateur à dilution

La réfrigération à dilution est une technique qui permet d'obtenir une puissance frigorifique constante à basse température. Cette technique est parfaitement maîtrisée au CRTBT.

Dans le cryostat disponible, nous avons réalisé des mesures à une température de l'ordre de 15 mK. La technique de réfrigération permet d'atteindre des températures plus basses, allant jusqu'à 2 mK. A titre de comparaison, les cryostats utilisant le pompage de l' $^3\text{He}$  pur ne peuvent descendre à des températures inférieures à 250 mK. Le principe d'un réfrigérateur à dilution utilise le mélange des isotopes 3 et 4 de l'hélium. A une température supérieure à 0,87 K, les deux liquides sont miscibles. Au-dessous de 870 mK, le mélange  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  se sépare en deux phases : une phase riche en  $^3\text{He}$  appelée concentrée et une phase contenant un mélange d' $^3\text{He}$  et d' $^4\text{He}$  appelée diluée.

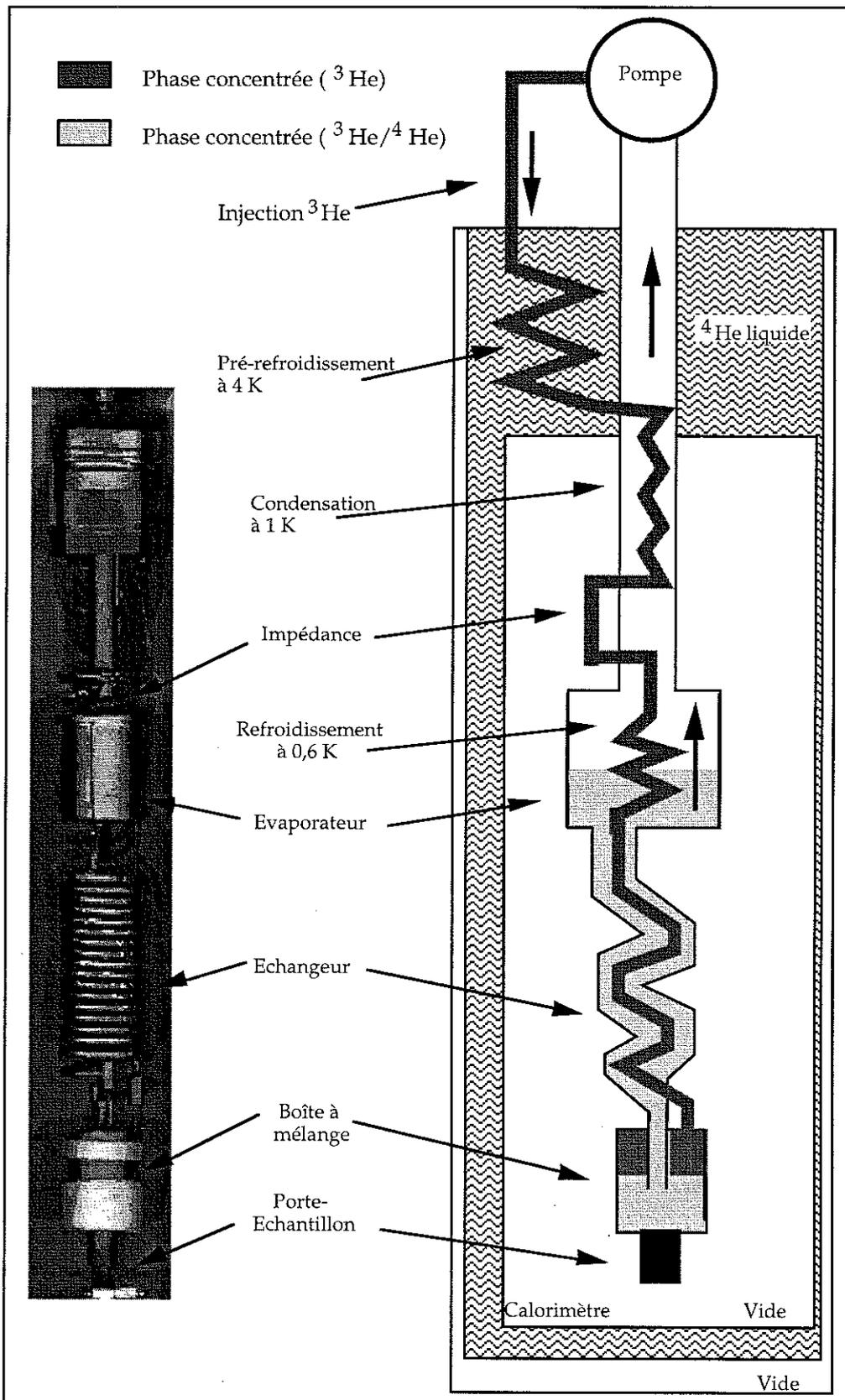


Figure III.5 Principe d'un réfrigérateur à dilution et photo d'une dilution à l'échelle 2:1.

La concentration d' $^3\text{He}$  dans la phase diluée est fonction de la température. A 500 mK, la concentration d' $^3\text{He}$  est de l'ordre de 20 %, tandis qu'aux températures voisines du zéro absolu, il reste environ 6 % d' $^3\text{He}$ .

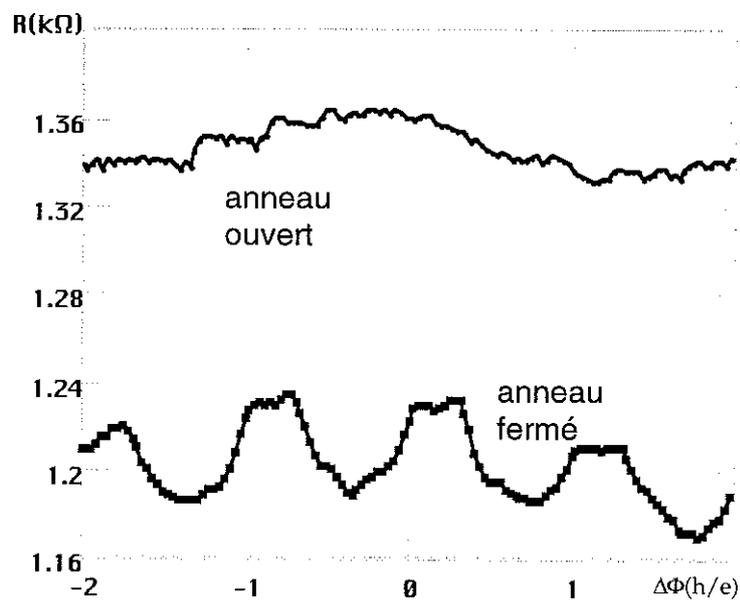
La phase diluée est plus dense que la phase concentrée. Comme l'huile dans l'eau, la phase concentrée flotte sur la phase diluée. Le passage d'une mole d' $^3\text{He}$  de la phase concentrée à la phase diluée est analogue à une évaporation, donc une absorption de chaleur et un abaissement de la température.

Pour faire marcher le réfrigérateur en continu, on fait circuler l' $^3\text{He}$  de la phase concentrée vers la phase diluée. L' $^3\text{He}$  est extrait par ébullition de la phase diluée et réinjecté dans la phase concentrée. Une partie de la puissance de réfrigération est utilisée pour refroidir le flux rentrant d' $^3\text{He}$  dans des échangeurs de chaleur. C'est dans le savoir-faire de ces échangeurs que résident l'efficacité et la performance du processus. En plus de l'opération et de la maintenance d'un réfrigérateur à dilution classique, nous avons eu le privilège d'accompagner deux artistes de la cryogénie, H. Jurek et M. Caussignac, dans la conception, la construction et la mise au point d'un petit réfrigérateur à dilution. Un "bijou" de technique et d'artisanat, que nous montrons comme exemple dans la figure III.5. Pour plus de détails sur le principe et la mise en oeuvre de ces cryostats, nous suggérons le livre de Lounasmaa [Lounasmaa].

### 3. Mesure de conductance

La mesure de la dépendance de la conductance de l'anneau en fonction du champ magnétique externe appliqué est fondamentale pour notre expérience. Cette mesure nous permet de confirmer la cohérence de la fonction d'onde électronique dans l'échantillon et fournit une calibration précise du quantum de flux ( $\Phi_0 = h/e$ ) dans l'échantillon. Grâce à l'effet Aharonov-Bohm, la conductance de l'anneau mesure l'interférence de la fonction d'onde électronique qui traverse l'anneau par chacune de ses branches.

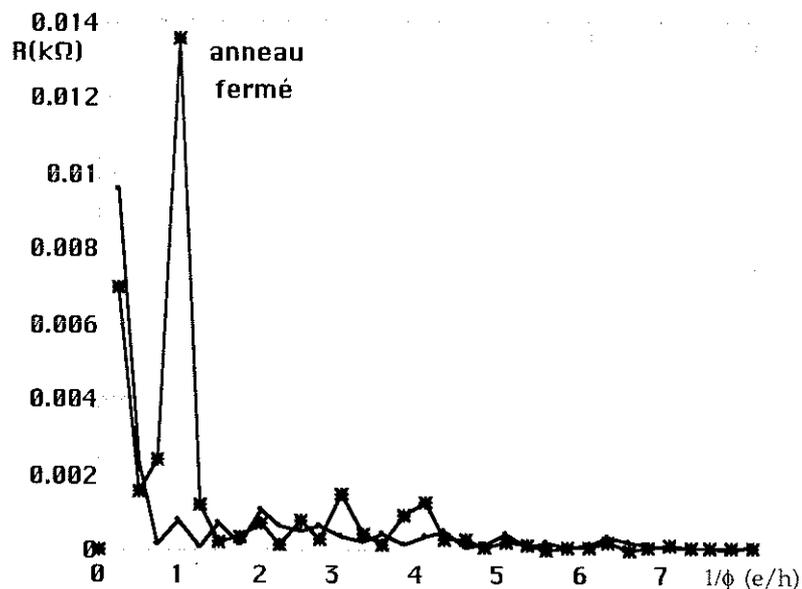
Les variations dans la reproductibilité de l'amplitude et de la phase de la magnétoconductance de l'anneau sont indicatives de perturbations qui pourraient détruire la stabilité des courants permanents, soit par des perturbations externes - variations de température et radio-interférences - ou intrinsèques à l'anneau, comme la relaxation de défauts dans le substrat. Ces perturbations rendent inutiles les efforts d'accumulation ("average") de traces nécessaires pour améliorer le rapport signal/bruit des mesures d'aimantation.



**Figure III.6.** Oscillations de magnétoconductance avec l'anneau fermé (tension de grille nulle), et avec l'anneau ouvert (tension de grille négative d'amplitude supérieure à la tension de déplétion). La grille de déplétion est située sur une branche de l'anneau.

La grille déposée sur une branche de l'anneau permet la déplétion de la couche de gaz bidimensionnel d'électrons. Ce contrôle, de principe analogue au transistor à effet de champ (Field Effect Transistor - FET) [Horowitz], nous permet d'ouvrir et de fermer l'anneau in situ. Dans le cas de l'anneau fermé, le système fonctionne comme un interféromètre et nous permet d'observer de belles oscillations, comme le montre la figure III.6. L'application d'une tension négative à la grille de coupure, située

sur une branche de l'anneau, nous permet de "dépléter" la couche de gaz bidimensionnel d'électrons et donc d'ouvrir le circuit électrique dans cette branche. Par conséquent, l'effet d'interférence disparaît et la résistance moyenne de l'anneau augmente. Dans ce cas, on peut observer les effets des fluctuations universelles de conductance (Universal Conductance Fluctuations - UCF) qui se superposent à la conductance moyenne dans un conducteur mésoscopique [Webb88]. Les fluctuations ne sont pas une indication du bruit de la mesure, car elles sont reproductibles lorsque l'on fait varier le champ magnétique.

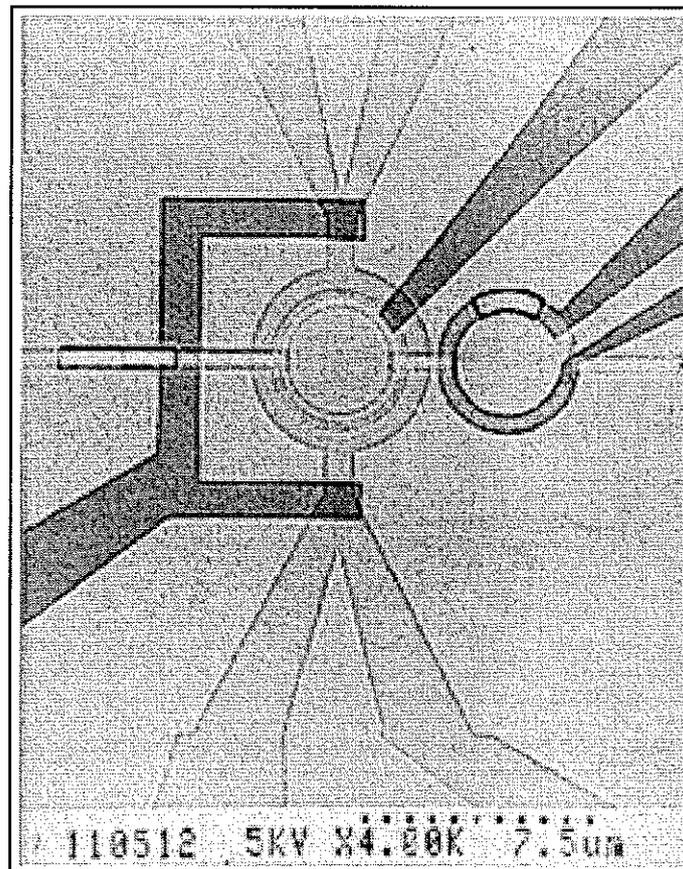


**Figure III.7** Transformée de Fourier de la magnétoconductance de l'anneau ouvert (points) et fermé (étoiles), présentée dans la figure précédente. Le pic évident dans la courbe correspondant à l'anneau fermé indique les oscillations de Aharonov-Bohm.

L'observation de l'effet Aharonov-Bohm, en alternance avec les mesures d'aimantation sur le même échantillon, nous permet de confirmer la cohérence de la fonction d'onde électronique et la stabilité microscopique de l'échantillon. La période des oscillations est en bon accord avec le calcul en fonction des dimensions de l'anneau et du champ magnétique appliqué. La mesure présente une bonne stabilité (supérieure à 24 heures). Les mesures en flux sont données en unité  $h/e$ .

## 4. Mesure d'aimantation

La signature des courants permanents, discutée dans le premier chapitre, est la présence d'un signal périodique dans la mesure de l'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué normalement au plan de l'anneau. La période de ces oscillations correspond à un flux égal au quantum de flux ( $h/e$ ). Le champ magnétique doit pouvoir prendre des valeurs comprises entre 0 et quelques milliTeslas et être maintenu de façon stable perpendiculairement à l'échantillon. Nous utilisons pour cela une bobine supraconductrice. L'ensemble de l'échantillon et du SQUID est montré dans la figure III.8.



**Figure III.8.** Photo au microscope électronique d'un échantillon complet.

La grille déposée sur une branche de l'anneau permet d'ouvrir ou fermer par déplétion de la couche de gaz bidimensionnel d'électrons. La soustraction des mesures avec les deux géométries permet de pouvoir isoler le signal de mesure dû aux effets d'interférence dans l'anneau du bruit et autres signaux parasites.

Le gradiomètre est très sensible au gradient de flux entre ses deux boucles. Les boucles forment un "huit" sans contact au milieu. Le champ magnétique externe appliqué sur l'ensemble de l'échantillon induit un courant de même amplitude et de sens contraire dans chaque boucle. Cependant, la variation de l'aimantation de l'anneau ou d'un flux induit par la bobine de calibration provoque un déséquilibre dans le gradiomètre, qui est détecté par le SQUID.

## 4.1 Calibration

La calibration de la réponse du SQUID/gradiomètre à une variation de flux se fait de façon directe par l'injection d'un courant connu dans la bobine de calibration. La bobine de calibration a la même taille et la même inductance que celles de l'anneau à mesurer. Par conséquent, la même variation de flux entre les deux boucles correspond à un courant équivalent dans chacune des boucles. Dans nos échantillons, il y a toujours une certaine dissymétrie entre les deux boucles, due aux limitations des techniques de fabrication, entre 1 et 3 %. Par conséquent, la réponse du SQUID/gradiomètre à la variation du flux externe appliqué n'est pas nulle. Cette dissymétrie est déterminée pour chaque échantillon à l'aide de la bobine de calibration. Pour cette raison, la courbe décrite dans la figure III.9 n'est pas une ligne droite constante, mais un signal périodique en champ avec une période proportionnelle à la différence entre les surfaces des boucles  $S_1$  et  $S_2$  du gradiomètre.

La variation du courant critique du SQUID est convertie en mesure de variation de temps. Cette variation nous permet de déterminer la fonction de transfert du SQUID. Le courant permanent dans l'anneau induit un

flux dans le gradiomètre, qui fait varier le courant critique  $I_c$  du SQUID. Le rapport entre la durée de la rampe de courant de polarisation du SQUID et le temps de transition nous permet de connaître le courant qui circule dans l'anneau.

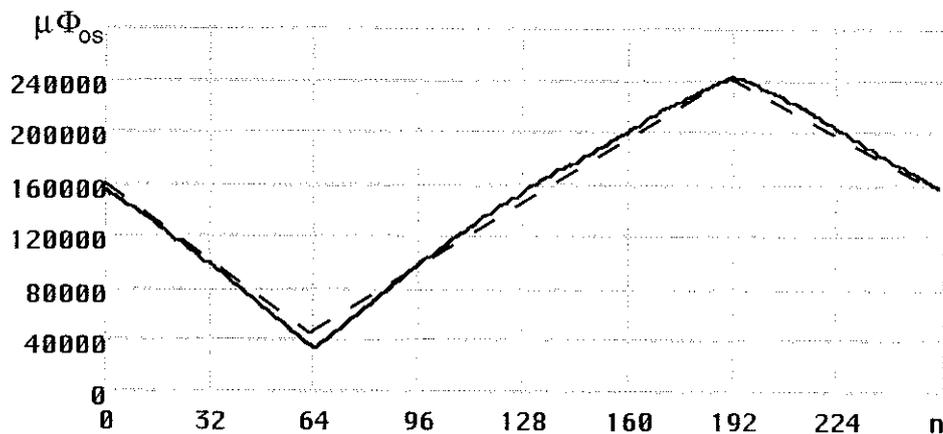
Courant dans l'anneau =>

Flux dans le gradiomètre =>

Variation de  $I_c$  du SQUID =>

Mesure du temps de transition

Dans le tracé montré dans la figure III.9, la variation du champ externe appliqué correspond à une variation de flux de  $6,38 \Phi_0$  ( $h/e$ ) dans l'anneau. Cette mesure permet une calibration rapide du système par l'observation de l'amplitude due à la dissymétrie entre les deux boucles. La période en flux est vérifiée par la mesure de l'effet Aharonov-Bohm sur la conductance de l'anneau et correspond à une variation du champ magnétique appliqué de 0,33 milliTesla. La variation du courant critique exprimée en  $\mu A$  est de  $61 \mu A$  à  $63 \mu A$  ( $\Delta I_c = 0,032 I_c$ ). La dissymétrie que nous avons déterminée pour ce gradiomètre est de 1,6 % (avec l'aide de la bobine de calibration). Le quantum de flux dans le SQUID est de  $\Phi_{OS} = h/2e$  et l'unité de mesure du temps de transition est donnée en nanosecondes. On trouve que 1 ns correspond à  $1 \mu \Phi_{OS}$ .



**Figure III.9** Mesure d'un tracé de la réponse du SQUID à une variation triangulaire du flux magnétique appliqué de  $6,4 h/e$ , perpendiculaire au plan de l'échantillon, indiqué par la courbe en pointillés.

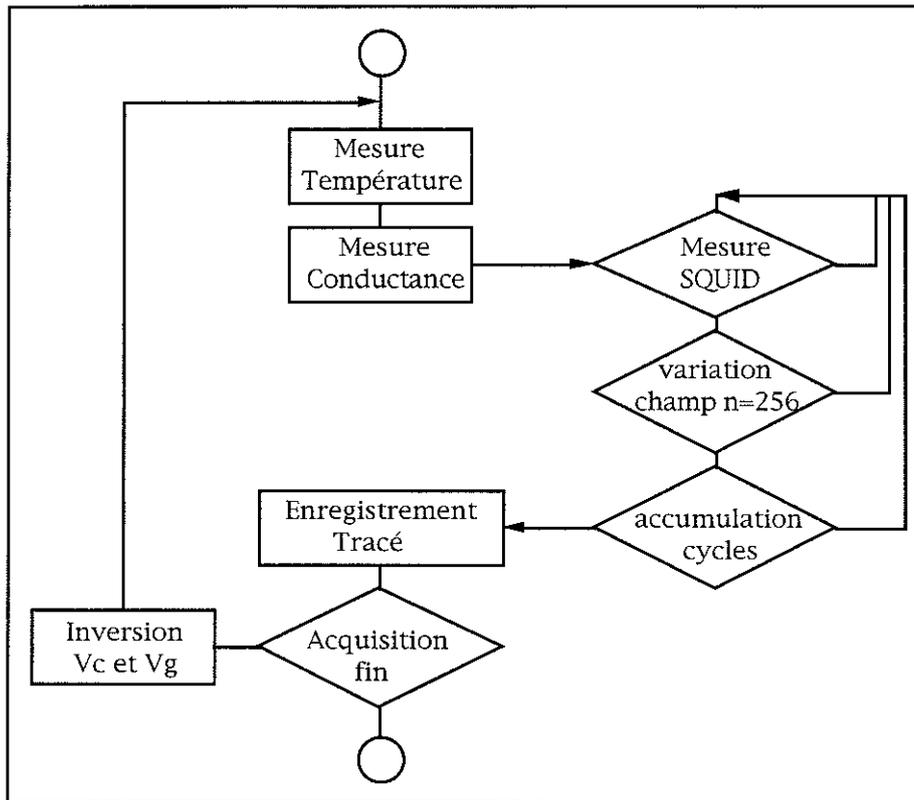
Evidemment, la calibration doit être faite pour chaque échantillon et la fonction de transfert du SQUID recalculée à chaque changement de paramètre de mesure, comme le degré d'inclinaison de la pente ou de niveau de palier du cycle courant de polarisation du SQUID. Pour les paramètres de mesure qui sont présentés dans les prochaines sections pour l'anneau HB24.C, d'inductance  $L$  de 5 pH , la fonction de transfert qui donne la correspondance entre le courant dans l'anneau ( $I = \Phi/L$  ) et le flux détecté par le SQUID est donnée par :

$$1 \mu \Phi_{OS} = 0,4 \text{ nA}$$

## 4.2 Protocole de mesure

L'acquisition de données est effectuée en balayant linéairement le champ magnétique, un cycle, entre deux valeurs de champ programmées, et en mesurant une série de points consécutifs. Chaque tracé contient un tableau de 256 points de mesure du SQUID ou un tableau de mesure de conductance. Chaque trace du SQUID est le résultat de l'accumulation de plusieurs cycles de mesure. Chaque cycle résulte de l'accumulation de plusieurs lectures du système de détection du SQUID. Les expériences sont enregistrées dans un fichier qui contient la séries des tracés de mesure successifs. Le logiciel de traitement permet le calcul et l'affichage de chaque tracé ou de la sommation d'une série de tracés.

