



**HAL**  
open science

# Cohérence quantique électronique : courants permanents et effet Kondo

Laurent Saminadayar

► **To cite this version:**

Laurent Saminadayar. Cohérence quantique électronique : courants permanents et effet Kondo. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. tel-00007296

**HAL Id: tel-00007296**

**<https://theses.hal.science/tel-00007296>**

Submitted on 4 Nov 2004

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

*Spécialité : Physique*

Soutenue par :

LAURENT SAMINADAYAR

le 14 septembre 2004

---

---

COHÉRENCE QUANTIQUE ÉLECTRONIQUE :  
COURANTS PERMANENTS ET EFFET KONDO

---

---

Composition du jury :

Hélène Bouchiat	<i>Rapporteur</i>
Benoît Douçot	<i>Rapporteur</i>
Franck Hekking	
Laurent Lévy	<i>Président</i>
Dominique Mailly	
Gilles Montambaux	<i>Rapporteur</i>

**Centre de Recherches sur les Très Basses Températures**  
Laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier  
25 avenue des Martyrs, B.P. 166 X, F-38042 Grenoble Cedex 09  
[saminadayar@grenoble.cnrs.fr](mailto:saminadayar@grenoble.cnrs.fr)



*Ad Majorem Gloriam Meam*



# Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit est le résultat de rencontres nombreuses et enrichissantes, et je tenais à remercier ici tous ceux qui y ont participé. Cependant, un impérieux devoir de concision m'oblige à abrégé la litanie des saints ; que les hommes de science que j'omettrais de citer me le pardonnent : ils côtoient Saint Jean Chrysostome dans la liste des oubliés perpétuels<sup>1</sup>. Mais qu'il me soit permis de la commencer par Christopher Bäuerle qui partage avec moi la lourde charge d'animer le groupe que nous avons fondé. Cela fait maintenant trois ans que nous cherchons à comprendre les mystères de l'effet Kondo mésoscopique et ses immenses compétences expérimentales, son sens physique aigu et sa maîtrise du froid, en font un allié irremplaçable dans cette quête du sens.

Je voudrais ensuite remercier les étudiants qui ont grandement contribué à la réussite des expériences présentées dans ce mémoire : en premier lieu Wilfried Rabaud, qui a mis au point l'expérience sur les courants permanents, expérience maintenant entre les mains de François Mallet. Félicien Schopfer a été là au début de nos travaux sur la cohérence de phase dans les métaux ; il a donc participé à l'essor de cette thématique, aujourd'hui reprise par Jerry Ericsson et Stéphane Bonifacie.

Mais ces expériences n'auraient pu avoir lieu sans la confiance que m'a toujours accordée Dominique Mailly : il a accepté de participer à nos projets dès le début et leur réussite doit beaucoup à ses compétences. Gilles Montambaux occupe aussi une place particulière dans notre vie scientifique par les nombreuses discussions que nous avons sur la mésophysique.

Par ailleurs, il me faut exprimer ma gratitude envers Alain Benoît qui m'a fait don de Mélusine, indéfectible source de froid.

Les mémoires en tout genre, s'ils procurent à leur auteur une grande satisfaction une fois finis, et sont aussi parfois une source de fierté immodérée, sont en général pour ceux qui ont à les lire à l'origine de quelques moments pénibles que seul tempère finalement le sentiment du devoir accompli. C'est pourquoi je tiens tout particulièrement à remercier Hélène Bouchiat, Benoît Douçot et Gilles Montambaux d'avoir accepté non seulement de lire ce texte mais aussi d'écrire un rapport afférent. Laurent Lévy a, lui, accepté de présider le jury, Franck Hekking et Dominique Mailly d'en faire partie : j'ai été très sensible à leur amicale présence parmi les examinateurs de ce travail.

La science expérimentale se nourrit de nombreuses compétences techniques : celles-ci se trouvent toutes au sein des différents services du laboratoire. Que tous les membres de ces services trouvent ici l'expression de ma gratitude pour le travail qu'ils ont accompli dans le cadre de nos expériences, que ce soit en électronique, cryogénie ou nanofabrication.

Enfin, je ne saurais oublier les plus jeunes, dont la passion pour la science et les choses de l'esprit m'ont été un soutien précieux : sur cette photo, vous les voyez lors de leur visite au laboratoire. Je tenais à les remercier car on ne saurait trop rappeler que « si la jeunesse n'a pas toujours raison, la société qui la méconnaît [...] a toujours tort ».