Après chaque tracé, l'ordinateur change les valeurs de tension des grilles pour ouvrir les contacts de mesure et fermer la boucle de l'anneau ou le contraire, et recommence un nouveau tracé. En effectuant successivement des mesures avec la boucle fermée et ouverte, on peut supprimer, dans l'étape d'épuration des données, les contributions parasites du substrat.



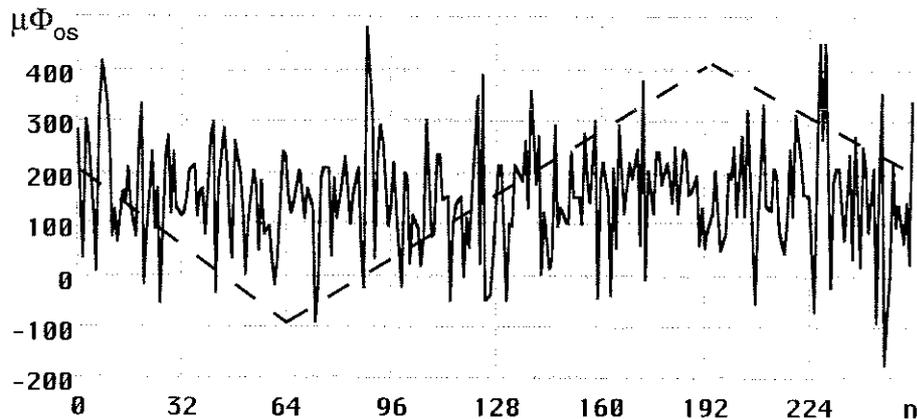
**Figure III.10** Protocole de mesure.

Le signal prévu pour les courants permanents est très faible, il est de l'ordre de la sensibilité du système. Nous sommes donc obligés d'accumuler les données sur une longue période de mesures pour avoir un rapport signal/bruit raisonnable. Les paramètres les plus importants pour la programmation d'acquisition d'une expérience sont :

- le champ magnétique minimum
- le champ magnétique maximum
- le nombre de mesures du SQUID par point
- le nombre de cycles par tracé
- le nombre de tracés
- la valeur de la grille ( $V_g$ ) ouverte
- la valeur de la grille ( $V_g$ ) fermée
- la valeur de la grille ( $V_c$ ) ouverte
- la valeur de la grille ( $V_c$ ) fermée

Pour avoir un ordre de grandeur des paramètres d'une acquisition, il faut savoir que, pour chaque point, le SQUID accumule 250 mesures. L'intervalle de chaque cycle est de 20 secondes (50 mHz). Les cycles sont moyennés vingt fois et enregistrés dans un tracé. Chaque tracé prend 400 secondes (6,7 minutes). A cette vitesse de balayage de champ, il n'y a pas d'hystérésis perceptible. Cela nous permet, en repliant le tracé, d'enregistrer des données pendant le temps de montée et de descente du champ. De cette façon, chaque tracé contient effectivement 128 points de mesure.

Pendant une acquisition de 20 heures, chaque point est mesuré et enregistré  $1,8 \cdot 10^6$  fois. Au cours du traitement des données, le tracé de la conductance permet de vérifier la cohérence des phases des électrons et la stabilité des caractéristiques microscopique de l'échantillon pendant les expériences.

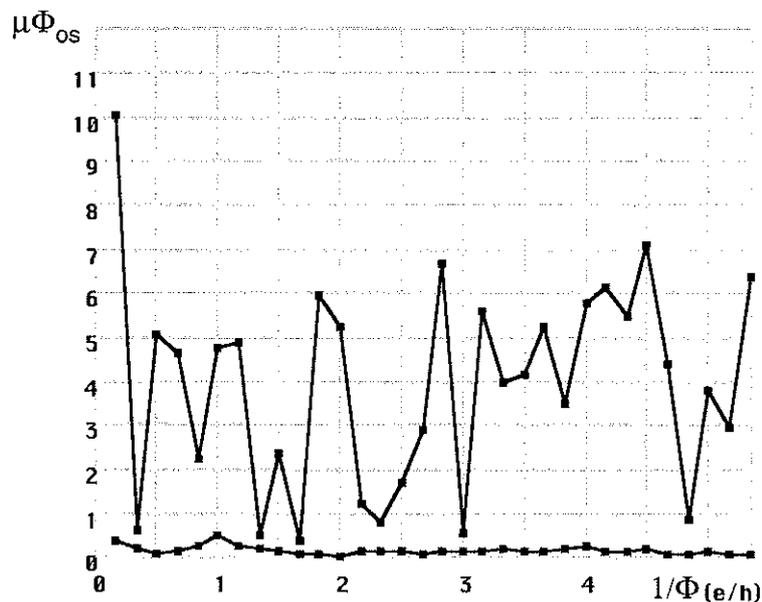


**Figure III.11** Tracé résultant de la soustraction d'un tracé anneau fermé et d'un tracé anneau ouvert. Le balayage de flux magnétique (6 h/e) est indiqué par la courbe en pointillés. Le signal d'aimantation est noyé dans le bruit.

Le spectre de puissance du signal de mesure est obtenu par la transformée de Fourier (FFT) du tracé, ou d'une sommation de tracés, résultant de la soustraction de la mesure avec l'anneau ouvert et fermé.

### 4.3 Résultats expérimentaux

Nous soulignons que nos mesures d'aimantation, donc de courants permanents, ont été réalisées dans les limites de résolution de notre instrumentation. Dans cette section, plutôt que des résultats concluants, nous ferons un résumé des problèmes rencontrés et leur interprétation possible, à la différence du prochain chapitre dans lequel nous discuterons l'observation et l'interprétation d'un effet original.



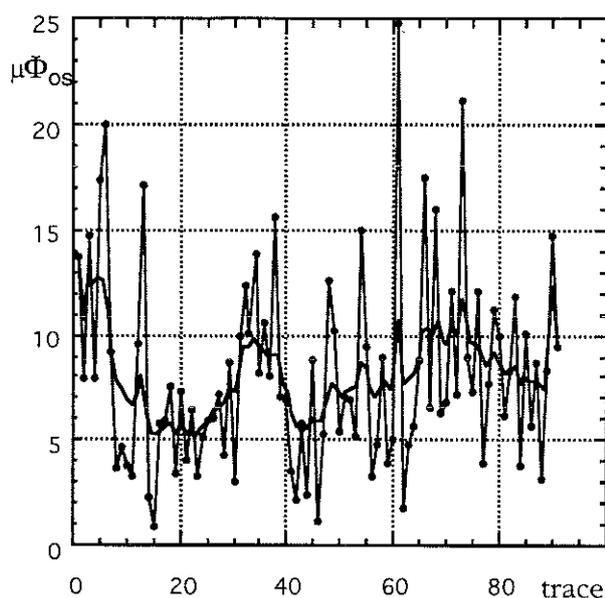
**Figure III.12** Résultat de la transformée de Fourier d'un tracé résultant de la soustraction d'un tracé avec l'anneau fermé et l'anneau ouvert. Le tracé inférieur est le résultat de l'accumulation de la transformée de Fourier de 100 tracés.

Dans la figure III.12, nous montrons la transformée de Fourier d'un tracé typique de mesure d'aimantation. Nous observons seulement le bruit de la mesure.

L'accumulation de plusieurs tracés (100) conduit à une forte réduction du bruit comme le montre la courbe inférieure dans la figure III.12. Le bruit est sensé diminuer avec le carré du nombre de moyennes. La même

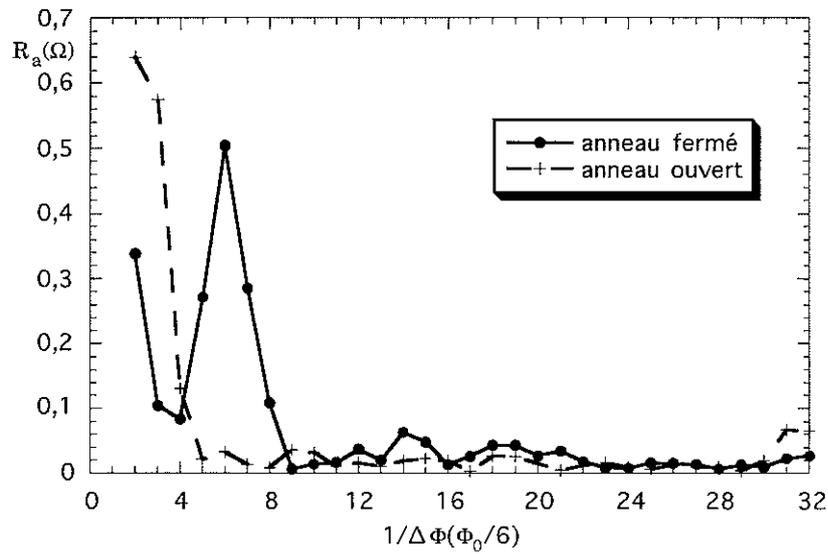
courbe nous amène à identifier une composante de variation de l'aimantation avec une périodicité de  $\Phi_0 = h/e$  (correspondant à 6 périodes). L'amplitude de variation de flux induite est de l'ordre de  $0,5 \mu\Phi_{0s}$ , équivalant à un courant dans l'anneau de 0,2 nA.

L'observation des oscillations dans la transformée de Fourier de l'aimantation de l'anneau, avec une périodicité de  $h/e$ , est la signature de la présence de courants permanents. Cependant, les résultats observés ne sont pas stables dans le temps.

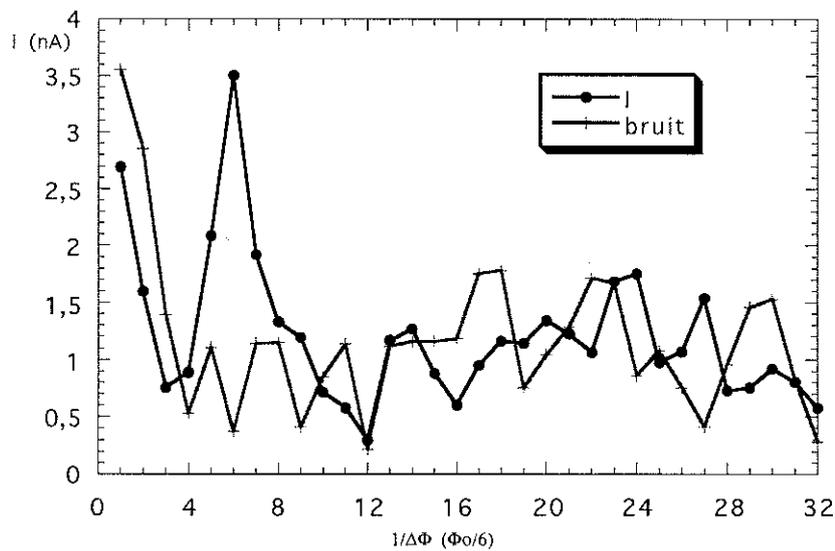


**Figure III.13** Amplitude de l'harmonique équivalent à une périodicité de  $h/e$  (courant permanent) dans l'aimantation de l'anneau en fonction de chaque tracé de mesure ( $\approx 15$  minutes). Le tracé en noir est une simple "smooth" du graphique.

L'accumulation des mesures sur une longue période, 20 heures (180 tracés), au lieu d'améliorer le rapport signal/bruit, fait disparaître la composante de l'harmonique  $h/e$ . Ce résultat suggère que le signal change de signe au cours de l'accumulation. Cependant, la moyenne des spectres n'indique pas d'harmoniques prononcées, autre que  $h/e$ .



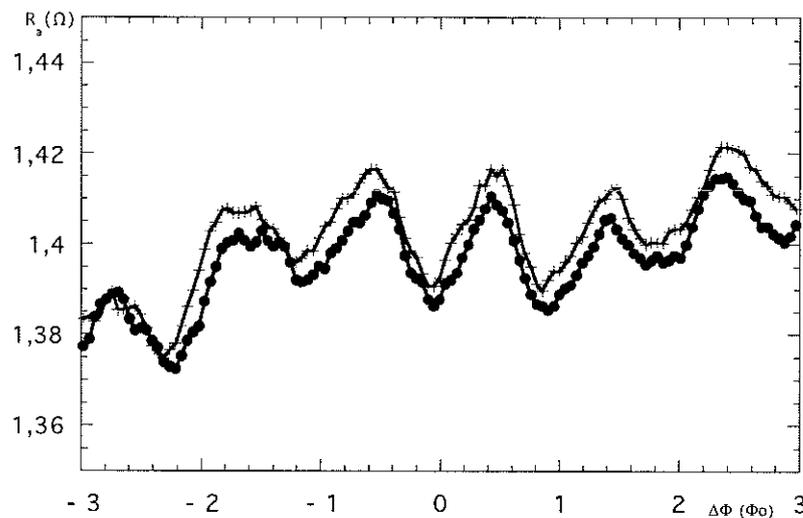
**Figure III.14** Transformée de Fourier de la magnétorésistance de l'anneau, pour démontrer la cohérence dans l'échantillon et la période  $h/e$  de flux. Une variation de flux de  $6 h/e$  est appliquée à l'échantillon, avec l'anneau ouvert et fermé.



**Figure III.15** Transformée de Fourier de l'aimantation de l'anneau, en unité de courant équivalent dans l'anneau, pendant un intervalle de temps où la composante de périodicité  $h/e$  semble stable. Pour comparaison, le bruit est estimé par la mesure successive de l'aimantation avec l'anneau ouvert.

L'amplitude de l'harmonique  $h/e$  du spectre de puissance de chaque tracé est présentée dans la figure III.13. L'observation de la contribution de chaque tracé de mesure de la composant  $h/e$  indique que l'amplitude de la moyenne résulte surtout de certains intervalles de mesure. Pendant certains intervalles, l'amplitude semble même être supérieure au bruit.

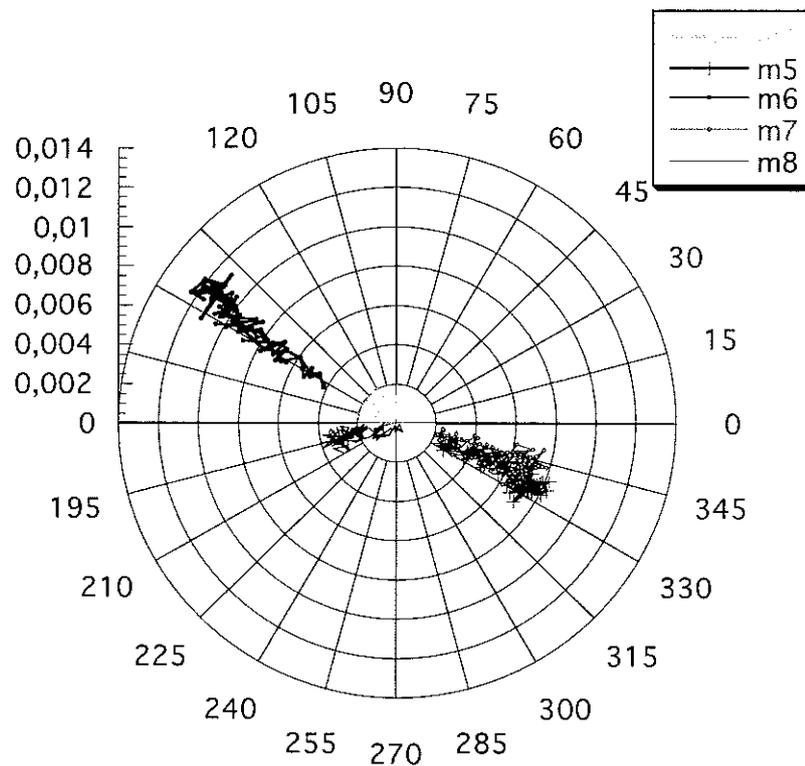
Des variations d'amplitude et de phase du signal des courants permanents avaient été observées dans les mesures de Mailly *et al.* Cependant, leurs échantillons présentaient des instabilités dans la mesure de l'effet Aharonov-Bohm, qui sont la démonstration incontestable d'une instabilité de la réalisation microscopique du désordre de l'échantillon. Par contre, nos mesures de l'effet Aharonov-Bohm présentent une stabilité et une reproductibilité remarquables.



**Figure III.16** Oscillations de magnétorésistance de Aharonov-Bohm avec un intervalle de 24 heures entre les deux mesures. La variation de la ligne de base entre les deux mesures s'explique par des dérives de température.

Des mesures pendant des intervalles de plusieurs jours ne présentent pas de variation de phase. La stabilité de la phase est maintenue, même après des mesures successives de l'anneau ouvert et fermé. Les oscillations de conductance se superposent à une valeur de conductance moyenne qui

présente des fluctuations universelles de conductance. Ces fluctuations sont stables dans le temps et très reproductibles dans le champ. Cet effet est aussi associé aux interférences électroniques dans l'échantillon. Les fluctuations de valeur moyenne de la conductance sont observées dans les mesures et associées à une variation de température.



**Figure III.17** Graphique polaire des composantes d'amplitude et phase des harmoniques 4, 5, 6, 7 et 8 de la Transformée de Fourier des oscillations de magnétorésistance de Aharonov-Bohm pour une variation de flux de 6 h/e. La mesure présente une variation de température de 20 à 400 mK. Les oscillations présentent une variation de l'amplitude, mais les phases sont constantes.

Nous avons cherché à identifier un paramètre (température, stabilité microscopique de l'échantillon, fluctuations dans la tension de grille, etc.) qui pourrait être associé au changement de phase de la fonction d'onde électronique et donc au signe des courants permanents. La sensibilité du système et le rapport signal/bruit des mesures d'aimantation ne nous

permettent pas l'observation directe des courants permanents. Pour cette raison, comme nous l'avons déjà souligné, nous utilisons les oscillations Aharonov-Bohm comme sondes du comportement de la fonction d'onde électronique dans l'échantillon. Cette approche est limitée puisque, en principe, les courants permanents sont la résultante de contributions de tous les électrons dans le système et l'effet Aharonov-Bohm est associé seulement aux électrons au niveau de Fermi.

## 5. Conclusion

Nous avons observé, aux limites du bruit instrumental, des oscillations dans l'aimantation d'un anneau lithographié, dans des couches de gaz d'électrons (2DEG) formées à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs, dans le régime quasi-balistique. Ces oscillations ont une périodicité de  $h/e$ , signature des courants permanents. Le rapport signal sur bruit de ces oscillations n'augmente pas avec le temps d'accumulation des mesures. Elles semblent présenter des variations aléatoires de signe et d'amplitude. Mailly *et al.* ont observé des fluctuations dans des mesures similaires, mais, pour eux, les mesures de magnétoconductance évoluent avec le temps, indication d'instabilités microscopiques dans l'anneau. Nous n'avons pas observé les mêmes variations dans nos mesures de Aharonov-Bohm.

Des questions sont ouvertes sur la stabilité des courants permanents et leur sensibilité aux perturbations externes. Des améliorations dans la sensibilité du système de mesures sont nécessaires et sont en cours. Des hypothèses liées à la variation du nombre de charges dans l'anneau ou des effets d'interférences destructrices entre les différents modes propres de propagation sont des voies possibles d'investigation pour l'explication des résultats.



---

## Chapitre IV : Quantification de conductance et Interférence entre canaux

---

*"Tentei alfabetizar as crianças brasileiras, não consegui.  
Tentei salvar os índios, não salvei.  
Tentei fazer uma universidade séria e fracassei.  
Tentei fazer o Brasil desenvolver-se autonomamente e fracassei.  
Mas os fracassos são minhas vitórias.  
Eu detestaria estar no lugar de quem me venceu."*

Darci Ribeiro

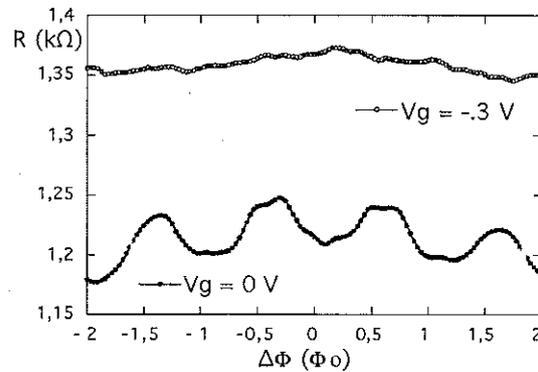


Dans ce chapitre, nous présentons des résultats expérimentaux originaux de mesures de magnétoconductance d'un anneau lithographié, dans des couches de gaz d'électrons (2DEG) formées à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs, dans le régime quasi-balistique. Les caractéristiques et la géométrie de l'échantillon sont détaillées dans le chapitre précédent. Nous avons réalisé des mesures de dépendance de la magnétoconductance de l'anneau, en fonction de la tension  $V_g$  appliquée sur la grille. Nous émettons l'hypothèse [Cernicchiaro97] que la superposition des effets de quantification de conductance et d'interférence entre canaux soit une explication à une série de structures dans les figures d'interférences observées.

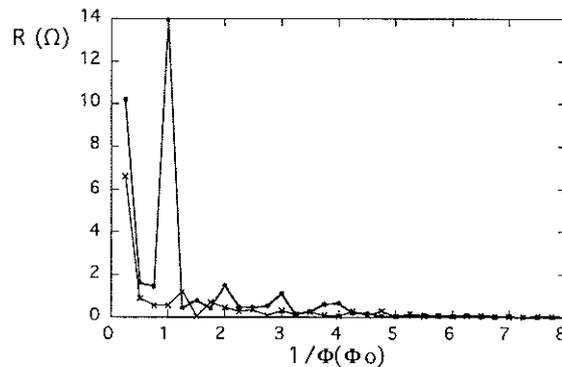
Le fait qu'un potentiel électrique appliqué à la grille (déposée sur une branche de l'anneau) modifie la fonction d'onde électronique dans la branche, et par conséquent modifie la conductance de l'anneau, est bien établi [Pasquier, vanWees, Webb]. En fait, comme nous l'avons déjà souligné, nous utilisons cette propriété pour interrompre les phénomènes d'interférences dans l'anneau. Une tension négative  $V_g$ , d'amplitude supérieure à la tension de déplétion  $V_d$  appliquée à la grille, permet de fermer complètement une branche de l'anneau. Une tension nulle appliquée sur la grille nous permet d'observer de très belles oscillations de magnétoconductance associées à l'effet Aharonov-Bohm. Les questions qui se posent sont les suivantes : quel est le comportement de la conductance entre ces deux états extrêmes ? Quelle est la sensibilité de la fonction d'onde électronique à une tension appliquée à la grille ? Quelle est la tension nécessaire pour faire une inversion complète de la phase  $\theta$  de la fonction d'onde électronique (associée à la longueur de Fermi), et par conséquent une inversion de la phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm (associée à la période de flux  $h/e$  dans la magnétoconductance) ?

Les réponses à ces interrogations pourraient nous donner des indices pour expliquer certaines questions soulevées dans le chapitre précédent, servir de critère pour expliquer les changements de signe des courants permanents et donner une idée du niveau de sensibilité du système au bruit électrique. De plus, le rôle du nombre de canaux de conduction est un paramètre important dans l'amplitude des courants permanents. La

maîtrise de ce paramètre est un outil fondamental pour une meilleure compréhension du système.



**Figure IV.1.** Les oscillations de Aharonov-Bohm se superposent aux fluctuations universelles de conductance facilement observables quand l'anneau est ouvert ( $V_g = -0.3$  V).



**Figure IV.2.** L'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm (harmonique  $h/e$ ) est obtenue par la transformée de Fourier de la mesure de magnétoconductance.

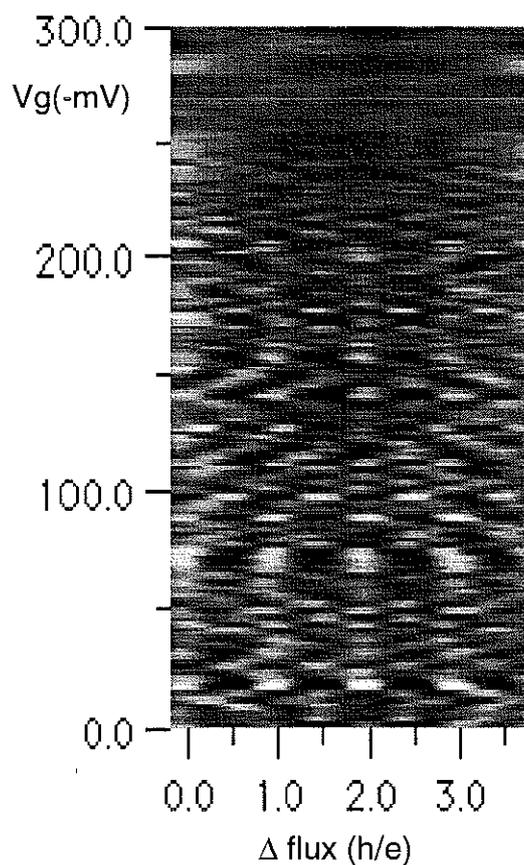
L'autre raison de notre intérêt pour les mesures de transport est que, comme nous pouvons le constater dans les figures IV.1 et IV.2, le rapport signal/bruit est meilleur et les effets plus facilement visibles que dans les mesures d'aimantation. Nous avons donc profité de ces données pour tester les ressources de traitement numérique du signal et de graphisme, spécialement développées pour les mesures de courants permanents.

Deux facteurs de notre approche nous ont donné de forts indices pour formuler notre analyse. En premier, la géométrie de l'échantillon, diffé-

rente de celle trouvée dans les expériences faites précédemment sur le sujet, et que nous allons décrire dans les prochaines sections. Le second facteur est l'ensemble des outils de graphisme et de traitement numérique des signaux que nous avons mentionnés. L'ensemble de ces indices nous a donné une vision privilégiée du phénomène par rapport aux approches précédentes.

## 1. Figures d'interférence

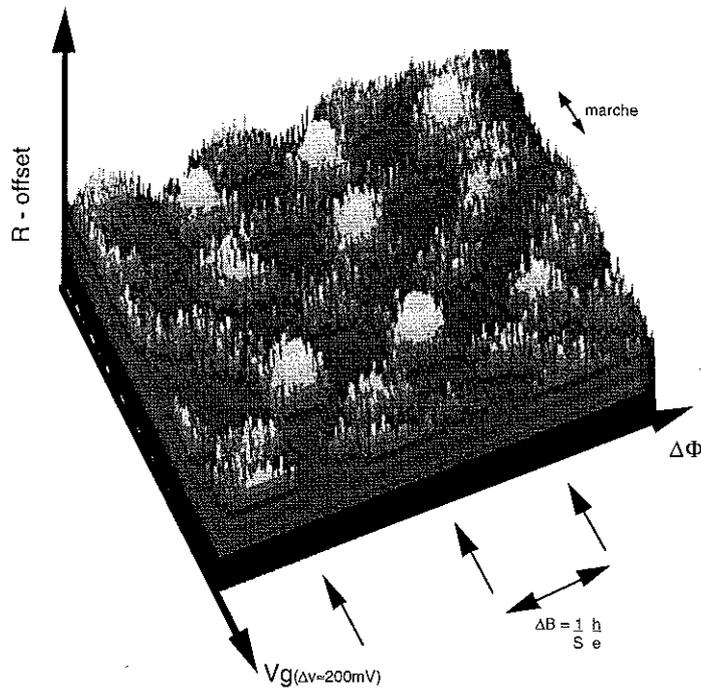
Au cours de nos analyses, nous avons constaté une série de particularités dans les figures d'interférences ("pattern") de magnétoconductance. Le graphique des niveaux de gris de la résistance de l'anneau en fonction de la variation de flux et de tension de grille  $V_g$ , présenté dans la figure IV.3, est très utile pour visualiser certaines structures dans ces figures.



**Figure IV.3.** Une certaine régularité est observable dans les figures d'interférence du graphique de magnétoconductance de l'anneau en fonction de la tension appliquée à la grille. La résistance de l'anneau est représentée par des niveaux de gris.

Dans la figure IV.3, nous pouvons observer la disparition des oscillations de magnétoconductance à partir d'une tension de -250 mV, en accord avec la tension de déplétion  $V_d$  calculée dans le premier chapitre. On constate aussi une certaine régularité dans des inversions de la phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm. Pour mettre en évidence le comportement des oscillations, une valeur moyenne (DC) est soustraite de chaque courbe de résistance en fonction de la variation du flux magnétique appliqué. Des variations de basses fréquences associées aux fluctuations universelles de conductances sont toujours présentes.

### 1.1 Variation de Phase

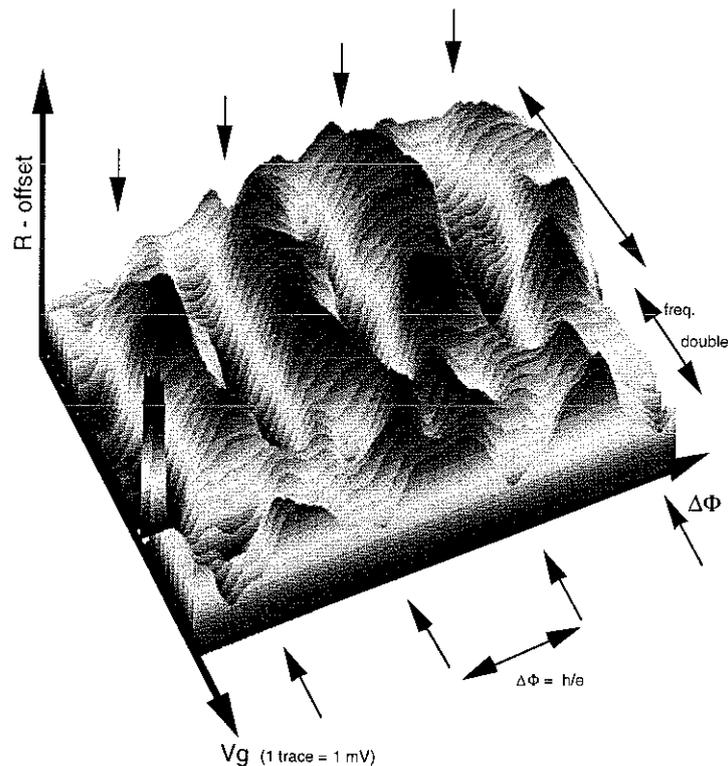


**Figure IV.4.** L'application d'un filtrage digital pour réduire les variations de basses fréquences de la magnétoconductance de l'anneau en fonction de la tension appliquée à la grille. Corrélation de phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm.

La technique de filtrage digital est un outil qui demande de l'attention car il peut créer des artefacts de calculs quand le signal est noyé dans le bruit. Les oscillations de Aharonov-Bohm sont de grandes amplitudes.

Dans la figure IV.4, nous utilisons un filtre passe-haut, dans le sens de la variation de flux, pour réduire l'effet des fluctuations universelles de conductance. Nous pouvons vérifier une corrélation dans la phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm pendant certains intervalles (marches) de variation de la tension de grille  $V_g$ . Des inversions de phase ( de 0 à  $\pi$ ) des oscillations sont vérifiées pour certaines valeurs de tension.

## 1.2 Doublement de fréquence



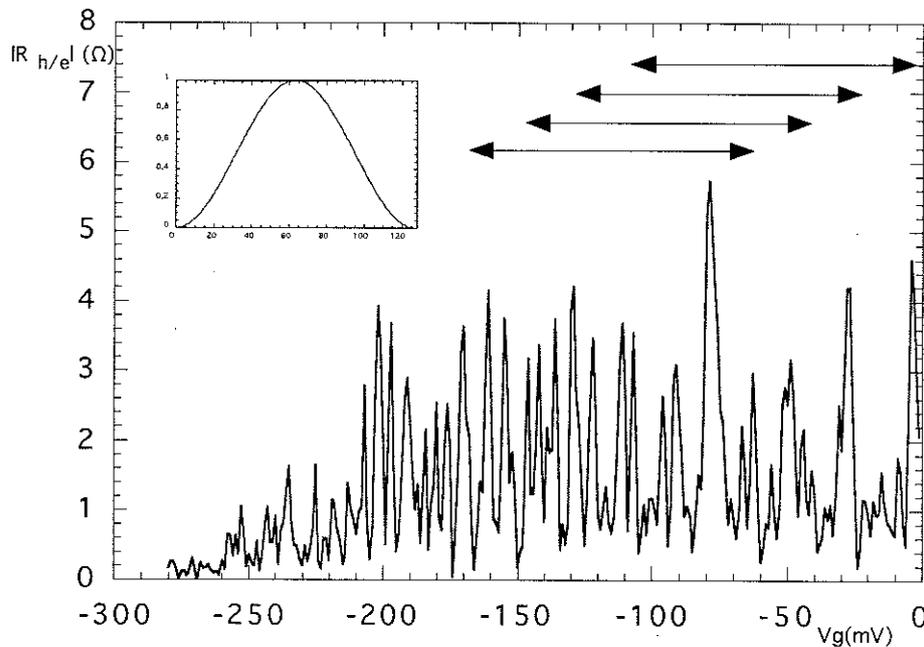
**Figure IV.5.** Pour certains intervalles de variation de tension de grille  $V_g$ , la fréquence des oscillations ( 4 périodes de  $h/e$  dans la figure) de Aharonov-Bohm est doublée.

L'analyse des résultats nous a montré une autre particularité présentée par les figures d'interférences. Nous avons constaté, pour certaines valeurs de la tension de grille, un doublement de la fréquence des oscillations de Aharonov-Bohm, associé, dans le cas d'un faible désordre, à une périodicité en flux de  $h/e$ . Dans la figure IV.5, nous pouvons vérifier

que, pour certains intervalles de tension de grille  $V_g$ , l'harmonique  $h/2e$  devient plus importante que l'harmonique  $h/e$ .

### 1.3 Evidence d'une période fondamentale

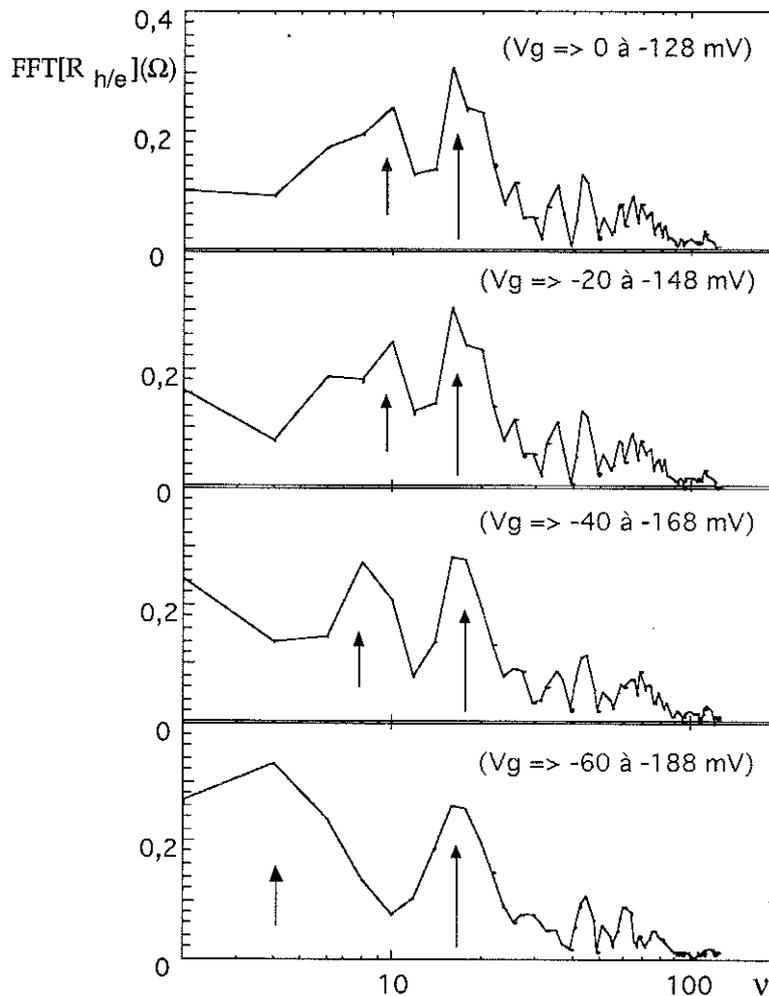
L'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm est obtenue par la transformée de Fourier (FFT) de chaque trace en fonction du flux magnétique, comme nous l'avons présenté dans les figures IV.1 et IV.2. La dépendance de l'amplitude de l'harmonique  $h/e$  ( $R_{h/e}$ ) des oscillations de Aharonov-Bohm est montrée dans la figure IV.6.



**Figure IV.6.** Amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille  $V_g$ . La figure à l'intérieur et les flèches représentent la fenêtre Hanning et les intervalles des données utilisés pour le calcul de la transformée de Fourier.

L'amplitude des oscillations présente des pics en fonction de la tension de grille. Comme nous l'avons constaté dans le graphique avec les niveaux de gris de la figure IV.3, l'amplitude des oscillations est nulle pour une tension de grille supérieure à  $V_g = -260$  mV (la tension de déplétion calculée dans le premier chapitre est de  $V_d = -250$  mV). L'amplitude des

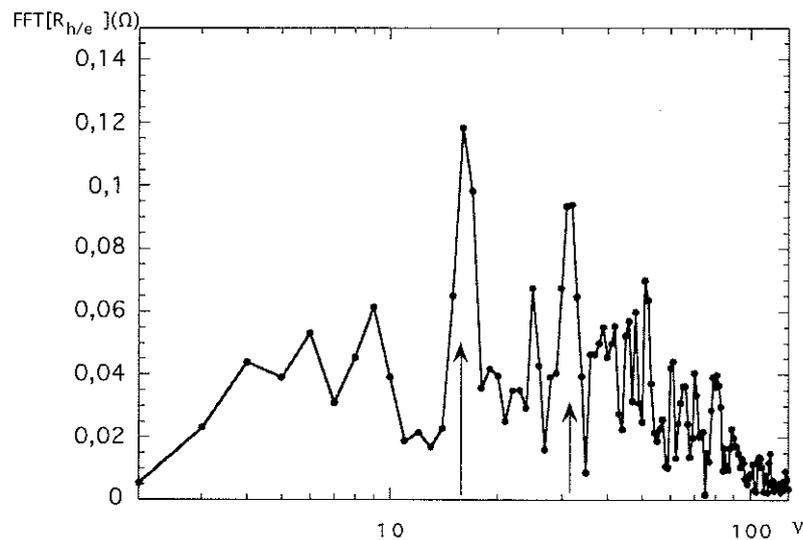
pics présente une valeur moyenne de  $2 \Omega$ , qui diminue à partir de  $V_g = -200 \text{ mV}$ .



**Figure IV.7.** Transformée de Fourier (FFT) de l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm pour différents intervalles de variation de tension de grille  $V_g$  (Figure IV.6). La fréquence  $\nu$  est donnée par le rapport de période des oscillations ( $\Delta V/V_d$ ) en fonction de la tension de grille  $V_g$  dans l'intervalle défini par la tension de déplétion  $V_d$ .

Malgré l'apparence chaotique de la figure IV.6, la transformée de Fourier de ces signaux nous permet de constater deux périodicités dans l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm, Figure IV.7. Une périodicité de plus basse fréquence, très dépendante de la tension de grille, et une autre fréquence plus robuste, avec une périodicité en tension de  $16 \text{ mV}$ , constante pour les intervalles considérés. Bien que, l'intervalle de calcul des transformées de Fourier se superpose, comme il est indiqué dans la Figure IV.6, la superposition des points est faible. Nous présentons dans

la même figure la fenêtre (Hanning) utilisée pour le calcul de la FFT. Il est possible de vérifier que le pourcentage effectif de données partagées est très réduit. De toute façon, le plus important à retenir dans cette séquence graphique est que nous avons une résolution pour différencier les deux fréquences et que, malgré une certaine intersection des données, la composante basse fréquence est très sensible au changement de l'intervalle de tension analysé.



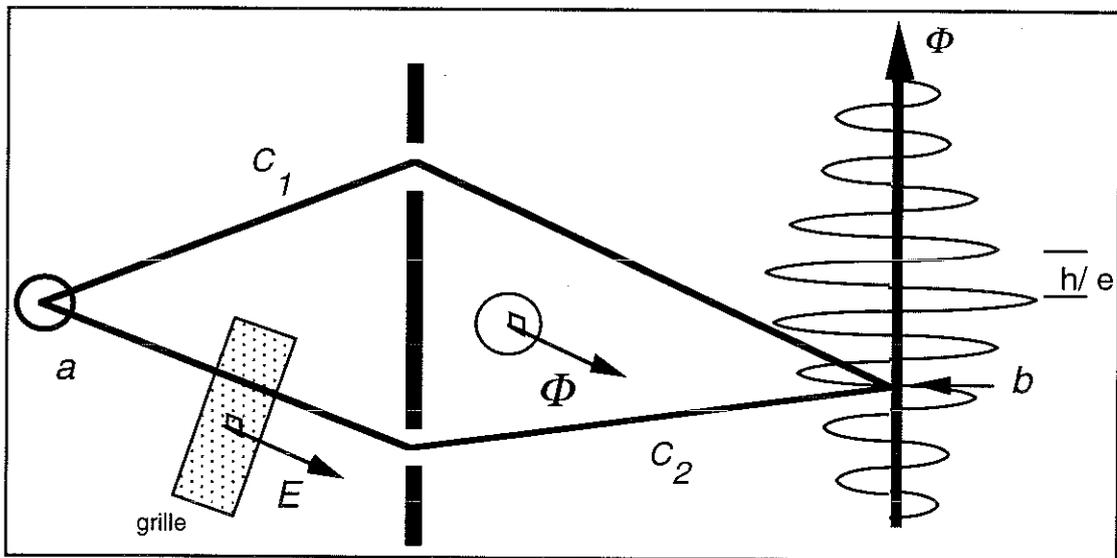
**Figure IV.8.** La composante de périodicité de 16 mV et sa première harmonique (32 mV) sont indiquées par les flèches et persistent dans les calculs de la transformée de Fourier (FFT) de l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm pendant l'intervalle où la boucle de l'anneau est fermée ( $V_g \Rightarrow 0$  à  $-256$  mV).

En fait, il suffit de calculer la transformée de Fourier pour l'intervalle de variation de tension de grille  $V_g$ , d'une tension nulle à la tension de déplétion ( $\approx -256$  mV), pour vérifier que l'amplitude de la fréquence correspondant à la période de 16 mV et à son premier harmonique ( $V_d/N_{(\Delta V)} = 8$  mV) est d'une amplitude supérieure au bruit moyen de la mesure.

La présence de cette périodicité dans la variation d'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm corrobore l'analyse visuelle du graphique de la Figure IV.3. Dans cette figure, l'apparente régularité dans le changement de région blanc et gris nous suggère des marches régulières de conductance qui sont brusquement commutées pour certaines valeurs de tension de grille.

## 2. Approches précédentes

Nous avons rencontré dans la littérature des résultats similaires aux figures décrites, mais répartis dans des expériences différentes. Cependant, nous n'avons pas trouvé de référence qui réunisse toutes les figures observées, ou d'explications satisfaisantes à ces structures.



**Figure IV.9.** Le schéma d'une expérience de Aharonov-Bohm avec une grille métallique pour appliquer un potentiel électrique sur une branche de la trajectoire électronique est inspiré de l'expérience d'interférences à deux fentes de Young.

Des expériences dans des couches de gaz d'électrons (2DEG) formées à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs ont déjà été présentées par une série d'articles par Yacoby *et al.* Leur montage expérimental et la géométrie des dispositifs sont différents du nôtre.

- En 1994, Yacoby *et al.* présentent un travail dont le titre ("*Unexpected Periodicity in an Electronic Double Slit Interference Experiment*") résume les résultats et conclusions [Yacoby94]. Ils ont observé une périodicité inattendue dans une expérience à deux fentes, sans proposer d'explication pour le fait expérimental. Le schéma de la géométrie de leur échantillon est présenté dans la Figure IV.1. La grille et la barrière avec les deux

fentes sont des grilles métalliques déposées sur une hétérostructure de GaAs-GaAlAs.