---

<sup>1</sup> – *Saint Jean Chrysostome, né en 349, évêque de Constantinople en 397, mort en 407. Je ne l'ai jamais entendu cité, mais peut-être cela est-il dû à mon manque d'assiduité religieuse.*



FIG. 1: Tristan et Adrien Saminadayar lors de leur visite au laboratoire : Adrien discute vivement notre hypothèse d'une transition vitreuse dans les systèmes Kondo et Tristan s'interroge sur le bien-fondé de notre approche expérimentale.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Courants permanents dans des anneaux mésoscopiques connectés</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.2 Les courants permanents . . . . .	4
1.2.1 Rappels sur les propriétés des courants permanents . . . . .	4
1.2.2 Situation expérimentale . . . . .	10
1.3 Résultats expérimentaux . . . . .	11
1.3.1 Géométrie des échantillons . . . . .	11
1.3.2 Dispositif expérimental : le micro-SQUID . . . . .	12
1.3.3 Techniques de mesure . . . . .	14
1.3.4 Résultats expérimentaux . . . . .	14
1.4 Conclusion . . . . .	17
<b>2 Cohérence quantique et effet Kondo dans les conducteurs mésoscopiques</b>	<b>19</b>
2.1 Introduction . . . . .	19
2.2 La décohérence électronique . . . . .	20
2.2.1 Mécanismes de décohérence . . . . .	20
2.2.2 Situation expérimentale . . . . .	21
2.3 Mesure du temps de cohérence de phase dans des fils . . . . .	22
2.3.1 Principe de la mesure . . . . .	22
2.3.2 Fabrication des échantillons . . . . .	23
2.3.3 Techniques expérimentales . . . . .	23
2.3.4 Résultats expérimentaux . . . . .	24
2.4 Conclusion . . . . .	32
<b>3 Perspectives</b>	<b>35</b>
3.1 Introduction . . . . .	35
3.2 Effet Kondo et déphasage . . . . .	35
3.3 Effet Kondo dans les nanostructures artificielles . . . . .	36
<b>Conclusion générale</b>	<b>41</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>42</b>



<b>Annexes</b>	<b>51</b>
<b>A Publications</b>	<b>51</b>
A.1 Revues spécialisées . . . . .	51
A.2 Revues de vulgarisation . . . . .	52
<b>B Transparents</b>	<b>53</b>

# Introduction générale

LES EFFETS DE COHÉRENCE QUANTIQUE sont au cœur de la physique mésoscopique ; ils gouvernent le comportement des conducteurs quand leur taille devient comparable à la longueur de cohérence de phase électronique  $l_\phi$ , et ceci qu'il s'agisse de leurs propriétés thermodynamiques ou de leurs propriétés de transport.

Dans ce mémoire, nous nous intéresserons aux deux aspects du problème. Pour ce qui est des propriétés d'équilibre, nous montrerons que les courants permanents, propriété spectaculaire des anneaux mésoscopiques, existent même lorsque la taille de l'échantillon devient très supérieure à la longueur de cohérence de phase de l'électron. Il s'agit donc d'étudier la transition d'une propriété purement mésoscopique vers une propriété quantique observable dans un échantillon macroscopique. On peut à cet égard faire un parallèle avec la localisation faible : cette propriété quantique s'observe dans des échantillons macroscopiques, même lorsque leur taille devient très grande devant la longueur de cohérence de phase.

La seconde partie du manuscrit est consacrée à une étude du temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température dans des échantillons d'or contenant des impuretés magnétiques de fer. Cette expérience est reliée aux débats récents sur la saturation du temps de cohérence de phase des électrons à très basse température. Sans aborder directement cette question, le but de ce travail était de comprendre l'effet des impuretés magnétiques sur la cohérence quantique, et ce dans le cadre de la physique de l'effet Kondo. Plus précisément, nous avons souhaité nous appuyer sur les nombreuses études sur l'effet Kondo dans le système Or/Fer qui avaient été faites dans le passé pour comprendre les variations observées du temps de cohérence de phase ; en particulier, nous avons mis en évidence que le régime de verre de spins, qui apparaît à très basse température, est responsable d'un changement radical dans le comportement du temps de cohérence de phase.