Ce travail est fortement inspiré de l'expérience de Webb *et al* [Webb]. Il cherchait à observer une oscillation d'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm en fonction de l'effet d'un champ électrostatique (déplétion partielle de la couche 2DEG) sur la phase  $\theta$  de la fonction d'onde électronique au-dessous de la grille, correspondant à une longueur d'onde additionnée au chemin  $c_2$ . Si on suppose une capacité constante entre la grille et la couche 2DEG, les oscillations sont périodiques en  $(1 - V_g/V_d)^{1/2}$  avec une période donnée par  $\lambda_F / d$ . L'expression pour la normalisation de la phase  $N_V$  est:

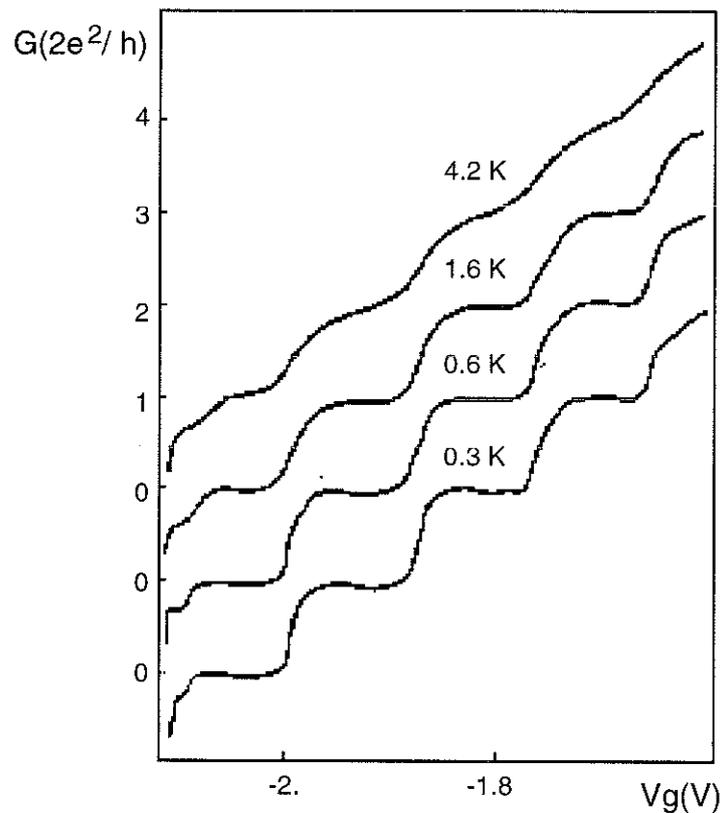
$$N_V = \frac{d}{\lambda_F} \sqrt{1 - \frac{V_g}{V_d}},$$

où  $\lambda_F$  est la longueur d'onde de Fermi et  $d$  la largeur de la grille. L'estimation de l'action du champ électrique et de la largeur effective de la grille est très limitée. Néanmoins, il est évident que ces oscillations dépendent fortement de la tension  $V_g$ . Pour avoir un ordre de grandeur, si on suppose une largeur effective  $d$  de 500 nm et une longueur de Fermi de 42 nm, la périodicité de ces oscillations aux environs de la tension de grille  $V_g$  nulle est de 21 mV.

- En 1995 et en 1996, Yacoby *et al.* ont présenté des mesures de magnétoconductance dans un anneau 2DEG confiné latéralement par des grilles métalliques, avec un puits quantique (quantum dot) dans une branche de l'anneau. Dans cette variante de l'expérience de Aharonov-Bohm, ils ont constaté une variation brutale de phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm totalement inattendue ("totally unexpected") [Yacoby95]. Ils ont observé, dans la même configuration expérimentale, des oscillations dans la magnétoconductance de leur échantillon avec une périodicité en flux magnétique de  $h/2e$  (doublement de fréquence) pour certaines valeurs de tension de grille. Ils ont suggéré que, pour certaines configurations de phase seulement, les chemins qui entourent (surrounding) la circonférence de l'anneau persistent.

## 2.1 Quantification de la conductance

En 1988, les groupes de Delf-Philips [vanWees] et de Cambridge [Wharam] ont montré l'évidence expérimentale d'une séquence de marches dans la conductance, en faisant varier la largeur  $W$ , via la variation d'une tension appliquée à une grille métallique, d'une constriction dans une couche de gaz d'électrons (2DEG) formée à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs.

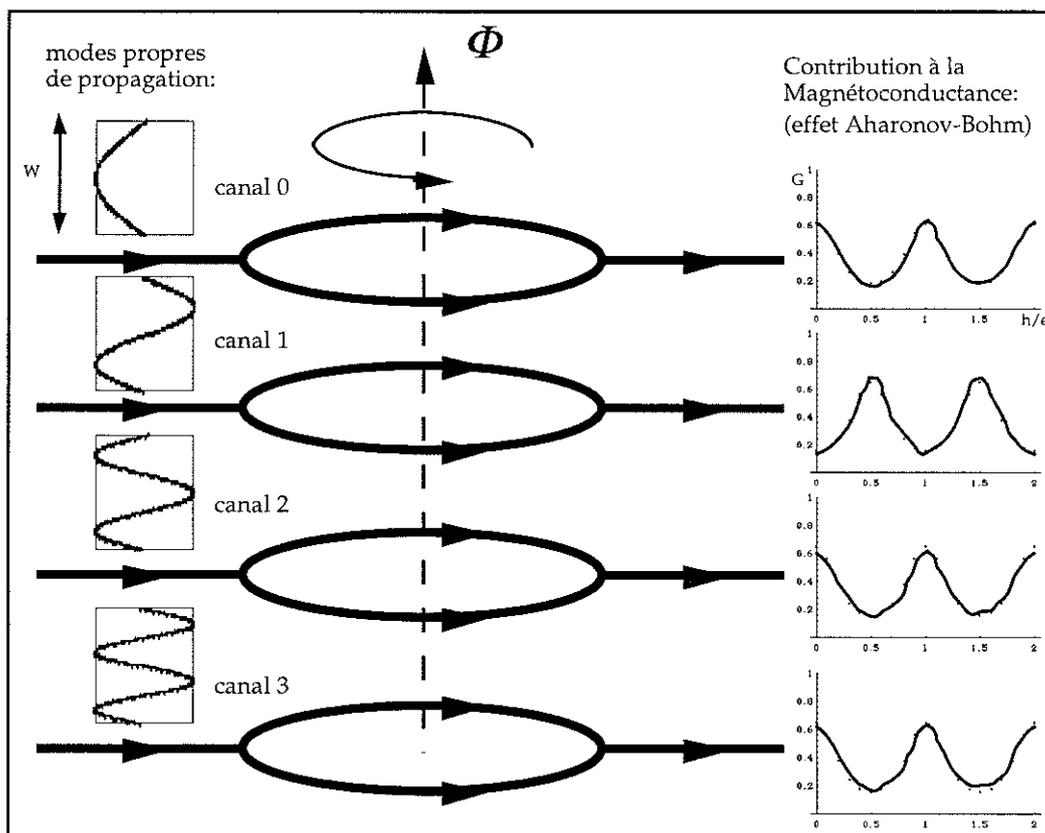


**Figure IV.10.** Quantification de conductance d'une constriction dans une couche de gaz d'électrons (2DEG), d'après [vanHouten].

Dans le premier chapitre, nous avons expliqué que la constriction se comportait comme un guide d'ondes électroniques, où un petit nombre,  $N \approx 2W/\lambda_F$ , de modes transverses de propagation pouvait se propager au niveau de Fermi [vanHouten]. Les caractéristiques de la couche et la largeur ( $W \approx 500$  nm) de l'échantillon dans les expériences de Wharam et *al.* sont similaires à celles de notre échantillon (la largeur effective de la branche de l'anneau est  $W \approx 660$  nm).

### 3. Discussion des résultats

L'ensemble des indices présentés dans nos résultats suggère une superposition des effets pour expliquer les changements dans les figures d'interférence de la magnétoconductance de l'anneau en fonction de la tension de grille. Dans la figure IV.11, nous présentons une description simplifiée de l'effet de la superposition des effets de Aharonov-Bohm et de quantification de conductance. La symétrie des oscillations de Aharonov-Bohm dans la mesure à deux fils est expliquée par des arguments de symétrie par rapport au renversement du temps.



**Figure IV.11.** La magnétoconductance de l'anneau est le résultat de la contribution due aux différents modes propres de propagation. La coupure successive du nombre des canaux par l'action de la grille provoque la variation observée dans les figures d'interférence.

La somme des contributions de la variation d'amplitude des coefficients de transmission pour chaque mode propre de propagation dans l'anneau résulte dans l'amplitude de la magnétoconductance totale de l'anneau. La variation de la tension de grille provoque une commutation dans la configuration de l'anneau. La somme des amplitudes est sensible à la commutation de chaque canal. A cet effet se superpose la variation due à l'effet électrostatique décrit par Webb et par Yacoby et al. Ces oscillations sont très dépendantes de la tension de grille  $V_g$ . Nous les identifions avec les oscillations de basses fréquences présentées dans la figure IV.7. Cependant, les oscillations de périodicité de 16 et 8 mV sont associées à la commutation du nombre de canaux sous l'action de la grille  $V_g$ . Ce raisonnement est renforcé par le fait que, malgré les difficultés d'un calcul exact du nombre  $N$  de canaux de conduction dans l'anneau, un ordre de grandeur est donné par:

$$N \approx 2 \frac{W}{\lambda_F} \approx 2 \frac{660 \text{ nm}}{42 \text{ nm}} \approx 31,4$$

où  $W$  est la largeur effective de la branche de l'anneau, déterminée par la largeur de la couche lithographiée (1,2  $\mu\text{m}$ ) après soustraction de l'effet de déplétion du bord (270 nm). Le nombre estimé des oscillations avec une périodicité de 16 et 8 mV comprise dans la variation de la tension de déplétion  $V_d$ , est de:

$$N_{(\Delta V=16)} \approx \frac{V_d}{\Delta V} \approx \frac{250\text{mV}}{16 \text{ mV}} \approx 15,6$$

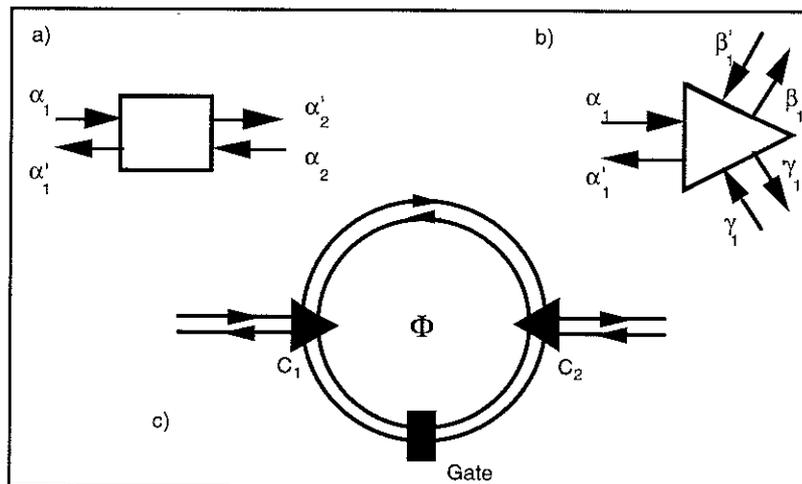
et

$$N_{(\Delta V=8)} \approx \frac{V_d}{\Delta V} \approx \frac{250\text{mV}}{8 \text{ mV}} \approx 31,2$$

Les ordres de grandeur nous permettent de supposer une liaison entre le nombre des oscillations et la commutation du nombre de canaux. Ces indices sont cohérents avec l'interprétation des marches dans les graphiques présentés dans les figures IV.3 et IV.4. Ces données sont consistantes aussi avec les ordres de grandeur des résultats expérimentaux obtenus dans les expériences décrites précédemment [Yacoby, vanWees, Wharam].

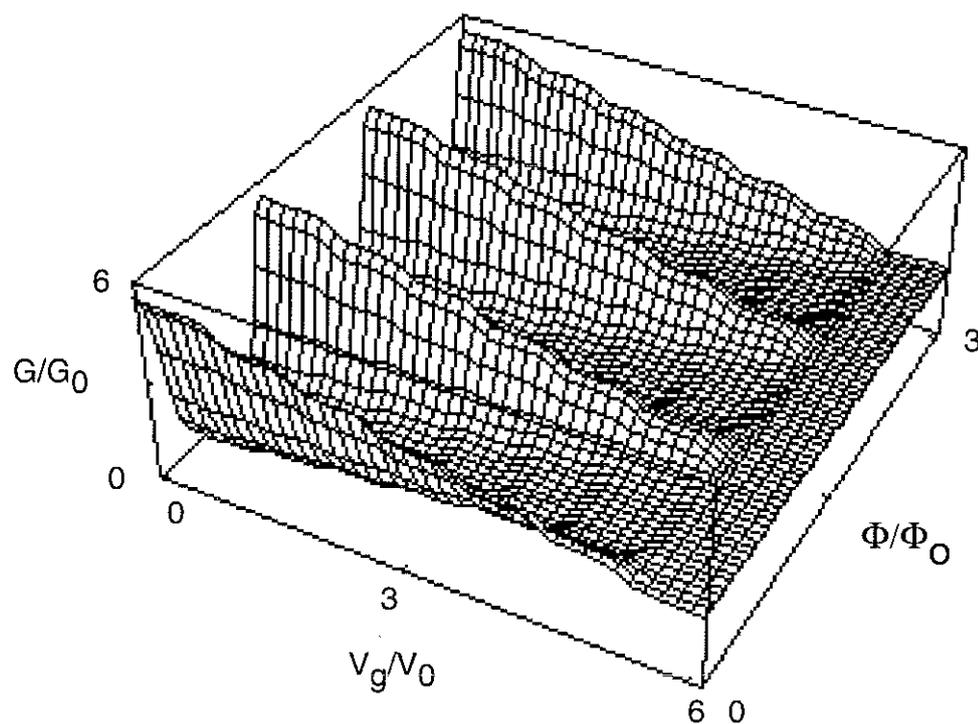
## 4. Simulations

Dans le but de vérifier les effets de la variation du nombre de canaux dans la figure d'interférence d'un anneau faiblement désordonné, nous avons modélisé la magnétoconductance de l'anneau et l'effet de quantification de conductance. Cette modélisation n'a été possible qu'avec l'ineestimable collaboration du professeur Thierry Martin, de l'Université d'Aix-Marseille. Le problème a été abordé en utilisant l'approche de Buttiker, Imry et Landauer pour la conductance. Nous nous sommes intéressés à la distribution de probabilité de la transmission dans l'anneau, dans le cas où les branches supérieure et inférieure n'ont qu'un seul canal de propagation. Les résultats sont discutés dans l'annexe D.

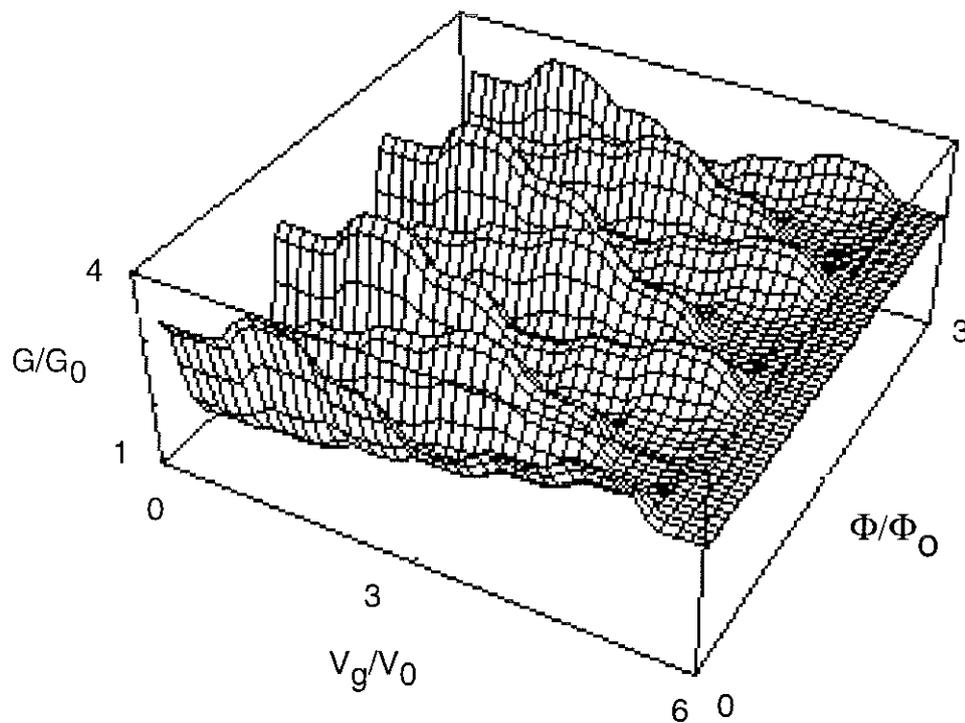


**Figure IV.12.** Diagramme schématique des éléments de circuit (a et b) et de l'anneau (c) pour la construction de la matrice globale de transmission.

Les éléments de circuit sont décrits par la matrice  $T$  de transmission (transmission matrix), dérivée de la matrice  $S$  de diffusion (scattering matrix). La conservation du courant se traduit par l'unitarité de la matrice  $S$  et par des contraintes équivalentes sur la matrice de transmission. Pour la construction de la matrice de transmission globale, nous avons adopté certaines simplifications: les jonctions sont similaires et il n'y a pas de "scattering" dans la branche supérieure. La grille est définie comme un potentiel de selle. La variation du coefficient de transmission donne des marches de conductance.



**Figure IV.13.** Calcul de la transmission totale de la magnétoconductance d'une expérience de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille (6 canaux) et la variation du flux magnétique ( $3 h/e$ ), pour des canaux identiques.



**Figure IV.14.** Calcul de la transmission totale de la magnétoconductance d'une expérience de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille (6 canaux) et la variation du flux magnétique ( $3 h/e$ ), pour des canaux dissymétriques. Le désordre est représenté pour des différences de phases  $\Theta_n$  aléatoires entre les différents canaux de conduction ( $0, \pi, \pi, 0, 0, \pi/2$ )

## 5. Conclusion

Selon notre approche, la superposition des effets de quantification de conductance et l'interférence entre canaux est une explication à une série de structures dans les figures d'interférence observées dans les mesures de magnétoconductance d'un anneau lithographié, dans des couches de gaz d'électrons (2DEG) formées à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs, dans le régime quasi-balistique.

Les variations dans les figures d'interférence dans les mesures de magnétoconductance d'une expérience Aharonov-Bohm en fonction de la variation du champ électrique ont été récemment rapportées dans différentes expériences et configurations géométriques:

- " unexpected periodicity "(1994)
- "*abrupt* phase change " , " totally unexpected " (1995)
- " under certain phase conditions only the  $h/2e$  exists - suggesting that only paths surrounding once the full ring's circumference survive" (1996)

Nous avons réalisé des simulations numériques qui corroborent notre analyse. Les détails microscopiques des modèles semblent jouer un grand rôle. Une analyse statistique du comportement de variation de phase  $\Theta$  du signal de Aharonov-Bohm peut éclaircir la corrélation entre les différents modes propres de conduction. Ces résultats sont importants pour la compréhension du transport dans les systèmes mésoscopiques. Une compréhension de la corrélation et de l'interaction des canaux sont d'un profond intérêt pour la détermination de l'amplitude et le comportement des courants permanents.

---

## Conclusion

---

*"Melhor ! Combateremos à sombra."*

Dioneceu



Au cours de ce travail, nous avons effectué de nouvelles mesures de magnétoconductance et d'aimantation d'un anneau lithographié dans un système bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérojonction GaAs-GaAlAs (2DEG). La périodicité de l'aimantation en fonction de la variation du champ magnétique appliqué ( $h/e$ ) est la signature de courants permanents. L'amplitude de ces oscillations, dans la limite de sensibilité de notre système de mesure, correspond à des courants dans l'anneau d'ordre 3,5 nA ( $\approx I_0$ ), ce qui est compatible avec les résultats obtenus antérieurement pour les mesures d'anneaux similaires. Cependant, des questions restent posées sur sa stabilité.

Les mesures de Mailly *et al*, dans des anneaux 2DEG, comportaient aussi des instabilités, mais leur échantillon présentait des instabilités dans les mesures de magnétoconductance. Nous ne pouvons pas utiliser ce critère car nos mesures de Aharonov-Bohm sont très stables. La qualité des échantillons et les améliorations de blindage et du système de mesure sont une possible explication pour cette stabilité.

Les résultats mettent en évidence les différents comportements pour les mesures de courants permanents (aimantation) et Aharonov-Bohm (transport). Un indice possible est que les courants permanents sont très sensibles à la variation du nombre de charges dans l'anneau. Nous soulignons la nécessité de mesurer un anneau isolé, car les effets de moyennage, dans la mesure de multiples anneaux, rendent impossible l'observation de ces fluctuations.

Nous avons amélioré le système de magnétométrie à microSQUID. Nous avons développé un nouveau circuit de détection SQUIDHY, qui permet une adaptation et un fonctionnement convivial du système, déjà utilisé ou en voie d'utilisation pour plusieurs études: magnétisme de petits objets (T. Ohm, C. Paulsen), micromagnétisme (W. Wernesdorfer, E. Bonnet) et microscopie à microSQUID (K. Hasselbach).

Nous avons testé et comparé plusieurs techniques alternatives de méthodes de mesure de microSQUIDs, qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit. La sensibilité et le facteur de couplage des microSQUIDs les rendent imbattables pour les mesures de petits échantillons. La

robustesse et la simplicité d'opération de notre système le rendent très compétitif par rapport aux autres microSQUID développés, comme les SQUID de shunté dissipatif. Ces derniers, en plus des difficultés techniques de conception du shunt, ont besoin d'une électronique bas bruit délicate et sophistiquée. La possibilité d'acquisition de plusieurs microSQUID simultanément fait de notre système une bonne option pour la détection de systèmes de matrices de SQUIDs. Ils ont un potentiel d'application dans l'imagerie ou pour l'étude d'effets de bord dans les couches minces. L'utilisation de microSQUIDs avec des shuntés haute fréquence peut faire gagner au système un ordre de grandeur en sensibilité, au coût de la sophistication de la fabrication du détecteur.