Enfin, la troisième partie du manuscrit est consacrée aux ouvertures possibles des sujets évoqués ; « ouvertures » est sans doute plus approprié que « projets », car les expériences mentionnées sont en grande partie en cours de réalisation. Il s'agit essentiellement d'aborder la physique de l'effet Kondo à la lumière de la physique mésoscopique. Pour cela, deux directions sont proposées : d'une part, dans des structures « standards », on peut étudier le temps de cohérence de phase en fonction de la température et du dopage magnétique. Pour cela, nous avons entamé une collaboration qui nous permet de disposer d'échantillons de gaz d'électrons bidimensionnels dopés au manganèse. Outre la très grande pureté du matériau de départ, la technique de dopage utilisant un FIB (*Focused Ion Beam*) permet de maîtriser parfaitement les concentrations d'impuretés mises en jeu mais aussi d'implanter des espèces non magnétiques afin de disposer d'échantillons de référence. D'autre part, nous proposons d'étudier l'effet Kondo dans des nanostructures artificielles. En effet, la possibilité de disposer d'une impureté magnétique unique, que

l'on peut par ailleurs rendre non-magnétique en variant une tension de grille, permet d'envisager des expériences sur les effets de taille finie dans le régime Kondo et, par là, de sonder la taille physique du nuage Kondo.

Dans ce mémoire, il n'est nulle part pas fait mention des travaux réalisés avant mon arrivée au CRTBT. En effet, le changement de laboratoire entre mon doctorat et mon poste de maître de conférences a induit nécessairement un changement thématique : les courants permanents ou la cohérence quantique dans les métaux étaient lors de mon recrutement des sujets nouveaux pour moi ; ce sont les expériences entreprises dans ces domaines qui sont décrites ici. Par contre, les expériences sur la réduction du shot-noise dans un contact ponctuel quantique ou la détection des excitations de charge fractionnaires dans le régime d'effet Hall quantique fractionnaire ne seront pas évoquées ; on en trouvera cependant mention dans la liste de publications qui figure en annexe. De même, on ne trouvera rien concernant les travaux récents sur les interférences quantiques dans les réseaux de fils métalliques. Par ailleurs, le format imposé à ce manuscrit ne permet pas de proposer une introduction simple et complète aux différentes thématiques : c'est pourquoi nous avons volontairement choisi une présentation quelque peu abrupte, mais fort économe en pages.

Par ailleurs, il est important de préciser ici le contexte dans lequel nos derniers travaux ont été réalisés : depuis quelques années, nous avons fondé avec CHRISTOPHER BÄUERLE un groupe de recherche autour des problèmes de cohérence quantique dans les conducteurs mésoscopiques. Plus particulièrement, nous avons centré l'activité de ce groupe sur la question de l'effet Kondo en relation avec la cohérence électronique. Ce projet a deux aspects, l'un étant l'étude du temps de cohérence en présence d'impuretés magnétiques, travail déjà ébauché et qui fait l'objet de la deuxième partie de ce mémoire, l'autre étant l'étude des propriétés du nuage Kondo dans les nanostructures artificielles.

Enfin, il faut noter que les expériences présentées dans ce mémoire sont le fruit du travail de plusieurs étudiants de troisième cycle ; elles ont constitué en particulier le cadre des thèses de WILFRIED RABAUD et FÉLICIEN SCHOPFER, ainsi que de celle entamée depuis peu par FRANÇOIS MALLET.

# Chapitre 1

## Courants permanents dans des anneaux mésoscopiques connectés

### 1.1 Introduction

Les courants permanents sont une conséquence directe de la cohérence quantique des électrons à l'échelle mésoscopique[1] : il s'agit d'un courant permanent, non-dissipatif, circulant dans un anneau non-supraconducteur traversé par un flux magnétique. Contrairement à ce qui se passe dans le cas des propriétés de transport, il ne s'agit pas là d'une *correction* à une grandeur classique, au sens où la localisation faible est une correction quantique à la conductance classique de Drude : ici, il s'agit d'un effet *purement quantique* ; sans cohérence quantique, les courants permanents n'existent pas.