Nous avons mesuré la magnétoconductance d'un anneau 2DEG en fonction de la tension de grille. Nous avons élaboré des programmes de simulation, de traitement numérique, contrôle et acquisition de données. Nous avons constaté une certaine régularité dans les inversions de la phase  $\Theta$  des oscillations de Aharonov-Bohm. Nous avons observé un doublement de la fréquence des oscillations de Aharonov-Bohm pour certaines valeurs de tension de grille. Finalement, nous avons constaté une périodicité dans l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm. Nous avons proposé un modèle pour expliquer la variation remarquable de phase, l'amplitude et le doublement de la fréquence des oscillations qui peuvent aussi expliquer le résultat des expériences précédentes.

Des améliorations dans le système pour la magnétométrie à microSQUID sont nécessaires pour la compréhension des courants permanents. Nous avons porté notre attention à des aspects qui peuvent mettre en évidence le rôle des canaux de conduction dans le transport et dans les conditions d'équilibre d'un anneau 2DEG. Nous soulignons que le champ d'application des effets d'interférence dans les mesures de transport et d'aimantation d'un système mésoscopique est encore loin d'être épuisé.

---

## **Annexe A : Registres de SQUIDHY**

---



## Registres d'écriture

### Registre de Clock :

Cette commande détermine un facteur de division de l'horloge de référence (40 MHz) par les diviseurs que fournit l'horloge du compteur de largeur de Période (**clock P**) et par le compteur qui détermine le début de Palier et le début de Rampe (**clock RP**). Le registre est divisé en 2 nibbles (4 bits). Le nibble le moins significatif détermine le *clock P* et le nibble le plus significatif détermine le *clock RP*.

### Registre de début Palier :

Cette adresse détermine le temps mort, en numéro de comptage de *clock RP*, entre la remise à zéro (RAZ) et le début du Palier. C'est un registre de 8 bits. Le temps mort ( $\text{Palier} \times \text{Clock RP}$ ) ne doit pas dépasser le temps de début de Rampe ( $\text{Rampe} \times \text{Clock RP}$ ).

### Registre de début Rampe :

Cette adresse détermine le début de la rampe, en numéro de comptage de *Clock RP* par rapport au début du cycle de mesure. C'est un registre de 8 bits. Le début de rampe ( $\text{Rampe} \times \text{Clock RP}$ ) ne doit pas dépasser la largeur de Période ( $\text{Période} \times \text{Clock P}$ ).

### Registre de largeur de Période :

Cette adresse détermine la largeur de Période, en numéro de comptage de *Clock P*, par rapport au début du cycle de mesure. Dans le mode *périodique*, ce signal détermine la remise à zéro (RAZ) du cycle. Dans le mode *rapide*, ce signal détermine le temps RAZ si le SQUID ne transite pas. C'est un registre de 8 bits. La largeur de Période ( $\text{Période} \times \text{Clock P}$ ) doit être évidemment supérieure au début de palier ( $\text{Palier} \times \text{Clock RP}$ ) et au début de rampe ( $\text{Rampe} \times \text{Clock RP}$ ).

### Registre de Mode :

Ce registre permet de définir les différents modes d'opération et leurs possibles combinaisons : soit Périodique, Rapide ou Attendre, soit Master

ou Slave, soit réinitialiser le système par software (Z) ou envoyer des signaux de test.

Modes	bit 7	bit 6	bit 5	bit 4	bit 3	bit 2	bit 1	bit 0
Periodique	X	0	0	0	X	X	0	0
Rapide	X	0	0	0	X	X	0	1
Attendre	X	0	0	0	X	X	1	0
Asynchron	X	0	0	0	0	0	X	X
Master	X	0	0	0	0	1	X	X
Slave	X	0	0	0	1	0	X	X
Z	X	1	0	0	X	X	X	X
SDAC	1	0	0	0	X	X	X	X
SRMP	0	0	1	0	0	0	0	0
SPLR	0	0	0	1	0	0	0	0

**Tableau III.1.** Mot de configuration du mode de mesure.

#### Registre de **Average** :

Ce registre détermine le numéro de mesures accumulées par la carte avant d'envoyer un signal de fin de mesure et attendre la lecture par l'ordinateur. Avec l'option *average* égale à zéro, la carte est en régime de cycle continu. Cela est utile pour la mise au point des paramètres du circuit de détection. C'est un registre de 8 bits.

#### Registre du **DAC Palier** :

Ce registre détermine le niveau de tension du convertisseur de 16 bits qui détermine le niveau de tension du palier.

#### Registre de **DAC Rampe** :

Ce registre détermine le niveau de tension du convertisseur de 12 bits. Ce niveau détermine la pente de la rampe du générateur de courant.

**Registre de DAC Seuil :**

Ce registre détermine le niveau de tension du convertisseur de 12 bits qui détermine le niveau de tension de seuil pour le comparateur de transition.

**Registres de Lecture****Registre de Status :**

Le registre de *Status* présente dans le bit 0 le signal de fin de mesure ("buffer full"). Il est également possible de vérifier des signaux logiques internes comme *rampe* (bit 1) qui donne le temps pendant lequel la rampe est active, et *palier* (bit 2) qui donne le temps pendant lequel le palier est actif.

**Registre de Mesure :**

Le registre de mesure contient le résultat des accumulations enregistrées dans le compteur de mesure de 20 bits (1 048 576). Le résultat est donné en unités de période (30 ns) du clock de référence (40 MHz).

**Modes d'Opération****Cycle continu :**

Zéro, dans la commande de numéro de *average* (accumulation) permet la génération en continu de cycles de mesure. La mesure n'est pas enregistrée, mais cette option peut être utile dans la mise au point des paramètres du SQUID avec l'aide d'un oscilloscope. Il faut faire au moins une mesure pour le déclenchement d'un cycle.

**Z :**

L'activation bit 6 du mot de configuration de Mode de mesure fait une réinitialisation de tous les compteurs de l'interface de contrôle.

**SRMP :**

L'activation bit 5 du mot de configuration de Mode de mesure fait l'activation forcée du signal interne qui active le compteur de mesure.

**SPLR :**

L'activation bit 4 du mot de configuration de Mode de mesure fait l'activation forcée du signal interne qui active le palier et son bord de descente active le début de la rampe de courant.

**Interruption :**

Le système peut travailler en régime d'interruption de la carte DIO-96. Cette option est habilitée et déshabilitée par programmation de la carte d'interface.

**MPCI**

La boîte de contrôle contient trois sorties serial standard MPCI (DIN8) qui permettent le contrôle de plusieurs périphériques développés au CRTBT : sources de courant, convertisseur numérique-analogique et analogique-numérique, etc. Les trois sorties sont directement connectées au port B de la Carte de Communication, par conséquent seulement une Interface de Contrôle par câble peut avoir ses connecteurs activés. Les connections SW1, SW2 et SW3 déterminent les connecteurs habilités. La génération des signaux de communication du standard MPCI est faite par programmation. Pour le détail de la programmation, voir le Mode d'emploi de l'interface MPCI. Plus d'une sortie MPCI active dans la même ligne du même bus signifie un court-circuit dans les optocouples connectés à cette ligne.

---

## **Annexe B : How to measure persistent currents in a mesoscopic ring?**

Publié dans: *Quantum Transport in Semiconductor Submicron Structures*  
(Kluwer Academic Publishers, Netherlands) 207, (1995)

---



## How to measure persistent currents in a mesoscopic ring

G. Cernicchiaro<sup>a,d</sup>, K. Hasselbach<sup>a</sup>, D. Mailly<sup>b</sup>, W. Wernsdorfer<sup>a,c</sup>  
and A. Benoit<sup>a</sup>

a) CRTBT, CNRS, BP 166 X 38042 Grenoble Cédex9, France

b) LMM, CNRS, 196 Av. H. Ravera, 92220 Bagneux, France

c) Laboratoire Louis Néel, CNRS, BP 166X,38042 Grenoble Cédex9, France

d) CBPF/ CNPq, r. Xavier Sigaud 150, 22290 Rio de Janeiro-RJ, Brazil

We describe general considerations important for the choice of the material and the sensors for persistent current measurements. We show the interest of using a combination of a microscopic SQUID device on top of a loop made of a 2 dimensional electron gas. We present our results obtained and present the developments which we undertake to increase the performances, in the aim to explore a wider parameter range. We mention other applications of micro-SQUID sensors.

### Introduction: What are Persistent Currents?

When isolated mesoscopic metal rings are threaded by a magnetic field, they acquire a magnetic moment and an associated equilibrium circulating electrical current [1], as the ring's free energy becomes a periodic function of the flux. This current arises due to the conservation of the electron's phase. The current is expected to be a periodic function of the magnetic flux with a fundamental period of .

$$\Phi_0 = h/e = 4 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$$

Büttiker, Imry and Landauer [2] predicted that, this effect persists in the presence of disorder.

For a given energy level  $n$ , the current flowing in the ring is proportional to the velocity of the electrons and therefore is given by the flux derivative of the energy  $E_n$ .

$$I_n(\Phi) = -dE_n/d\Phi = -e v_n / L$$

The sign and the amplitude of the current depend of the number of electrons in the ring. An order of magnitude is given by the contribution of the last occupied level

$$I_0 = e v_F / L$$

where  $v_F$  is the Fermi velocity and  $L$  the perimeter of the loop.

When the ring has a finite cross section  $A=L_x L_y$ , then there are  $M$  channels contributing to the current with  $M=A/\lambda_f^2$  or  $M=L_y / \lambda_f$  when the metal ring is only two dimensional .

The effects of disorder are also separated in two regimes, large disorder when the localisation length  $\xi = M l < L$  ( $l$  = elastic mean free path) is smaller than the samples perimeter, then the persistent current becomes  $I = I_0 \exp(-L/\xi)$ ,

and the diffusive regime  $l < L < \xi$ . In this case the critical current is only diminished by  $1/L$ .<sup>3</sup>

The characteristic level spacing for a 1 dimensional metal ring is  $\Delta = 2\pi\hbar v_f/L$ . If the ring is 2 dimensional with no disorder at zero temperature then more channels of conduction will appear: If the channels are independent all the currents in the channels add up and, due to the randomness of the sign, give a total amplitude of  $I = I_0\sqrt{M}$ . If the regime is diffusive then the channels mix and the amplitude will be about  $I_0$ .

The temperature affects the current through two mechanisms. The first one is reducing the phase coherence length. The other is to mix contributions of each level. The temperature effects can be separated in a low temperature and a high temperature regimes. The transition takes place when  $k_B T^* = \hbar v_F / L$ . For  $T > T^*$  the persistent current decreases exponentially, for  $T < T^*$  no level mixing takes place. Level mixing reduces the current since adjacent levels give opposite contributions to the current and an exponential decay is predicted.

$T^*$  is in the best cases about 1 K, leading to experiments which have to be performed at lowest temperatures.

### Sample

The ring may be made either of a metallic or a semiconductor sample. Metal rings are easier to be fabricated as they are patterned in just one step of e-beam lithography. But such samples have an elastic mean free path much smaller than the sample dimensions and therefore, the electronic transport is in the diffusive limit and the corrections of the persistent current amplitude become important.

If one chooses to use samples made of a semiconductor, it becomes possible to grow heterojunction with very high mobility. The result is a ring with less disorder and the possibility of tuning this disorder from the diffusive regime to the ballistic regime, observing an increase of the persistent current. The trade-off is that the Fermi-velocity is smaller than in metals, reducing the current.

sample	metallic ring Au/Cu	GaAs heterostructure $n=4.5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ $\mu=1.1 \cdot 10^6 \text{cm}^2 / \text{Vs}$
L	1.5 $\mu\text{m}$	2.5 $\mu\text{m}$
$k_F$	$1.2 \cdot 10^{10} \text{m}^{-1}$	$0.9 \cdot 10^8 \text{m}^{-1}$
$v_F$	$10^6 \text{m/s}$	$1.5 \cdot 10^5 \text{m/s}$
$L_\Phi$	2 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$
l	0.07 $\mu\text{m}$	5 $\mu\text{m}$
M	$10^5$	15
$I_0$	30 nA	6 nA
I expected	0.1 nA	6 nA
$T^*$	100 mK	1 K
magnetization	50 $\mu_B$	1000 $\mu_B$

### Measurements techniques

Three different techniques are commonly employed in order to measure small magnetization values: susceptibility measurements with mutual inductance coils, SQUID Sensors and force measurements. Each technique has his own application field .

High frequency susceptibility measurements are useful for big sample volumes, as the pickup coils are wound with wire. What is measured is the mutual inductance and the signal is amplified by resonance techniques. Here the limit of resolution is the noise temperature of the amplifiers used, the best have a temperature of about 100 mK  $dE \approx 10^{-24} \text{J}$ .

SQUIDs are a good solution for low frequency, low magnetic fields measurements. Their theoretical energy resolution in one second is limited

only by quantum effects  $dE \approx h/t = 10^{-33}$  J but such a resolution is very difficult to achieve at high frequencies or high magnetic field.

In high magnetic fields a well established method consists in using mechanical torsion oscillators with typical energy resolution of  $10^{-12}$  J/T =  $10^{-12}$  Am<sup>2</sup> =  $10^{11} \mu_B / \mu_0 = 10^{-9}$  emu. This is many orders of magnitude less sensitive but still the best choice for high magnetic field measurements.

For our application we can use the most sensitive detector, the SQUID.

### COUPLING CONSIDERATIONS

Energy sensitivity is one important point, but at least as important is the question how the sample's magnetization is transferred to the sensor. We will mention here the situation met using SQUID techniques. For macroscopic samples the most common technique to measure flux is to place the sample in a millimeter size N turn pickup coil, and to transfer N times the flux to a SQUID input coil. But the use of a solenoid, not well adapted to the intrinsic flat samples of mesoscopic physics as the filling fraction (sample volume/volume pickup coil), is very low.

The best coupling is obtained if the pick-up coil has the same diameter as the sample. In mesoscopic physics, typical inductance values are:  $L_1 = 10^{-12}$  H = 1 pH.

This coil can be coupled to the SQUID through a transformer in order to adapt it to the SQUID inductance. However, in the case of a micron-size sample with a typical SQUID-inductance value,  $L_2$ , of 1  $\mu$ H, the inductance matching is only achieved with a 300 turns ( $N_2$ ) coil,  $\frac{L_1}{L_2} = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^2$ , around the micron size sample-ring, impossible to realize on this scale.

Using a single turn coil with inductance  $L_1$  (1 pH), connected to a SQUID input with inductance  $L_2$  (1 $\mu$ H), the signal is decreased by a factor  $L_1/L_2$  ( $10^6$ ).

If one uses a larger pick-up coil ( $L_2$ ) to measure a small sample's ( $L_1$ ) magnetization it is best when the sample is not at the center but near the side of the coil. The signal is, in these cases, decreased compared with the optimum value by a factor  $(L_1/L_2)^2$  (at the center) and  $L_1/L_2$  (the side).

In order to improve the filling fraction planar coils are built by lithographic techniques. But the multi turn transformer is again much larger than the sample, and the flux has to be transported to the SQUID input circuit. The advantage is that the SQUID can be independent of the sample, it can be fabricated apart and can be very complex and sensitive<sup>4</sup>.

The second approach is to put the sample on the SQUID without the use of a flux transformer. This is a very efficient way in the case of perpendicular magnetization. Either the sample has the same size as the SQUID, then it is placed best just on top of the SQUID, or if the sample is smaller, it should be placed in a corner of the SQUID. These situations are presented in the figures underneath. Figure 1 shows how the coupling increases as the sample's diameter (a filamentary 1 turn loop) approaches the SQUID diameter and as it lowers again as the sample continues to grow. Figure 2 shows how the coupling varies as the sample is moved from the left to the right through the SQUID loop. The fact that the real samples and SQUID have finite width leads to a broadening and reduction of the mutual inductance between sample and SQUID.

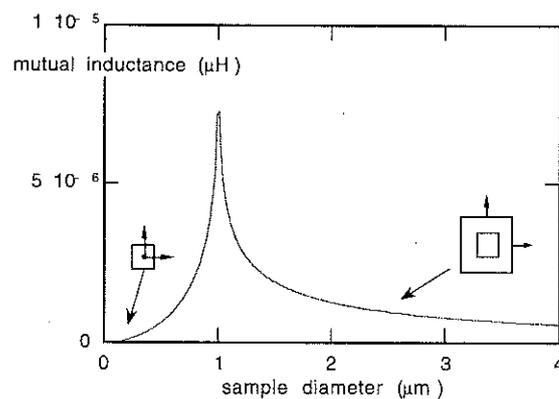


Fig. 1. The mutual inductance between two filamentary coplanar square loops. One loop is of fixed size ( $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ ), the second loop increases its size.

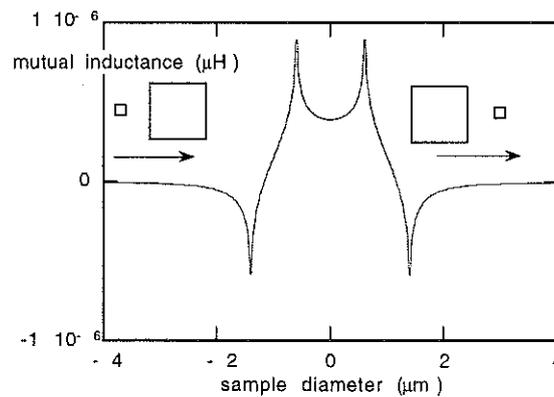


Fig 2. The mutual inductance between two filamentary coplanar square loops. The diameter of the small loop is  $0.4 \mu\text{m}$  and of the big loop (SQUID) is  $2 \mu\text{m}$ . The small loop is moved from the left to the right (arrows). The flux linkage is biggest when the sample is close to the edge of the SQUID.

The fact that small samples are best coupled if the sample is close to the SQUID is also true when the sample is a ferromagnet. If the sample's magnetization is parallel to the SQUID's plane then the best position of the sample is actually on the SQUID's wire. This situation is encountered in the study of the magnetization of small ferromagnetic particles. Here the flux through the SQUID loop can be estimated by

$$\Phi_{\text{loop}} = \int B dA \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot m / 4\pi d ; d = \text{distance between loop and particle. } m \text{ is its magnetic moment.}$$

This estimate is of first order, more precise analytical calculations are shown here for a spherical Co ( $M=1.4 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ) particle of  $5 \text{ nm}$  diameter. The figures below show the flux intercepted by the SQUID as function of the position of the particle and the diameter of the SQUID's wire. As in our first order approximation, it is clear that the coupling decreases rapidly with the sample's distance (Figure 3).

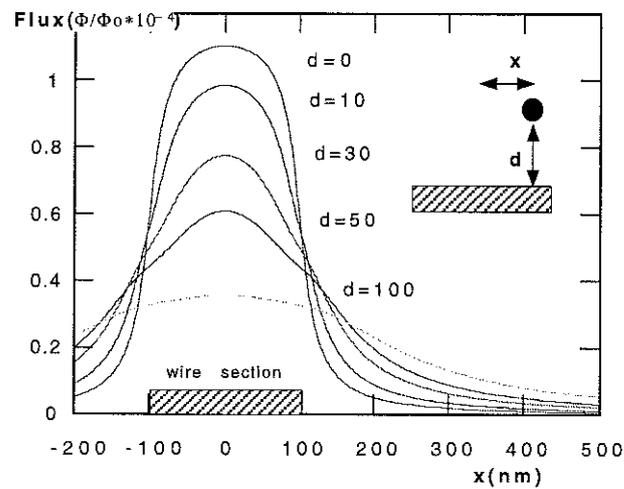


Fig 3. Flux as function of the sample's position ( a spherical Co particle of 5 nm diameter). The cross section of the SQUID wire is  $a=100$  nm et  $b=10$  nm.

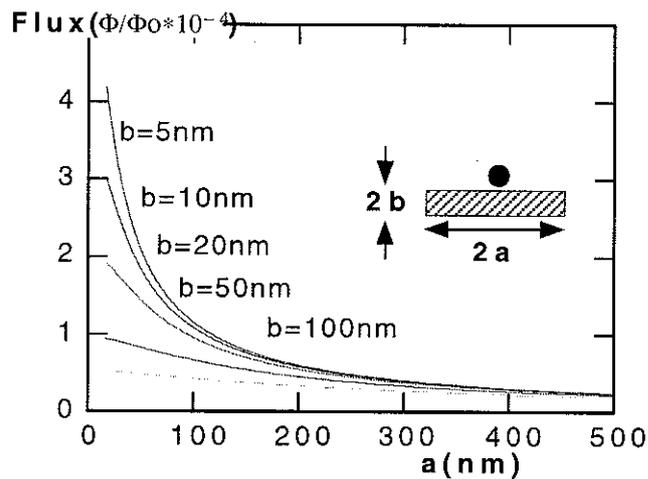


Fig 4. Flux as function of the wire's dimensions. The particle ( a spherical Co particle of 5 nm diameter) sits on the wire's center.

In figure 4 it becomes clear that the wire cross-section must be as small as possible to obtain the largest signal. This observation stresses the importance of proper alignment between the sample and the SQUID. This geometry has been successfully used [5].

## DISSIPATION IN MICRO STRUCTURES

We have demonstrated the importance of the coupling between sensor and a mesoscopic sample. But a second important consideration in these intrinsically small structures is energy dissipation and heat conduction. The energy sensitivity [6] of the SQUID is best when  $\beta = \frac{L I_c}{\Phi_0} = 1$ . This gives a critical current of 2 mA for a 1  $\mu\text{m}$  diameter SQUID. When the critical current is reached, a voltage drop (typically the gap voltage:  $V_{\text{gap}}$  0.1 mV 1mV for Al and Nb respectively.) appears and heat is generated in the entire device. The entire superconducting structure heats up and transits in the normal state. This type of SQUID is hysteretic, as the generated heat takes time to diffuse and the applied current has to be reset to zero to allow the SQUID to cool down. The time scales, typically 10 to 100 nsec, are fixed by the mechanisms of heat transfer to the substrate (phonons: Kapitza Resistance) or to the leads (thermal conduction via the electrons).