On peut par ailleurs rapprocher le phénomène des courants permanents de la délocalisation des orbitales électroniques dans les molécules aromatiques, responsable par exemple du diamagnétisme du benzène[2, 3]. Pourtant, ici, cette délocalisation s'étend sur des anneaux de plusieurs micromètres, ce qui permet d'observer la périodicité de la réponse en fonction du flux magnétique dans l'anneau  $\varphi$ . En particulier, il est possible d'induire un déphasage de  $2\pi$  sur la fonction d'onde électronique en appliquant quelques Gauss, là où il faudrait plusieurs dizaines de Teslas pour observer la même physique sur des molécules de benzène<sup>1</sup>. En 1983, il a donc été prédit que des courants permanents existent dans des anneaux mésoscopiques, et ce *même en présence de désordre*, autre différence majeure avec le magnétisme orbital des composés aromatiques. Finalement, il faut bien noter que la résistance de ces anneaux, dans lesquels circule un courant permanent, peut être de plusieurs kiloOhms : ce phénomène ne peut donc se comprendre simplement comme la circulation d'un courant dans un conducteur non dissipatif!

Différentes expériences ont mis en évidence ces courants permanents dans des anneaux isolés métalliques[4, 5, 6, 7] ou semi-conducteurs[8, 9, 10]. Par ailleurs, on a pu détecter à la fois la valeur *moyenne* de l'amplitude des courants permanents mesurée sur un grand nombre d'anneaux, et sa valeur *typique* mesurée sur un anneau isolé. L'existence des courants permanents en elle-même est donc bien établie, même si l'amplitude mesurée dans certaines expériences reste mal comprise. De plus, le signe de la réponse magnétique mesurée sur un grand nombre d'anneaux, proportionnelle au signe de l'interaction, est clairement

---

<sup>1</sup>–  $\phi_0 \approx 13 G$  pour un anneau de  $1 \mu m$  de rayon, soit  $1,3 kT$  pour un anneau de  $1 nm$  de rayon!

en contradiction avec la théorie[6, 7, 10].

L'extension naturelle de ce problème consiste donc à étudier l'évolution des courants permanents quand le système est non plus isolé, mais connecté à son environnement. Récemment, il a été prédit que les courants permanents existent dans des réseaux d'anneaux diffusifs *connectés*, et ce même si la taille de ce réseau est très grande devant la longueur de cohérence de phase[11, 12, 13]. Il s'agit en fait de compter les trajectoires semi-classiques qui, même dans un système macroscopique, continuent à faire le tour des anneaux : on comprend donc simplement que l'amplitude des courants permanents se trouve réduite par un facteur purement géométrique, qui dépend uniquement de la connectivité du réseau, c'est-à-dire du nombre de possibilités qu'a un électron de s'échapper d'un anneau quand il arrive à un nœud.

Finalement, on peut penser à une généralisation de ce problème au cas d'un conducteur purement bidimensionnel, par exemple un film métallique : de même que la localisation faible traduit la cohérence quantique à l'échelle mésoscopique pour ce qui est de la conductance, la susceptibilité magnétique à champ nul pourrait être la signature macroscopique de ces courants permanents qui existent à l'échelle mésoscopique[14].

On remarquera qu'une grande partie de ce chapitre est consacrée à des problèmes expérimentaux ; ceci est lié à la difficulté inhérente à ce type d'expériences : l'aimantation due aux courants permanents est très faible et il faut développer, pour la mesurer, une instrumentation spécifique, mais aussi une procédure de traitement des données performante.

## 1.2 Les courants permanents

### 1.2.1 Rappels sur les propriétés des courants permanents

Il s'agit ici de rappeler les propriétés *élémentaires* des courants permanents, et ce dans le cadre le plus simple du point de vue théorique. Cependant, nous verrons que la plupart des résultats restent valables pour des systèmes réels, à des constantes numériques près.

Dans le cadre d'un formalisme plus général[15, 16], on peut d'ailleurs assez bien comprendre la généralité de ces résultats : les courants permanents sont dus à la rigidité spectrale, et on sait qu'un changement des conditions aux limites entraîne des modifications du spectre sur une échelle d'énergie qui correspond précisément à l'énergie de corrélation  $E_c$ .