How does this fact scale with size? The thermal boundary resistance called Kapitza resistance has the following temperature dependence:  $\rho_K = 10^{-2}/T^3$  (K m<sup>2</sup>/W),  $\dot{Q} = A \Delta T / \rho_K$ ,  $T_{\text{base}} = 100$  mK,  $\Delta T = 10$  mK

SQUID diameter $\mu\text{m}$ -> Inductance nH	critical Current $I_c \mu\text{A}$	dissipated power (Al) W
1000 ->1 nH	1	$1 \cdot 10^{-10}$
1 ->1 $10^{-3}$ nH	2000	$2 \cdot 10^{-7}$

If a SQUID of 1 mm<sup>2</sup> at 0.1 K heats 0.01 K then  $10^{-9}$  Watt can be evacuated via the phonons of the substrate, this is sufficient for the SQUID to stay superconducting. But the thermal conductivity via the phonons is insufficient for smaller SQUIDs, as the exchange surface diminishes and as the currents increase. Thus small SQUIDs are necessarily hysteretic at low temperatures. But small SQUIDs have the important advantage of a higher flux resolution. We mentioned that the intrinsic energy resolution was of the order of  $h$ . If we express this in flux sensitivity:  $dE = L(dI)^2 = d\Phi^2/L = h$  thus

$$d\Phi = \sqrt{hL} \rightarrow d\Phi / \Phi_0 \approx \sqrt{R} \cdot 10^{-5}$$

R = 1 mm	$d\Phi / \Phi_0 \approx 3 \cdot 10^{-7}$
R = 1 $\mu\text{m}$	$d\Phi / \Phi_0 \approx 1 \cdot 10^{-8}$

But hysteretic SQUIDs have to be recycled after each measurement of the critical current lowering their operating frequency and thus their ultimate flux resolution. The rearming and cooling cycles are limiting the repetition rate of the measurement to about 10 kHz. This induces a loss in resolution which is of

the order of  $\sqrt{\frac{f_{\text{Josephson}}}{f_{\text{recycling}}}} = \sqrt{10 \text{ GHz} / 10 \text{ kHz}} = \sqrt{10^6}$ , reducing the flux resolution

as

$$d\Phi / \Phi_0 \approx 1 \cdot 10^{-8} \sqrt{10^6} = 1 \cdot 10^{-5}.$$

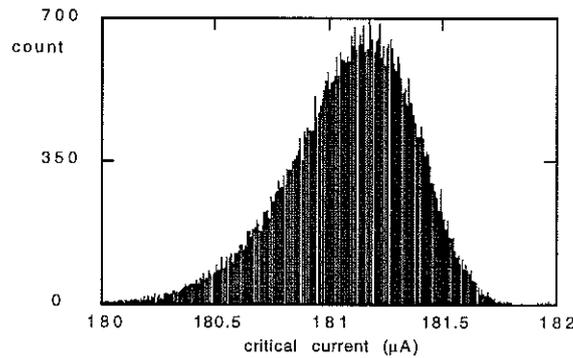


Fig 5. Histogram of 60000 measurements of the critical current of a hysteretic Al micro-SQUID.

In Figure 5 we present a critical current histogram of a hysteretic Al SQUID, similar to the SQUIDSs used in our persistent current measurements. The width of this histogram is of the order of  $10^{-3} \Phi_0$ , allowing a resolution of about  $10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ . For measuring smaller signals it is necessary to average. But averaging is limited as after 24 hours of averaging (supposing all parameters remain constant) the resolution is of  $3.4 \cdot 10^{-8} \Phi_0$ .

In order to increase the sensitivity of hysteretic micro-SQUIDs it is necessary to suppress the heat avalanche in evacuating the generated heat

continuously. This is possible when the SQUID is in contact with a normal conducting metal film, shunting the Josephson Junctions, these SQUIDs are called shunted SQUIDs. If the resistance is 0.1 Ohm then  $10^{-7}$  Watt ( $\dot{Q} = 1.22 \cdot 10^{-8} / R T^2$ ) can be evacuated from a  $1 \mu\text{m}^2$  surface. In practice higher shunt resistances are admitted as the critical currents are lowered by the proximity effect between superconducting and normal metal. The quantum limit has been reached by shunted SQUIDs. We are developing shunted micro SQUIDs. These SQUIDs consist of the superconducting loop with layer of normal metal underneath. By lowering the dissipated power and by evacuating the generated heat we obtain a reversible  $I(V)$  characteristic and its  $V(\Phi)$  transfer function.

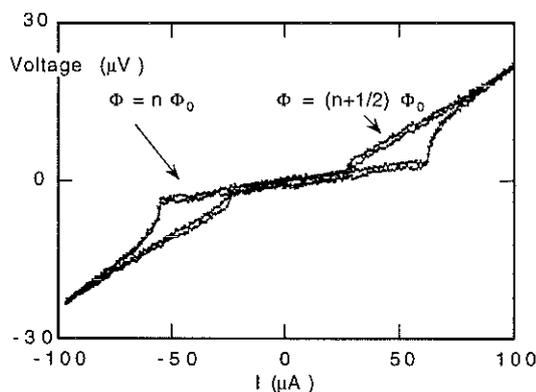


Fig 6. The  $I(V)$  characteristic of a shunted Al SQUID for  $\Phi = n\Phi_0$  and  $(n+1/2)\Phi_0$

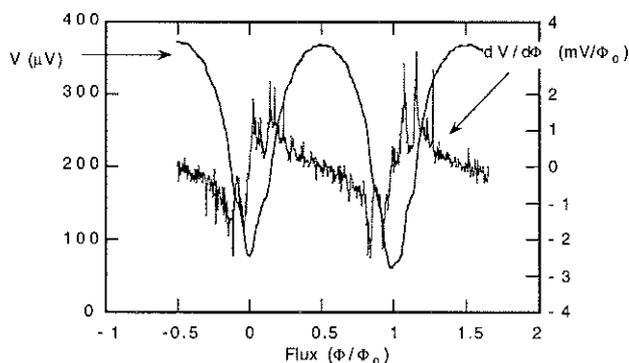


Fig. 7 The flux transfer function  $V(\Phi)$  a shunted Al microSQUID and its derivative.

## PERSISTENT CURRENT MEASUREMENTS

After this digression into technology, let us return to the question how the persistent currents have been measured and what has been observed.

All experiments detecting the persistent currents have used SQUID techniques.

First experiments were made by Levy et al. in 1990 [7]. They measured the magnetization of an ensemble of  $10^7$  isolated Cu rings. Each ring with a perimeter of  $2 \mu\text{m}$  should carry a magnetization of about  $50 \mu_B$  due to a persistent current of  $I = e v_F / L (l_e/L)$ . The factor  $(l_e/L)$  is a diffusion correction,  $l_e$  is the elastic mean free path of the electron. The sample's magnetisation was coupled to a SQUID via a pickup coil of 3 mm diameter. An exponential decrease of the average current was observed in the temperature range between 7 and 400 mK. The ensemble average of the persistent current due to large number of disconnected rings with a fixed but random number of electrons gives rise to a periodicity of  $\Phi_0/2$  in the flux dependence of the persistent current<sup>8</sup>. This periodicity was observed. All persistent current components periodic in  $\Phi_0/2$  add up, thus the persistent current scales with  $N$ , the total number of rings. The observed persistent current amplitude was smaller than predicted by this simple 1-D theory:

$$I = 0.3 N e v_F / L (l_e/L)$$

Estimations for a realistic ring predict a 10 times smaller persistent current than measured.

The first experiment on a single loop was reported by Chandrasekar et al. in 1991 [9]. They reported measurements of persistent currents in several single and isolated Au loops. They used a custom made high sensitivity SQUID. Every ring was placed in the corner of a Nb pickup loop, formed as a gradiometer that fed the coupled flux through a short Al wire connection to the input coil of a DC SQUID. The authors indicated that only about 5% of the flux in the pickup loop arrived actually at the SQUID.

They measured a typical current with period  $h/e$  but once again with two orders of magnitude higher than the predicted one. The persistent current amplitude decreased linearly between 7 and 40 mK. The current is periodic

with  $h/e$  in the flux. The overall amplitude measured is close to the value of a ring without disorder  $I=ev_F/L$ , but the expected value is smaller by a factor  $\frac{1}{L}\sqrt{M} \approx 100$ . The question why the measured current is hundred times bigger than what is predicted is still open. There are indications that this may be due to e-e interactions in presence of disorder.

In consequence of the above mentioned coupling considerations we<sup>[10]</sup> decided to build the persistent current ring with gates in an AlGaAs/GaAs heterostructure, with a hysteretic, planar DC SQUID of the same size on top of the ring, separated by a thin (150 nm) insulating layer.

To measure the persistent current it is necessary to vary the flux through the loop. But, as our SQUID sits upon the sample, the SQUID detects this bias field and has yet to measure a  $10^{-5}$  smaller signal of the persistent current. In order to suppress this field we built a gradiometer. The two Josephson junctions are in one lobe of a twisted loop. The sample sits in one loop and the external field penetrates the two loops, so that the outer field induces no net flux. In our case we have up to three percent asymmetry in the loops (suppression of the outer field signal by a factor 30) due to the precision in the lithography process. Limitations of this geometry are the fact that the magnetic flux is applied perpendicularly and thus degrades the superconductivity of the SQUID ( $H_c$  Al = 10 mT), at these fields magnetic flux tends to penetrate the device and the transfer function is shifted.

The measurement are done in the following way:

The external field is ramped with an amplitude of 3.6 mT inducing 4  $h/e$  in the ring. The SQUID gradiometer detects, due to its asymmetry (3%), 4/30 of  $h/e$  or 1/3 of  $h/2e$ . But this residual external field component is linear and can be subtracted. The field is modulated in a triangular manner at 0.1 Hz. 256 data points are accumulated during one period and averaged with all consecutive modulations. This accumulation time can be extended as long as the signal is stable in time.

For the conductance measurements a DC current of 1.5 nA is injected into the ring and the DC voltage is measured. We can measure simultaneously the Aharonov-Bohm signal (conductance) and the SQUID magnetization

(persistent current), allowing us to ensure that the SQUID does not heat the ring (A-B signal). Due to the gate that can interrupt the ring we have an efficient manner to subtract parasitic noise.

For this, we measure the persistent current  $I_C(B)$  and the conductance  $G_C(B)$  with the ring closed and then we measure with an open ring  $I_0(B)$  and  $G_0(B)$ . The signal consists of  $I_C(B) - I_0(B)$  and  $G_C(B) - G_0(B)$  and the noise is the difference between two consecutive measurements of  $I_0(B)$  or  $G_0(B)$ . The signal is then Fourier transformed and its periodicity read. With the A-B measurements we check that the microscopic configuration of the scatter's is stable. Whenever the A-B signal changes we stop the averaging process.

As a conclusion, we can say that we have an  $h/e$  signal in most of our data. We never observe any signal in the noise spectrum. The sample changes with time. The amplitude of the persistent current is typically  $I = 4 \pm 2$  nA corresponding to  $e V_F/L$ . The sign of the persistent current is random, we observe sometimes  $h/2e$  oscillations but they don't persist on averaging. We obtain similar results when the rings were isolated from the leads. Our data are clearly above the noise level of the experiment but for detailed studies we have to increase the sensitivity of our SQUID sensors. Their performance can still be increased by one to two orders of magnitude before they reach the quantum noise limit.

### OUTLOOK

New theories are studying the distinct limits of either high disorder and strong  $e-e$  interactions or the low disorder regime leading to chaotic behavior.

Clearly more experimental data are needed to explore all the fields opened by theory. We are working now on the influence of the width and the mean free path of the 2-D metal. Another important aspect is to follow the temperature evolution of the persistent current amplitude. In the ballistic regime it is interesting to put geometrical constrictions or irregular borders in the ring.

For all these studies the two dimensional electron gas is a good candidate as it is always possible to act on the sample via gates. But the sensitivity of the SQUID sensor has still to be increased. All in all we are confident that persistent currents exist, with a periodicity of  $\Phi_0/2$  after averaging over a large ensemble and with periodicity of  $\Phi_0$  for a single ring. The values of the persistent current

amplitude are in good agreement with theory for GaAs/AlGaAs heterojunctions, with low disorder and a small channel number, but the amplitudes observed in metallic rings, having high disorder and many channels show persistent currents with amplitudes 1 to 2 order of magnitude too big. We have shown the importance in mesoscopic physics of choosing a suitable realization of a theoretician's concept and the choice of the measuring device. In combining these two things we were able to show the existence of persistent currents in GaAs/GaAlAs heterojunctions and we obtained a new instrument for studying mesoscopic magnetic systems.

Acknowledgments: G. C. thanks for his fellowship of the CNPq, Brazil.

- 
- <sup>1</sup>N. Byers and C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 7,46,(1961)
- <sup>2</sup>Büttiker, Y. Imry, and R. Landauer, Phys. Rev. 96 A, 365 (1983); R. Landauer and M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. 54 2049 (1985)
- <sup>3</sup> H.F. Cheung, Y. Gefen, E.K. Riedel, and Wei-Heng Shih, Phys. Rev. B., 37,6050,(1988)
- <sup>4</sup>M. B. Ketchen, IEEE Trans. Magn., 27,2916,(1991)
- <sup>5</sup>W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, G. Cernicchiaro, D. Mailly, B. Barbara and L. Thomas, J.M.M.M. 151,38,(1995)
- <sup>6</sup>C.D.Tesche and J. Clark, J. Low Temp. Phys. ,29,301,(1977)
- <sup>7</sup>L.P. Levy, G. Dolan,J.Dunsmuir,andH. Bouchiat, Phys. Rev. Lett, 64,2074,(1990)
- <sup>8</sup>N. Trivedi and D.A. Brown, Phys. Rev. B. 38,9581,(1988) and H. Bouchiat and G. Montambaux J. Phys. (Paris) 50, 2695,(1989)
- <sup>9</sup>V. Chandrasekhar, R. A. Webb, M. J. Brady, M.B. Ketchen, W. J. Gallagher, and A. Kleinsasser, Phys. Rev. Lett. 67, 3578, (1991)
- <sup>10</sup>D. Mailly, C. Chapelier, and A. Benoit, Phys. Rev. Lett, 70,2020,(1993) and D. Mailly, G. Cernicchiaro and A. Benoit (to be published)

---

## **Annexe C : Persistent Currents in mesoscopic 2DEG ring**

Publié dans: Czechoslovak Journal of Physics, **46** , 2333, (1996)

---



## Persistent Currents in mesoscopic 2DEG rings

Geraldo Cernicchiaro<sup>a,c</sup>, Klaus Hasselbach<sup>a</sup>, Dominique Mailly<sup>b</sup>, and Alain Benoit<sup>a</sup>

a) CRTBT, associé à l'Université Joseph Fourier, CNRS, BP 166, 38042 Grenoble-Cedex 9, France

b) Laboratoire de Microstructure et Microélectronique, CNRS, 196 av. H. Ravera, 92220 Bagneux, France

c) Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, CNPq, 150 r. Xavier Sigaud - Rio de Janeiro RJ, Brazil

We performed measurements of the magnetic response of a single mesoscopic ring made of a GaAlAs/GaAs heterojunction (2 DEG). We detected a magnetic signal, with a period  $h/e$ , which is an evidence of persistent currents. The amplitude and the sign of this signal seem to vary in time despite a stable amplitude and phase of the Aharonov-Bohm conductance oscillations. We discuss the improvements necessary to determine the nature of these variations.

### 1. INTRODUCTION

Since the electron phase coherence is conserved, when a mesoscopic ring is threaded by a magnetic flux, it acquires a magnetic moment and an associated equilibrium, non dissipative, electrical current. This current is referred to as a persistent current. The electron wave function and therefore any physical property [1] of the ring becomes a periodic function of the magnetic flux with a fundamental period  $\Phi_0 = h/e$ . At low temperatures, the current flowing in the ring for a given energy level,  $E_n$ , is proportional to the flux derivative of the energy and, thus to the electron velocity,  $v_n$ .

$$I_n(\Phi) = -\frac{dE_n}{d\Phi} = -\frac{ev_n}{L}$$

The sign and the amplitude of the total current is the result of the contribution of all electrons in the ring. An order of magnitude is given by the contribution of the last occupied level  $I_f = ev_f/L$  where  $e$  is the electron charge,  $L$  is the ring's circumference, an  $v_f$  is the electron Fermi velocity.

The presence of weak disorder does not strongly affect the currents, since elastic scattering does not destroy the coherence of the wave function. However, the theory predicts a reducing factor in the effective velocity.  $I_0 = (e v_f / L)(l_e / L)$  where  $l_e$  is the elastic mean free path.

In the ballistic case we can take into account the contribution of the number of channels  $M$ . It is given by the section of the ring divided by the Fermi wavelength. If the channels are independent all the currents in the ring add up randomly. The total current is then given by  $I = I_0 \sqrt{M}$ . In the diffusive regime the channels mix and the amplitude will be  $\cong I_0$ .

Temperature affects the current by mixing the different level contributions. Adjacent levels give opposite contributions to the current and an exponential decay of the current is expected. The energy scale at

which such mixing occurs, in the ballistic case, is the Thouless energy,  $E_c = K_B T^* = h v_f / L$ . Typically,  $T^*$  is below 1 K and the magnetic moment  $m$  induced by this currents ( $m = I \times S$ ,  $S$  is the loop's surface) is about 50 Bohr magnetons for normal metal rings and  $1000 \mu_B$  for GaAlAs/GaAs heterojunctions. Such signals have been observed in ensembles of isolated rings and in a single loop [2,3]. However, more detailed measurements are needed for the understanding of the effect of disorder, electron-electron interactions, temperature which are controversial points.

### 2. RESULTS

Our sample consists of a single 4  $\mu\text{m}$  diameter loop made of a two dimensional electron gas (2DEG), produced by a GaAlAs/GaAs heterojunction [3]. The device is fabricated by electron beam lithography. The 2DEG has a mobility of  $1.14 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , electron density of  $3.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  and a  $l_e$  of 11,3  $\mu\text{m}$ .

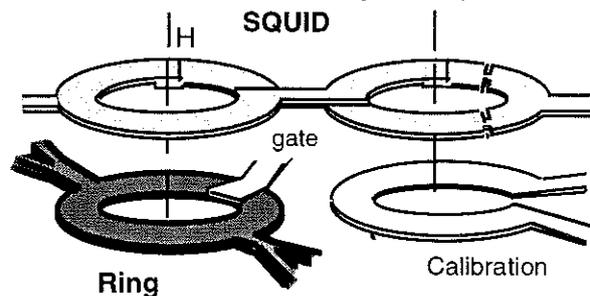


Fig. 1 Experimental set-up

To maximise the coupling between the SQUID and the ring, a dedicated single layer aluminium DC-microSQUID is deposited over the ring in a flat gradiometer configuration. A gold loop is used to calibrate the system. A Schottky gate is deposited over the loop, which allows to interrupt the ring and thus the

interference effects. The Aharonov-Bohm conductance oscillations are measured to ensure that the electrons traverse the sample without losing phase coherence. The measure of the magnetisation is done, at 20 mK, alternatively with the loop closed and open, applying a negative voltage to the gate. It is an efficient manner to subtract parasitic noise. The sensitivity of the device is limited by the SQUID read-out resolution ( $10^{-5} \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ ) and it is of the same order as the magnetic moment induced by the expected persistent current. The result is averaged to obtain a reasonable signal to noise ratio. The modulation of the applied magnetic field is  $6 \Phi_0$  (1,9 mT).

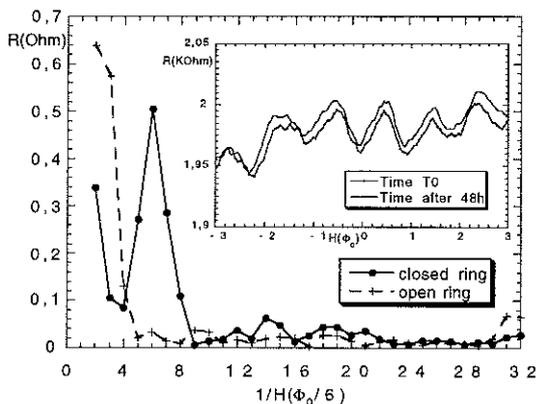


Fig.2 Power spectrum of the resistance fluctuations

The spectrum in Fig.2 shows clearly the oscillations in the electrical resistance of the ring with period  $h/e$  and the gate's effectiveness in suppressing the interference phenomenon. The curves of the resistance vs. the magnetic field show reproducibility over more than 48 hours as shown in the insert.

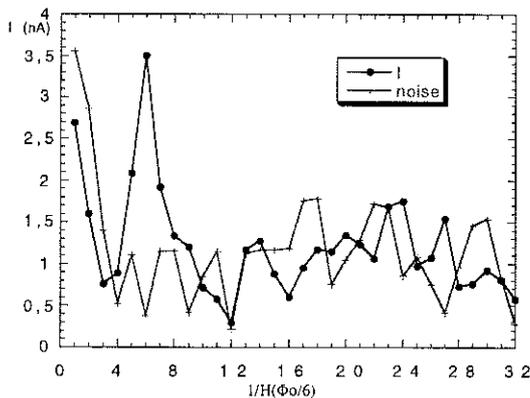


Fig.3 Power spectrum of the ring's magnetisation.

The values in Fig.3 are converted into the equivalent current in the ring. The noise is obtained by subtracting the signal of two measurements with the ring open.

### 3. DISCUSSION

The observed oscillations, with period of  $h/e$ , in the power spectrum of the magnetisation are a signature of the presence of persistent currents. The measured amplitude, 3,5 nA, is in agreement with the expected one, 5 nA. These measurements are quite sensitive to external perturbations. The average over long periods seems to indicate that the signal varies in sign and amplitude. These variations have been noticed before [3] but they were associated with random modifications in the Aharonov-Bohm oscillations. However, in our sample, these oscillations are stable during long periods of observation (80 h). This indicates stability in the mesoscopic state, at least at the Fermi level.

In order to simplify the fabrication process we use microbridge junction based SQUIDS. It demands only one lithographic operation. On the other hand they exhibit hysteresis in their I-V characteristics. It is due to local heating at the junction. A dedicated electronic setup has been developed in order to measure the critical current. The acquisition frequency and thus the sensitivity is limited by the refreshing of the junction and the front end electronics. To by pass these limitations, resistively shunted SQUIDS have been developed to evacuate the heat and to eliminate the hysteresis. It allows the use of standard synchronous detection. Another approach is to use a different kind of shunt or to use the microbridge SQUIDS as active elements in relaxation oscillators. These methods are in development and they can improve the sensitivity by one or two orders of magnitude.

### 4. CONCLUSION

We have observed  $h/e$  oscillations in the magnetisation of a GaAlAs/GaAs system, the signature of persistent currents. We observed random variations in the sign and the amplitude of these oscillations. The Aharonov-Bohm oscillation measurements do not show the same instability. The improvement of the detection performance should allow the characterisation of these perturbations, and to identify their origin. In order to do more detailed measurements improvements in the acquisition time and the sensitivity of the detection system are necessary.