#### 1.2.1.1 Anneau unidimensionnel

Dans cette partie, on va s'intéresser au cas d'un anneau isolé unidimensionnel, traversé par un flux magnétique  $\phi$ . De plus, on supposera que la longueur de cohérence de phase dans l'anneau est très grande devant son périmètre. Le hamiltonien à un électron d'un tel système est alors donné par :

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} [\vec{p} - e\vec{A}]^2 + V(\vec{r}) \quad (1.1)$$

où  $\vec{p}$  représente l'impulsion,  $\vec{A}$  le potentiel vecteur et  $V(\vec{r})$  le potentiel décrivant le réseau et éventuellement le désordre. En effectuant le changement de jauge  $\vec{A} \Rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \left( \int \vec{A} \cdot d\vec{l} \right)$ , on obtient simplement[17] :

$$\Psi(x + L) = \Psi(x) \exp \left( i \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \right) = \Psi(x) \exp \left( 2i\pi \frac{\phi}{\phi_0} \right) \quad (1.2)$$

où  $L$  est le périmètre de l'anneau et  $\phi_0 = h/e$  le quantum de flux.

On en déduit les conditions de quantification du vecteur d'onde :

$$k_n = \frac{2\pi}{L} \left( n + \frac{\phi}{\phi_0} \right) \quad (1.3)$$

qui correspondent à des énergies  $\varepsilon_n = \hbar^2 k_n^2 / 2m$ .

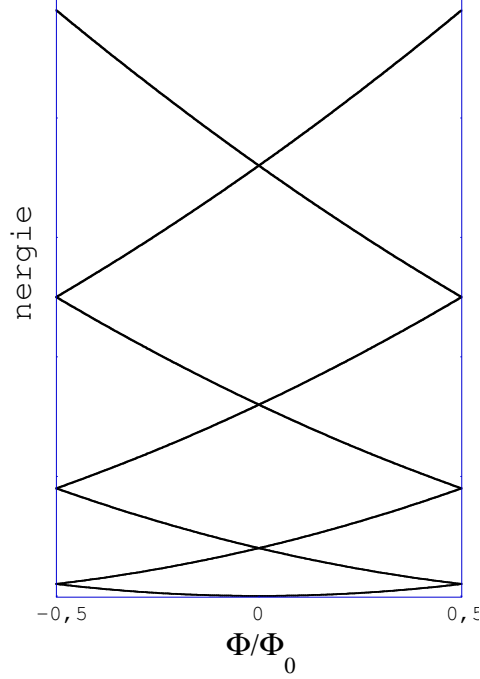


FIG. 1.1: Spectre d'énergie d'un anneau mésoscopique 1D sans désordre traversé par un flux magnétique  $\phi$ . Les nouvelles conditions aux limites des fonctions d'ondes électroniques imposées par le potentiel vecteur conduisent à la périodicité du spectre en fonction de  $\phi$  avec la période  $\phi_0$ . Par analogie avec les états de Bloch, chaque niveau porte un courant donné par l'opposé de la pente du niveau considéré. Le courant permanent est donné par la somme des contributions de chaque niveau.

Par analogie avec les états de Bloch, on peut alors définir pour chaque niveau d'énergie une vitesse donnée par :

$$v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial k} = \frac{L}{e} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \phi} \quad (1.4)$$

Par ailleurs, cette vitesse correspond à un courant donné par :

$$i_n = -\frac{ev_n}{L} = -\frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \phi} \quad (1.5)$$

où  $L/v_n$  est le temps mis par l'électron du niveau  $n$  pour faire un tour de l'anneau.

Le courant total est alors donné par la somme des courants portés par chacun des niveaux. Cependant, comme on peut le remarquer sur la figure 1.1, le signe de la courbure des niveaux alterne à chaque niveau. Aussi, le courant permanent porté par deux niveaux successifs est opposé ; finalement, le courant total est essentiellement porté par le dernier niveau occupé[18] qui est le niveau de Fermi à  $T = 0 K$  :

$$I_0 = \frac{ev_F}{L} \quad (1.6)$$

Notons qu'on peut réécrire ce résultat en fonction de l'énergie de Thouless  $E_c = \hbar v_F/L$  :

$$I_0 = \frac{ev_F}{L} = \frac{\hbar v_F}{L} \frac{e}{\hbar} = \frac{E_c}{\phi_0} \quad (1.7)$$

L'intérêt de cette écriture est qu'elle fait apparaître les courants permanents comme liés à la rigidité spectrale, c'est-à-dire à la sensibilité du spectre d'énergie par rapport aux conditions aux limites imposées par le flux magnétique.