### REFERENCES

- [1]. M.Büttiker et al, Phys.Rev. 96A, 365 (1983); H.F.Cheung et al, Phys.Rev.Lett. 62, 587 (1989)
- [2] L.P.Levy et al., Phys.Rev.Lett. 64, 2074 (1990); B.Reulet et al, Phys.Rev.Lett.75,124 (1995)V. Chandrasekhar et al, Phys. Rev.Lett. 67, 3578(1991)
- [3] D.Mailly et al, Phys. Rev. Lett. 70, 2020 (1993)

---

# **Annexe D : Channel Interference in a Quasi-Ballistic Aharonov-Bohm Experiment**

Apparaître dans Physical Review Letters

---



# Channel Interference in a Quasi Ballistic Aharonov-Bohm Experiment

G. Cernicchiaro<sup>1,4</sup>, T. Martin<sup>2\*,5</sup>, K. Hasselbach<sup>1</sup>, D. Mailly<sup>3</sup>, A. Benoit<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CRTBT-CNRS, 25 av des Martyrs, 38042 Grenoble, France

<sup>2</sup> CPT-Université d'Aix-Marseille II, Case 907, 13288 Marseille, France

<sup>3</sup> LMM-CNRS, 196 av. H. Ravera, 92220 Bagneux, France

<sup>4</sup> CBPF-CNPq, 150 av. Xavier Sigaud, 22000 Rio de Janeiro, Brazil

<sup>5</sup> Institut Laue-Langevin, BP 156x, 38042 Grenoble, France

New experiments are presented on the transmission of electron waves through a 2DEG (2 dimensional electron gas) ring with a gate on top of one of the branches. Magneto-conductance oscillations are observed, and the phase of the Aharonov-Bohm signal alternates between 0 and  $\pi$  as the gate voltage is scanned. A Fourier transform of the data reveals a dominant period in the voltage, interpreted as the energy spacing between successive transverse modes. A theoretical model including random phase shifts between successive modes reproduces the essential features of the experiment.

The Aharonov-Bohm (AB) effect has proven to be an invaluable tool for quantifying interference phenomena in mesoscopic physics. Early experiments on long metal cylinders [1] revealed that an electron accumulates a phase  $\int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$  as it is scattered elastically by impurities while traveling around the loop: when the magnetic flux is varied, an oscillatory pattern with periodicity  $h/2e$  results from the interference of an electron wave with its time reversed path [2]. Experiments on gold loops [3] confirmed that for normal metals which are laterally confined, the expected periodicity [4] is that of the *single* flux quantum  $\phi_0 = h/e$ . The amplitude of the magnetoresistance background can be understood within the framework of universal conductance fluctuations (UCF) [5]. The two dimensional electron gas (2DEG) formed at the heterojunction between two semiconductors is used for experiments in the ballistic transport regime. Recently, oscillations associated with the modulation of the electron wavelength under the gate were observed in two experiments on gated rings in the diffusive [6], and the ballistic [7] regime.

In the present letter, results on a new AB transport measurement in the ballistic regime are reported. The number of lateral channels in one branch of the ring is adjusted by means of an electrostatic gate. Unlike previously, data are analyzed over the *whole* significant voltage range: from zero voltage to full depletion. A periodic pattern appears when the number of modes is modulated using the gate. Phase shifting and period halving in the AB pattern is monitored as the confinement is varied. The essential features of the data are interpreted using the scattering formulation of quantum transport [4]. The

inclusion of disorder is necessary to explain the alternation of AB phases.

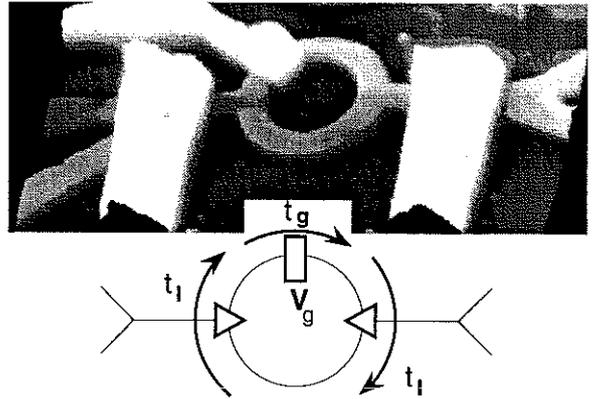


FIG. 1. a) Atomic force microscope image: detail of a sample with the gate (white regions) over the upper branch and the gates for the leads. b) a schematic diagram of the ring, beam splitters (triangles) and gate (see text).

The 2D electron gas was created at the interface of a GaAlAs/GaAs heterojunction. A single loop device [8] of width  $1.2\mu\text{m}$  with inner diameter  $4\mu\text{m}$ , connected to measurement leads was fabricated lithographically (Fig. 1a). In this etched structure, the width of the wire constituting the ring is further reduced by a depletion of  $0.27\mu\text{m}$  at each edge. The 2DEG had a mobility of  $1.14 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$  and an electron density of  $n_s = 3.6 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ . The coherence length  $l_\phi > 20\mu\text{m}$  and the mean free path  $l_e = 11,3\mu\text{m}$ , indicate the ballistic regime. A metallic gate was deposited over one branch of the ring (the “upper” branch) allowing a controlled depletion of the 2DEG underneath. The number of electron channels  $N$  in the wires defining the ring was estimated assuming parabolic confinement in the transverse direction. The width  $W$  of the channel roughly equals the ratio of the 1D to the 2D electron density [9]. For  $W = 600\text{nm}$ , and a Fermi wave length  $\lambda_F = 40\text{nm}$ ,  $N = (3\pi/4)W/\lambda_F \approx 30$  channels. The lateral dimensions of the wire are comparable to those of the conductance quantization experiments [10], where the number of transmitted channels was shown to scale linearly with the depletion voltage.

The conductance was determined using standard synchronous detection measurements. A low-frequency AC

current of 10 nA was injected and measurements were taken at 15 mK. An external magnetic field variation of 1.2 mT was applied corresponding to 4 flux quanta in the mean radius of the ring. While lowering the gate voltage from 0 to  $-300\text{mV}$  by  $1\text{mV}$  steps, the complete conductance pattern was measured over a period of 4 hours. Digital filtering routines were applied to reduce base-line variations due to UCFs.

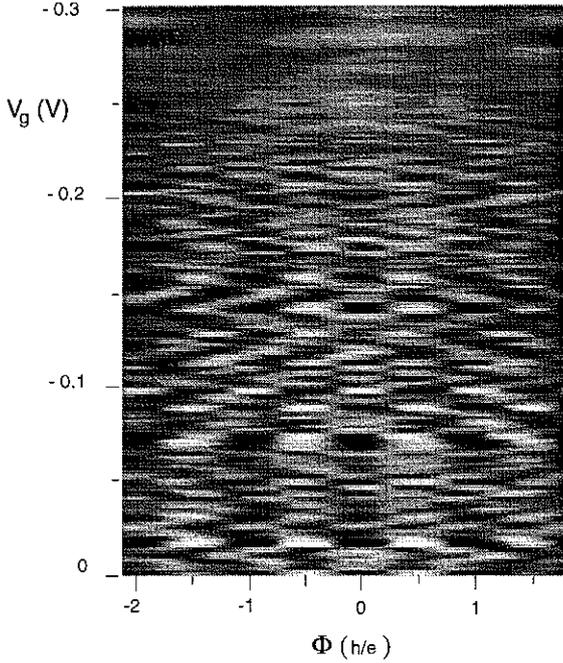


FIG. 2. AB component of the conductance, measured as a function of applied flux  $\phi$  (horizontal axis) and gate voltage (vertical axis). Areas of dark (clear) contrast indicate minima (maxima) in the AB signal.

In Fig. 2, a “landscape plot” shows that the periodicity of the AB signal survives until a voltage of about  $-250\text{mV}$  where the electrons underneath the gate are completely depleted and the ring is effectively cut off. When both arms transmit, shaded and clear areas alternate in the vertical direction, indicating oscillatory behavior as a function the gate voltage. Attention is focused on the alternating contrast and the phase reversals when the gate voltage is increased. The smoothly changing background is identified as a residue of the total UCF signal. The AB-phase of the pattern takes only values close to 0 or  $\pi$  [11]. The symmetry of the conductance under field reversal is associated with the two-terminal nature [12] of this measurement, as the spacing between the pair of current and voltage terminals on each side of the ring is not small compared to  $l_\phi$ .

In Fig. 3, a magnetoresistance trace (inset) is displayed for a ring with one (both) branch(es) conducting:  $V_g = -300\text{mV}$  ( $V_g = 0$ ); The oscillatory signal appears to be an even function of flux. The corresponding Fourier

signal shows a dominant component at the single flux quantum  $h/e$ . Higher harmonics have a much reduced amplitude.

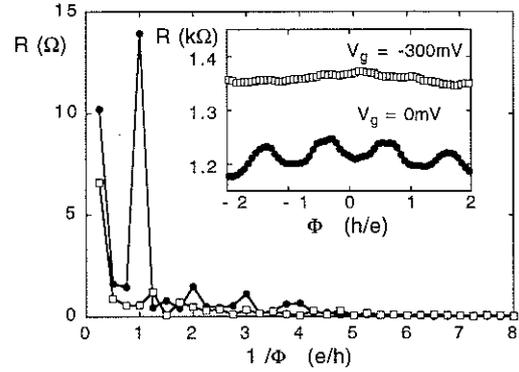


FIG. 3. Inset: Flux dependence of the sample resistance, for a closed ring ( $V_g = 0\text{V}$ ) and a ring with one depleted branch (squares) signals after subtraction of an offset.

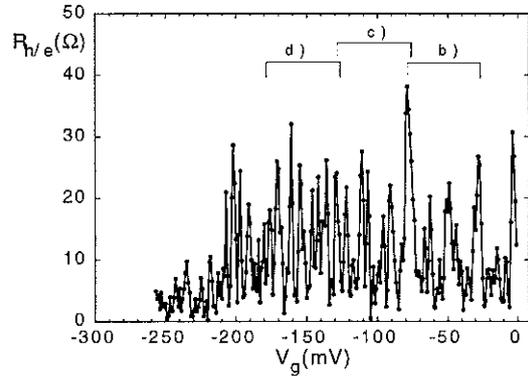


FIG. 4. Absolute value of the  $h/e$  Fourier component of the AB resistance as function of gate voltage, brackets indicate sub-intervals used for the FFT in Fig. 5 b) c) and d).

In Fig. 4, the modulus of the  $h/e$  Fourier component of the ring resistance is plotted for each value of  $V_g$ . The location of the transition between maxima and minima matches the position of the contrast changes in the conductance landscape (Fig. 2). While the location of the resistance peaks appears to be chaotic, a detailed analysis reveals a regular structure. Peaks of reduced magnitude persist between  $-200\text{mV}$  and the depletion voltage.

Fig 5 a) shows the Fourier transform of the amplitude of the  $h/e$  harmonic, ie. the data of Fig. 4 (computed over the range 0 to  $256\text{mV}$ ). The three other spectra (Figs. 5 b–d)) have a width  $64\text{mV}$  and an overlap of  $14\text{mV}$  between successive ranges. A dominant peak at  $0.062(\text{mV})^{-1}$  (arrow, center of figure) corresponding to a voltage period of  $16\text{mV}$  appears in each interval. The broadening of the peak in Figs. 5 b)–d) is associated first with the reduced voltage interval and second with the occurrence of other frequencies, attributed to the variation

of the electron wavelength under the gate ([6,7]). Peaks located at  $0.13(mV)^{-1}$  in Fig 5 a), 5 c) and 5 d) correspond to higher harmonics. The persistence of the  $16mV$  oscillation in each interval signifies that it is linked to the opening/closing of transverse electron channels in the upper arm. The resulting magnetoresistance signal reflects how many channels in the upper branch contribute to the interference pattern.

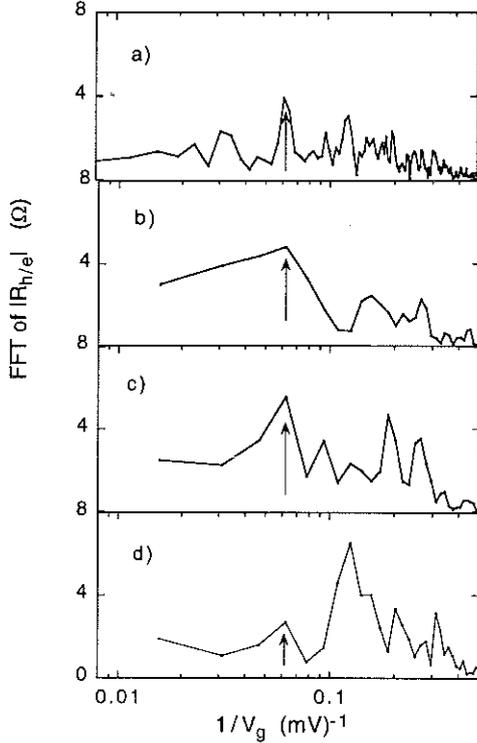


FIG. 5. The Fourier transforms of  $R_{h/e}$  (FIG. 4.) over the entire voltage range and three sub-intervals (see Fig. 4). The persistent peak at  $0.062(mV)^{-1}$  corresponds to a voltage period of  $16mV$ .

The number of channels is extracted from the data by dividing the voltage range by the fundamental period. This number is a factor of two smaller than the geometrical estimate discussed above. However the presence of a metallic gate induces changes in the electrical potential underneath, even at zero voltage (a positive voltage of a few hundred millivolts is necessary to open all channels [8]). The Fourier transforms of Figs. 5 b)–d) indicate that the peak at  $0.062(mV)^{-1}$  carries less weight at higher voltages. This is consistent with the observation in Refs. [10] that the voltage spacing between successive steps in the conductance quantization ceased to be regular at high depletion.

Theoretically, the scattering approach for coherent transport [4] predicts a conductance:

$$G = 2 \frac{e^2}{h} \sum_n |s_n|^2, \quad (1)$$

where the sum is taken over the transverse modes, and the  $|s_n|^2$  are the eigenvalues of the *transmission* matrix multiplied by its hermitian conjugate. The splitting of the waves between the upper and lower branches (Fig. 1), is prescribed for each mode by a  $3 \times 3$  scattering matrix [13]. No reflection is assumed in the lower branch. A scatterer with a quantized conductance [14] is located in the upper branch. A Phase  $\theta_n$  is added to the  $n^{\text{th}}$  channel at the gate location. Electron waves are then recombined in the collecting lead, and the accumulated phase differences lead to an interference pattern. A simplest description excludes mixing between channels (backscattering). Nevertheless, the symmetry of the S-matrix implicitly allows scattering between incoming and outgoing channels on each side. The transmission coefficient for electron waves in the  $n^{\text{th}}$  channel is given by:

$$s_n = -4\epsilon(\sqrt{1-2\epsilon}+1)^{-2} e^{i\pi\phi/\phi_0} \times [1 \ 1] \left[ \mathbf{t}_l \mathbf{t}_g(n) \mathbf{t}_l e^{2i\pi\phi/\phi_0} - 1 \right]^{-1} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

where  $\epsilon$  specifies the connection of the current probes to the ring ( $\epsilon_{min} = 0$  for no coupling to the ring;  $\epsilon_{max} = 1/2$  for optimal coupling).  $\mathbf{t}_l$  ( $\mathbf{t}_g(n)$ ) is a  $2 \times 2$  *transfer* matrix describing the beam splitters on each side (the gate in the upper branch), see Fig. 1 b). Note that the conductance of a perfectly symmetric, one-channel ring possesses sharp resonances at an integer number of  $\phi_0$ . To mimic the inherent asymmetry of a fabricated ring, a small reflection (10%) was included in  $\mathbf{t}_g(n)$ . Calculations of the conductance landscape are shown for  $N = 6$  channels. In Fig. 6 a) ( $\theta_n = 0$  for all channels) the conductance pattern displays a staircase structure in the voltage direction which results from the progressive opening and closing of the channels in the upper branch.  $V_0$  is the voltage necessary to suppress lone channel. The AB signals of all channels are in phase.

A periodic variation of the phase shifts,  $\theta_{n+1} - \theta_n = \pi$  (not shown, in Ref. Geraldo97) leads to a halving of the AB period [16] for specific voltages. Peaks of reduced size arise at these voltages. The phase of the AB signal at zero flux is unperturbed.

A distinction is made between the global phase  $\phi_{AB}$  of the AB signal and the channel shifts  $\theta_n$ . Disorder is introduced by choosing random  $\theta_n$ . Several configurations were tested, with the following conclusions: For a substantial depletion, peaks with a high conductance appear despite the reduced number of transmitting channels.  $\phi_{AB}$  alternates between the two values 0 and  $\pi$  when the voltage is swept. In Fig. 6 b),  $\theta_n = [0, \pi, \pi, 0, 0, \pi/2]$  were picked so as to highlight the pertinent features: The landscape contains an alternation of peaks shifted by  $\pi$ . A periodicity is observed in *both* the magnetic flux and

the gate voltage. Finally, peak to valley variations of the conductance in Fig. 6 b) occur on a relatively small voltage scale (2 conductance steps of Fig. 6 a).

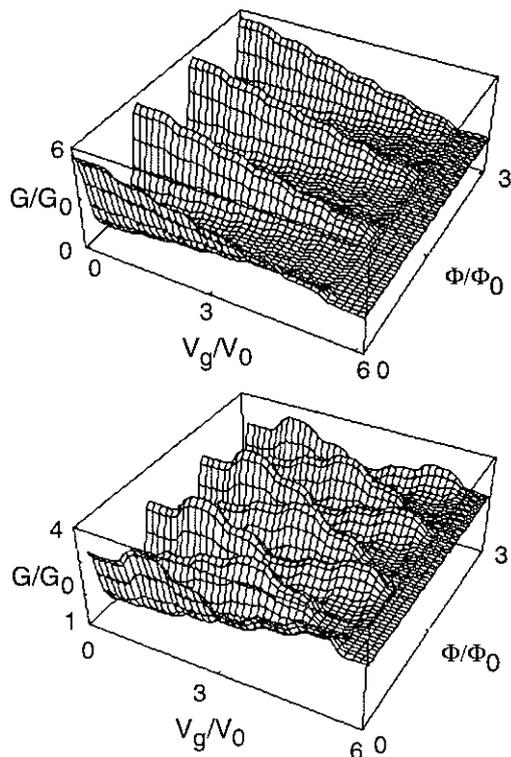


FIG. 6. a) Calculated total transmission  $G$  ( $G_0 = 2e^2/h$ ) through an Aharonov-Bohm ring with 6 modes,  $\theta_n = 0$ , as a function of flux and gate voltage. b) Same calculation with channel shifts  $[0, \pi, \pi, 0, 0, \pi/2]$ .

In conclusion, channel interference and conductance quantization explain the essential features of this Aharonov-Bohm experiment. When both arms are transmitting, the suppression of *one* single channel triggers fluctuations of the magnetoresistance which are comparable to the average signal, and may cause a shift of  $\phi_{AB} = \pi$  of the pattern. Strikingly, the regular structure in the pattern persists from large depletion voltages, where few modes propagate in the upper branch (the typical conditions of Ref. [10]), to zero depletion voltages where most channels are transmitted. Our calculations reveal that random  $\theta_n$ 's must be included in the model to obtain the main features of the experiment, such as the sudden horizontal shifts  $\phi_{AB}$  of the pattern and the large variations of the AB signal when the number of channels is reduced. Physically, this randomness originates from variations in path lengths suffered by different modes, from geometric scattering at the beam splitters, or from inhomogeneities in the confinement (impurities, etc.....). Additional simulations [17], with  $\theta_n = 0$  but

channel mixing at the gate, lead to the same conclusions (pattern shifted by  $\pi$ ) for specific configurations.

This work sheds further light on the issue of sudden phase changes in interference experiments. This geometry could possibly be used for the quantitative study of other scatterers (quantum billiards, etc...) located on a branch of the ring: the analysis of the resulting AB pattern would then provide a way to quantify the role of disorder and the role of geometric scattering.

G.C. thanks L. Puech for useful discussions and acknowledges support by the CNPq, Brazil.

\* Present address.

- [1] D. Yu. Sharvin and Yu. V. Sharvin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 285 (1981) [JETP Lett. **34**, 272 (1981)].
- [2] B.L. Altshuler, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 101 (1981) [JETP Lett. **33**, 94 (1981)].
- [3] R.A. Webb, S. Washburn, C.P. Umbach and R.B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **54**, 2692 (1985).
- [4] M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas, Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985).
- [5] P.A. Lee, A.D. Stone and H. Fukuyama, Phys. Rev. B **35**, 1039 (1987); B.L. Altshuler, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41**, 530 (1985) [JETP Lett. **41**, 648 (1985)].
- [6] S. Washburn, H. Schmid, D.P. Kern, R.A. Webb, Phys. Rev. Lett. **59**, 791 (1987).
- [7] A. Yacoby, U. Sivan, C. P. Umbach and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **66**, 1938 (1991); A. Yacoby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3149 (1994).
- [8] D. Mailly, C. Chapelier and A. Benoit, Phys. Rev. Lett. **70**, 2020 (1993).
- [9] K.F. Berggren, G. Roos, and H. van Houten, Phys. Rev. B **37**, 10118 (1988).
- [10] B. J. van Wees *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988); D.A. Wharam *et al.*, J. Phys. C Solid State **21**, L209 (1988).
- [11] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **74**, 4047 (1995).
- [12] M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986); A.D. Benoit, S. Washburn, C.P. Umbach, R.B. Laibowitz, R.A. Webb, *ibid.* **57**, 1765 (1986).
- [13] M. Büttiker, Y. Imry, M. Azbel, Phys. Rev. A **30**, 1982 (1983); Y. Gefen, Y. Imry and M. Ya. Azbel, Phys. Rev. Lett. **52**, 129 (1984).
- [14] M. Büttiker, Phys. Rev. B **41**, 7906 (1990); W.H. Miller, J. Chem. Phys. **48**, 1651 (1968).
- [15] G. Cernicchiaro, Ph. D Thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, (1997).
- [16] A. Yacoby, R. Schuster and M. Heiblum, Phys. Rev. B **53**, 9583 (1996).
- [17] G. Siffert *et al.* (unpublished).