Par ailleurs, on voit que le sens du courant, donné par la pente du niveau de Fermi, dépend de la parité du nombre d'électrons dans l'anneau :

$$I_N = \begin{cases} I_0 \left(1 - 2\frac{\phi}{\phi_0}\right) & \geq 0, \text{ si } N \text{ est pair} \\ -2I_0 \frac{\phi}{\phi_0} & \leq 0, \text{ si } N \text{ est impair} \end{cases} \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

avec  $I_0 = ev_F/L$ . Le courant est donc positif si  $N$  est pair : il est dit paramagnétique (l'aimantation résultante  $M = I_N S$ , où  $S$  est la surface de l'anneau, est orientée dans le même sens que le champ magnétique). Dans le cas contraire, il est négatif et diamagnétique.

Enfin, dans le cas où plusieurs canaux de conduction sont présents dans l'anneau, et s'ils sont faiblement couplés (régime balistique), le courant total s'écrit simplement comme la somme des courants non corrélés de chaque canal[19] :

$$I = \sqrt{M} I_0 \quad (1.10)$$

où  $M$  est le nombre de canaux dans l'anneau.

Au-delà de sa simplicité, nous allons voir que ce modèle donne les bons résultats même dans le cas d'un anneau réel. En général, les corrections à l'amplitude se limitent à un facteur numérique ; ceci est dû à la nature profonde des courants permanents qui sont une manifestation directe de la rigidité spectrale.

### 1.2.1.2 Anneau réel

Le problème des courants permanents dans un anneau diffusif tridimensionnel a été abordé théoriquement par de nombreux auteurs ; pour une revue complète, nous renvoyons le lecteur à la référence[16] et aux articles cités dans cette synthèse. Ici, nous nous contenterons de rappeler les principaux résultats obtenus.

Dans le cas du régime diffusif, la configuration microscopique du désordre rend chaque échantillon unique. Par conséquent, la seule grandeur qui présente un sens physique est le courant moyen, obtenu en moyennant l'amplitude des courants permanents sur les différentes configurations de désordre. Le courant typique est alors obtenu comme la fluctuation du courant autour de sa valeur moyenne,  $I_{typ}^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$ .

**1.2.1.2.1 Le courant typique** Pour ce qui est du courant typique, on retrouve essentiellement le résultat obtenu pour le cas idéal[1, 20, 21]  $I_{typ} = E_c/\phi_0$ . Cependant, l'expression de l'énergie de Thouless est modifiée par rapport au cas balistique dans le rapport du libre-parcours élastique au périmètre de l'anneau :

$$I_{typ} \sim \frac{E_c}{\phi_0} = \frac{e}{\tau_D} = \frac{ev_F l_e}{L} \quad (1.11)$$

Dans le cas d'un conducteur métallique habituel, ce facteur est en général de l'ordre de  $10^{-2}$ . Par ailleurs, dans un régime fortement diffusif, ce qui est le cas d'un métal, le couplage entre les canaux induit par le désordre empêche de les considérer comme indépendants; le facteur  $\sqrt{M}$ ,  $M$  étant le nombre de canaux, que l'on trouvait dans le cas purement balistique ne peut donc plus s'appliquer ici.

**1.2.1.2.2 Le courant moyen** Lorsque l'on mesure le courant d'un grand nombre d'anneaux, on mesure un courant moyen. En particulier, le nombre d'électrons dans chaque anneau, et donc sa parité, peut varier aléatoirement. Ceci a une conséquence importante pour la périodicité des courants permanents. La figure 1.2 représente l'amplitude des courants permanents dans un anneau unidimensionnel balistique selon la parité du nombre d'électrons dans l'anneau : on voit que le courant moyen mesuré sur un grand nombre d'anneaux a une périodicité  $\phi_0/2$  et non plus  $\phi_0$ [22].