## Références Bibliographiques

- [**Altshuler**] B. L. Altshuler, P. A. Lee et R. A. Webb, (North Holland, Amsterdam) (1991) : "Mesoscopic Phenomena in Solids"
- [**Anda**] E. V. Anda, V. Ferrari et G. Chiappe, *J. Phys. Condens. Matter*, **9**, 1095, (1997) : "Bistability of persistent currents in mesoscopic rings"
- [**Ashcroft**] Ashcroft Mermin, N. D. Mermin, (Holt, Rinehart and Winston, New York) (1976): "Solid State Physics"
- [**Beenaker**] C. W. J. Beenaker, H. Van Houten, *Solid State Physics: Advances in Research and Applications*, **44**, 1, (1991): "Quantum transport in semiconductor nanostructures", eds H. Ehrenreich, D. Turnbull, Academic Press, New York [b]
- [**Benoit**] A. Benoit, S. Washburn, C. P. Umbach, R. B. Laibowitz et R. A. Webb, *Physical Review Letters*, **57**, 1765, (1986): "Assymetry in the Magnetoconductance of Metal Wires and Loops"
- [**Benoit87**] A. Benoit, C. P. Umbach, R. B. Laibowitz et R. A. Webb, *Physical Review Letters*, **58**, 2343, (1987): "Length-Independent Voltage Fluctuations in Small Devices"
- [**Buttiker**] M. Buttiker, Y. Imry et M. Ya. Azbel, *Physical Review A*, **30** 1982, (1984): "Quantum oscillations in one-dimensional normal-metal rings"
- [**Buttiker85**] M. Buttiker, *Physical Review B*, **32**, 1846, (1985): "Small normal-metal loop coupled to an electron reservoir"
- [**Buttiker88**] M. Buttiker, *Physical Review B* **38**, 9375, (1988): "Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors"

- [**Buttiker90**] M. Buttiker, Physical Review B, **41**, 7906, (1990): "Quantized transmission of a saddle-point constriction"
- [**Cernicchiaro**] G. Cernicchiaro, K. Hasselbach, D. Mailly, W. Wernsdorfer et A. Benoit, Quantum Transport in Semiconductor Submicron Structures (Kluwer Academic Publishers, Netherlands) 207, (1995): "How to measure persistent currents in a mesoscopic ring"
- [**Cernicchiaro96**] G. Cernicchiaro, K. Hasselbach, D. Mailly et A. Benoit, Czechoslovak Journal of Physics, **46** , 2333, (1996): "Persistent Currents in mesoscopic 2DEG ring"
- [**Cernicchiaro97**] G. Cernicchiaro, T. Martin, K. Hasselbach, D. Mailly et A. Benoit, A apparaître dans Physical Review Letters: "Channel Interference in a Quasi-Ballistic Aharonov-Bohm Experiment"
- [**Chandrasekhar**] V. Chandrasekhar, R.A. Webb, M.J. Brady, M.B. Ketchen, W.J. Gallagher et A. Kleinsasser, Physical Review Letters, **67**, 3578, (1991): "Magnetic Response of a Single, Isolated Gold Loop"
- [**Cheung**] Ho-Fai Cheung, Eberhard K. Riedel et Yuval Gefen, Physical Review Letters **62**, 587, (1989): "Persistent Currents in Mesoscopic Rings and Cylinders"
- [**Clarke**] John Clarke, Physics Today **3**, 36, (1986): "SQUIDS, brains and gravity waves"
- [**Davidovich**] M. A. Davidovich, E. V. Anda, J. R. Iglesias et G. Chiappe, Physical Review B, **55**, 7335, (1997): "Bohm-Aharonov and Kondo effects on tunneling currents in a mesoscopic ring"
- [**Douçot**] Douçot Benoit, thèse Université de Grenoble, (1986): "Effets coherent dans les systemes desordonnes: oscillations de magnetoresistance dans des reseaux de metaux normal. Influence d'une non linearite du milieu"

- [**ELKhatib**] El-Khatib Mohamad, thèse Université Joseph Fourier, (1990): "Etude et fabrication des SQUID DC en aluminium: Utilisation pour la réalisation d'un dispositif destiné à la mesure des courants permanents dans les anneaux mésoscopiques"
- [**Garnier**] Garnier Jean François, thèse INP de Grenoble , (1984): "Etude et réalisation de SQUIDs Continus"
- [**Gallop**] J. C. Gallop, (Holt, Rinehart and Winston, New York), (1976): "SQUIDs, the Josephson Effects and Superconducting Electronics"
- [**Grover**] Frederick W. Grover, (Dover Publications, New York), (1990): "Inductance calculations: working formulas and tables"
- [**Horowitz**] Paul Horowitz et Winfield Hill, (Cambridge University Press, New York), (1990): "The Art of Electronics"
- [**Levy**] L. P. Lévy, G. Dolan, J. Dunsmuir et H Bouchiat , Physical Review Letters **64**, 2074, (1990): "Magnetization of Mesoscopic Cooper Rings: Evidence for Persistent Currents"
- [**Lloyd**] Seth Lloyd, Scientific American **10**, 48, (1995): "Quantum-Mechanical Computers"
- [**Lounasmaa**] Lounasmaa, (Academic Press Inc, London) (1974): "Experimental principles and methods below 1K"
- [**Maily**] D. Maily, C. Chapelier et A. Benoit, Physical Review Letters **70**, 2020, (1993): "Experimental Observation of Persistent Currents in a GaAs-AlGaAs Single Loop"
- [**Maily94**] Dominique Maily, Claude Chapelier et Alain Benoit, Images de la Physiques, **97**, (1994): "Observation des courants permanents dans un anneau mésoscopique"

- [**Pasquier**] Pasquier Claude, thèse Université Paris XI Orsay, (1994): "Transport Quantique Balistique et Monoélectronique dans des Nanostructures d'Arséniure de Gallium"
- [**Perrier**] Perrier Pierre, thèse Université Joseph Fourier, (1991): "Fluctuations Universelles de Conductance dans des Systèmes Mésoscopiques Magnétiques"
- [**Press**] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky et William T. Vetterling, (Cambridge University Press, New York) (1988): "Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing"
- [**Reulet**] B. Reulet, M. Ramin, H. Bouchiat et D. Mailly, Physical Review Letters **75**, 124, (1995): "Dynamic response of isolated Aharonov-Bohm rings coupled to an electromagnetic resonator"
- [**vanHarlingen**] D. J. Van Harlingen, Roger H. Koch et John Clarke, Appl. Phys. Letters **41**, 197, (1982): "Superconducting quantum interference device with very low magnetic flux noise energy"
- [**vanHouten**] Henk van Houten et Carlo Beenakker, Physics Today **july**, 22, (1996): "Quantum Point Contacts"
- [**vanWees**] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenaker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel et C. T. Foxon, Physical Review Letters **60**, 848, (1988): "Quantized Conductance of point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas"
- [**Webb**] S. Washburn, H. Schmid, D. Kern et R. A. Webb, Physical Review Letters **59**, 1791, (1987): "Normal-Metal Aharonov-Bohm Effect in the Presence of a Transverse Electric Field"
- [**Webb88**] R. A. Webb et S. Washburn, Physics Today **12**, 46, (1988): "Quantum Interference fluctuations in disordered metals"

- [Wernsdorfer] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, G. Cernicchiaro, D. Maily, B. Barbara et L. Thomas, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **151**, 38, (1995): "Measurements of the dynamics of the magnetization reversal in individual single-domain Co particles"
- [Wharam] D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie et G. A. C. Jones, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, 209, (1988): "One-dimensional transport and the quantisation of the ballistique resistance"
- [Yacoby] A. Yacoby, U. Sivan, C. P. Umbach et J. M. Hong, *Physical Review Letters* **66**, 1938 (1991): "Interference and Dephasing by Electron-Electron Interaction on Length Scales Shorter than the Elastic Mean free Path"
- [Yacoby94] A. Yacoby, M. Heiblum, U. Umansky, H. Shtrikman et D. Mahalu, *Physical Review Letters* **73**, 3149 (1994): "Unexpected Periodicity in an Electronic Double Slit Interference Experiment"
- [Yacoby95] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu et H. Shtrikman, *Physical Review Letters* **74**, 4047 (1995): "Coherence and Phase Sensitive Measurements in a Quantum Dot"
- [Yacoby96] A. Yacoby, R. Schuster et M. Heiblum, *Physical Review B* **53**, 958 (1996): "Phase rigidity and  $h/2e$  oscillations in a single-ring Aharonov-Bohm Experiment"
- [Yeyati] A. Levy Yeyati et M. Buttiker, *Physical Review B* **52**, 360 (1995): "Aharonov-Bohm oscillations in a mesoscopic ring with a quantum dot"



## Table des figures

Figure I.1. Tableau comparatif entre les gammes des opérations des techniques de lithographie optique et par faisceau électronique, des objets connus et des ordres de longueur de cohérence et de longueur de Fermi obtenus dans les hétérostructures GaAs-GaAlAs (2DEG) à basse température. ....	14
Figure I.2. Un élément de circuit placé entre deux réservoirs d'électrons peut être exprimé en termes de différents coefficients de transmission. L'électron $e^-$ , une onde incidente de longueur $\lambda_F$ , qui arrive à gauche, serait partiellement réfléchi et partiellement transmis. ....	19
Figure I.3. Transport quantique diffusif ( $L_\phi > L > \ell_e$ ). Les dimensions du système sont plus grandes que le libre parcours moyen élastique. ....	20
Figure I.4. Transport quantique quasi balistique ( $L_\phi > L \approx \ell_e > W$ ) - régime intermédiaire ..... 20	20
Figure I.5 Transport quantique balistique ( $L_\phi > \ell_e > L$ ).....	20
Figure I.6. Analogie qui lie les canaux quantiques de conduction aux modes propres de propagation dans un guide d'onde latéralement rectangulaire et infini. ....	22
Figure I.7. Diagramme de la surface de 2DEG formée entre les couches de GaAlAs (dopé) et de GaAs dans une hétérostructure. ....	23
Figure I.8. Schéma d'une géométrie Aharonov-Bohm montrant le flux magnétique $\Phi$ traversant l'anneau. ....	26
Figure I.9. Un anneau mésoscopique non supraconducteur isolé électriquement en présence d'un champ magnétique statique est le siège d'un courant orbital non dissipatif. ....	27
Figure I.10. Représentation schématique des niveaux d'énergie en fonction du flux d'un anneau unidimensionnel. ....	29

Figure II.1. a) Schéma représentant un microSQUID continu avec les deux jonctions à micropont ou jonction Dayen; b) Diagramme d'un SQUID DC et détail du modèle d'une jonction réelle. ....	43
Figure II.2. La courant critique d'un SQUID DC est périodique en flux avec une période de $h/2e$ ( $\phi_{SO} = 2 \cdot 10^{-15}$ Wb), et sa mesure permet de connaître avec haute sensibilité la variation de flux $F$ traversant l'anneau. ....	44
Figure II.3. Mesure de la caractéristique $I \times V$ d'un SQUID DC non hystérétique pour deux valeurs du flux appliqué $F = n\Phi_{OS}$ et $(n+1/2)\Phi_{OS}$ . ....	44
Figure II.4. MicroSQUID carré avec les deux jonctions à micropont. ....	45
Figure II.5. Caractéristique $I \sqrt{V}$ d'un SQUID DC hystérétique. ....	46
Figure II.6. Diagramme du cycle de mesure du SQUIDHY. ....	47
Figure II.7. Diagramme de blocs du système de magnétométrie du SQUIDHY. ....	49
Figure II.8. Schéma simplifié du Circuit de Détection. ....	50
Figure II.9. Schéma du bloc de circuit de contrôle de mesure. ....	51
Figure II.10. Chronogramme des signaux logiques de contrôle. ....	54
Figure II.11. Exemple d'une fenêtre d'opération du magnétomètre SQUIDHY. ....	55
Figure II.12. Programmation dans un format graphique de la PLD de contrôle pour le système SQUIDHY. ....	58
Figure II.13. Exemple de programmation d'un module de la PLD de contrôle. ....	59
Figure II.14. Histogramme typique de la mesure du courant critique en champ constant d'un microSQUID hystérétique à micropont. ....	59
Figure III.1. Diagramme schématique de l'échantillon. ....	68
Figure III.2 Photo AFM d'un échantillon avant l'étape de gravure du microSQUID. En bas, l'anneau lithographié dans la couche de GaAs-GaAlAs avec les contacts pour la	

mesure de conductance et les grilles en or déposées au-dessus pour la coupure d'une branche de l'anneau et des contacts de mesure. En haut, la boucle de calibration en or.....	69
Figure III.3 Photo d'un échantillon au microscope électronique avec les plots de contacts (or) et deux fils soudés au plots de contacts (Al) du SQUID. La boucle au milieu de l'échantillon n'est pas visible à cette échelle et le contraste d'aluminium est mauvais.....	72
Figure III.4 Montage expérimental du système de mesure.....	74
Figure III.5 Principe d'un réfrigérateur à dilution et photo d'une dilution à l'échelle 2:1.....	76
Figure III.6. Oscillations de magnétoconductance avec l'anneau fermé (tension de grille nulle), et avec l'anneau ouvert (tension de grille négative d'amplitude supérieure à la tension de déplétion). La grille de déplétion est située sur une branche de l'anneau.....	78
Figure III.7 Transformée de Fourier de la magnétoconductance de l'anneau ouvert (points) et fermé (étoiles), présentée dans la figure précédente. Le pic évident dans la courbe correspondant à l'anneau fermé indique les oscillations de Aharonov-Bohm.....	79
Figure III.8. Photo au microscope électronique d'un échantillon complet.....	80
Figure III.9 Mesure d'un tracé de la réponse du SQUID à une variation triangulaire du flux magnétique appliqué de $6,4 h/e$ , perpendiculaire au plan de l'échantillon, indiqué par la courbe en pointillés.....	82
Figure III.10 Protocole de mesure.....	84
Figure III.11 Tracé résultant de la soustraction d'un tracé anneau fermé et d'un tracé anneau ouvert. Le balayage de flux magnétique ( $6 h/e$ ) est indiqué par la courbe en pointillés. Le signal d'aimantation est noyé dans le bruit.....	85
Figure III.12 Résultat de la transformée de Fourier d'un tracé résultant de la soustraction d'un tracé avec l'anneau fermé et l'anneau ouvert. Le tracé inférieur est le résultat de l'accumulation de la transformée de Fourier de 100 tracés.....	86

- Figure III.13 Amplitude de l'harmonique équivalent à une périodicité de  $h/e$  (courant permanent) dans l'aimantation de l'anneau en fonction de chaque tracé de mesure ( $\approx 15$  minutes). Le tracé en noir est une simple "smoth" du graphique. .... 87
- Figure III.14 Transformée de Fourier de magnétorésistance de l'anneau, pour démontrer la cohérence dans l'échantillon et la période  $h/e$  de flux. Une variation de flux de  $6 h/e$  est appliquée à l'échantillon, avec l'anneau ouvert et fermé..... 88
- Figure III.15 Transformée de Fourier de l'aimantation de l'anneau, en unité de courant équivalent dans l'anneau, pendant un intervalle de temps où la composante de périodicité  $h/e$  semble stable. Pour comparaison le bruit est estimé par la mesure successive de l'aimantation avec l'anneau ouvert..... 88
- Figure III.16 Oscillations de magnétorésistance de Aharonov-Bohm avec un intervalle de 24 heures entre les deux mesures. La variation de la ligne de base entre les deux mesures s'explique par des dérives de température. .... 89
- Figure III.17 Graphique polaire des composantes d'amplitude et phase des harmoniques 4, 5, 6, 7 et 8 de la Transformée de Fourier des oscillations de magnétorésistance de Aharonov-Bohm pour une variation de flux de  $6 h/e$ . La mesure présente une variation de température de 20 à 400 mK. Les oscillations présentent une variation de l'amplitude, mais les phases sont constantes. .... 90
- Figure IV.1. Les oscillations de Aharonov-Bohm se superposent aux fluctuations universelles de conductance facilement observables quand l'anneau est ouvert ( $V_g = -3V$ ). .... 96
- Figure IV.2. L'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm (harmonique  $h/e$ ) est obtenue par la transformée de Fourier de la mesure de magnétoconductance. .... 96
- Figure IV.3. Une certaine régularité est observable dans les figures d'interférences du graphique de magnétoconductance de l'anneau en fonction de la tension appliquée à la grille. La résistance de l'anneau est représentée par des niveaux de gris. .... 97
- Figure IV.4. L'application d'un filtrage digital pour réduire les variations de basses fréquences de la magnétoconductance de l'anneau en fonction de la tension appliquée à la grille. Corrélation de phase  $Q$  des oscillations de Aharonov-Bohm. .... 98

- Figure IV.5. Pour certains intervalles de variation de tension de grille  $V_g$ , la fréquence des oscillations ( 4 périodes de  $h/e$  dans la figure) de Aharonov-Bohm est doublée..... 99
- Figure IV.6. Amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille  $V_g$ . La figure à l'intérieur et les flèches représentent la fenêtre Hanning et les intervalles les données utilisées pour le calcul de la transformée de Fourier. .... 100
- Figure IV.7. Transformée de Fourier (FFT) de l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm pour différents intervalles de variation de tension de grille  $V_g$  (Figure IV.6). La fréquence  $n$  est donnée par le rapport de période des oscillations ( $\Delta V/V_d$ ) en fonction de la tension de grille  $V_g$  dans l'intervalle défini par la tension de déplétion  $V_d$ . .... 101
- Figure IV.8. La composante de périodicité de 16 mV et sa première harmonique (32 mV) sont indiquées par les flèches et persistent dans les calculs de la transformée de Fourier (FFT) de l'amplitude des oscillations de Aharonov-Bohm pendant l'intervalle où la boucle de l'anneau est fermé ( $V_g \Rightarrow 0$  à -256 mV). .... 102
- Figure IV.9. Le schéma d'une expérience de Aharonov-Bohm avec une grille métallique pour appliquer un potentiel électrique, sur une branche de la trajectoire électronique est inspiré de l'expérience d'interférences à deux fentes de Young ..... 103
- Figure IV.10. Quantification de conductance d'une constriction dans une couche de gaz d'électrons (2DEG), d'après [vanHouten]. .... 105
- Figure IV.11. La magnétoconductance de l'anneau est le résultat de la contribution due aux différents modes propres de propagation. La coupure successive du nombre des canaux par l'action de la grille provoque la variation observée dans les figures d'interférences. .... 106
- Figure IV.12. Diagramme schématique des éléments de circuit (a et b) et de l'anneau (c) pour la construction de la matrice globale de transmission. .... 108
- Figure IV.13. Calcul de la transmission totale de la magnétoconductance d'une expérience de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille (6 canaux) et la variation du flux magnétique (3  $h/e$ ), pour des canaux identiques. .... 109

---

Figure IV.14. Calcul de la transmission totale de la magnétoconductance d'une expérience de Aharonov-Bohm en fonction de la tension de grille (6 canaux) et la variation du flux magnétique ( $3 h/e$ ), pour des canaux dissymétriques. Le désordre est représenté pour des différences de phases  $Q_n$  aléatoires entre les différents canaux de conduction ( $0, \pi, \pi, 0, 0, \pi/2$ ) ..... 109

**Abstract:**

**Development of a measurement system of mesoscopic interferences:  
Application in the study of persistent currents, conductance quantization  
and channel interference in a 2DEG ring**

The present work treats the development of scientific instrumentation and their applications for the understanding of certain aspects of the electronic wavefunction interference in mesoscopic systems. We present new measurements of transport and the magnetic response (persistent current) of a single mesoscopic ring made by e-beam lithography of a GaAlAs/GaAs heterojunction (2DEG - 2 dimensional electron gas). We implemented a front-end electronics which utilises hysteretical planar micro bridge SQUIDs as a sensor. The magnetometer, which is intended primarily for persistent currents is suitable for measurements of small magnetic samples (<100nm). The system is now used by other groups for micromagnetometry.

We study the dependence of magnetoconductance of a 2DEG ring with a gate on top of one of the branches, when an electric field is applied via the gate. The magnetoconductance pattern presents many features as the gate voltage is scanned: the phase of the Aharonov-Bohm signal alternates between 0 and  $\pi$ , double frequency, amplitude variations. These results indicate that the interplay of channel interference and conductance quantization explains the essential features of this Quasi Ballistic Aharonov-Bohm experiment. Calculations of the conductance pattern show same features in good agreement with experimental results.

**KEYWORDS:** Persistent currents - microSQUID - 2DEG - Conductance Quantization - Channel Interference - Mesoscopic - Quantum Transport - Heterojunction GaAs/GaAlAs



## Résumé:

### Développement d'un système de mesure d'interférences mésoscopiques: Application à l'étude de courants permanents, quantification de conductance et interférences entre canaux dans un anneau 2DEG

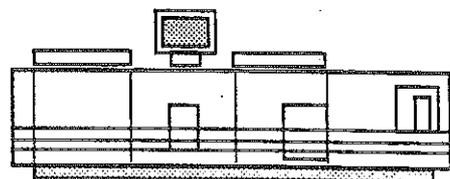
Cette étude s'intéresse au développement de l'instrumentation et à son application pour la compréhension de certains phénomènes d'interférence électronique dans des systèmes à l'échelle mésoscopique. Nous montrons de nouvelles mesures de transport quantique et d'aimantation (courants permanents) réalisées sur un anneau résistif, lithographié dans un système bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface d'une hétérojonction de GaAs-GaAlAs. Nous avons développé un système de détection électronique qui permet l'utilisation de microSQUIDS à micropont hystérétiques comme détecteurs de variation de flux magnétique pour la mesure des courants permanents. Ce système permet la mesure de très petits objets (<100 nm). Il est utilisé actuellement dans l'étude de plusieurs domaines du micromagnétisme.

Nous étudions la dépendance de la magnétoconductance d'un anneau 2DEG, en fonction d'un champ électrique appliqué à une grille métallique déposée sur une branche de l'anneau. La figure d'interférence résultante présente une série de changements: alternance de phase, doublement de fréquence, variation d'amplitude. Ces mesures suggèrent la superposition des effets d'interférences entre les modes propres de propagation (canaux de conduction) et la quantification de la conductance dans une expérience de Aharonov-Bohm, dans le régime quasi balistique. Des simulations numériques sont en bon accord qualitativement avec les résultats expérimentaux.

MOTS CLES: Courants permanents - microSQUID - 2DEG - Quantification de conductance - Interférences entre canaux - Mésoscopique - Transport Quantique - Hétérojonction GaAs/GaAlAs



Grenoble, juin 1997



Imprimé sur "Xerox 5090",  
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