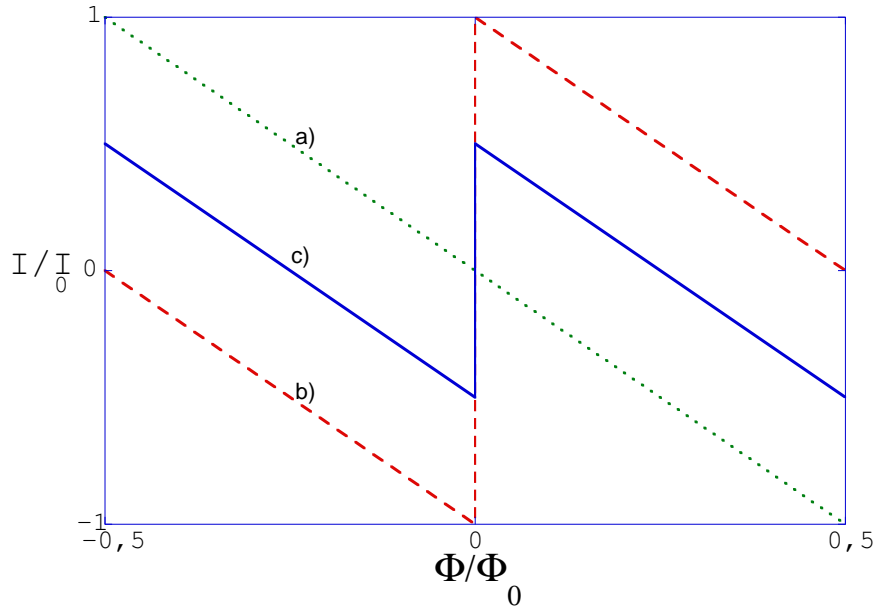


FIG. 1.2: Amplitude du courant permanent  $I$  dans un anneau unidimensionnel non désordonné en fonction de la parité du nombre total  $N$  d'électrons présents : a)  $N$  est impair, b)  $N$  est pair. La moyenne sur le nombre d'électrons (courbe c) donne un courant permanent dont la période est  $\phi_0/2$ .

Dans le cas du calcul du courant moyen, il faut de plus considérer les cas sans interactions ou avec interactions. Ceci est d'autant plus important que dans le cas avec interactions, le signe des courants permanents est directement relié au signe de l'interaction[15].

**1.2.1.2.3 Électrons sans interaction** Dans le cas grand canonique (potentiel chimique fixé dans chaque anneau), le courant permanent moyen est nul[18]. Par contre, dans le cas canonique (nombre d'électrons dans chaque anneau fixé), le courant permanent moyen est non nul et paramagnétique[23, 24, 25] :

$$\langle I \rangle = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta}{\phi_0} \quad (1.12)$$

où  $\Delta$  est l'espacement entre les niveaux d'énergie dans l'anneau.

Il faut cependant noter que l'amplitude d'un tel courant est très faible; si dans un anneau semiconducteur,  $\Delta$  peut être de l'ordre du milliKelvin, dans un métal,  $\Delta$  est de l'ordre du microKelvin : dans les



deux cas, un tel signal n'est pas détectable expérimentalement !

**1.2.1.2.4 Contribution due aux interactions électron-électron** Le rôle des interactions est de fixer localement la densité électronique[26, 27, 28, 29], ce qui a pour effet de renforcer les courants permanents. Le calcul complet (c'est-à-dire à tous les ordres du développement perturbatif) effectué par Ambegaokar et Eckern[26] conduit à :

$$\langle I_{ee} \rangle = \frac{16}{2\pi} \lambda_0 \frac{E_c}{\phi_0} \quad (1.13)$$

où  $\lambda_0 = U\rho_0$  est la constante de couplage de l'interaction, avec  $\rho_0$  la densité d'états moyenne au niveau de Fermi. De manière générale, ce coefficient vaut typiquement 0.1, et on retrouve alors le résultat  $\langle I_{ee} \rangle \approx E_c/\phi_0$ . Par ailleurs, il faut noter que, les interactions assurant l'électronneutralité, le calcul ne dépend plus alors de l'ensemble statistique choisi.

**1.2.1.2.5 Extensivité** Au vu des résultats précédents, on constate, *in fine*, que les amplitudes du courant typique et du courant moyen par anneau sont du même ordre de grandeur<sup>1</sup>, à savoir  $E_c/\phi_0$ . Cependant, il existe une grande différence quant à l'extensivité de ces deux quantités. Le courant moyen est une grandeur *extensive*, qui croît donc linéairement avec le nombre  $N$  d'anneaux. Par contre, le courant typique est une fluctuation statistique autour d'une valeur moyenne : il croît donc comme la racine carrée du nombre d'anneaux[16].

Expérimentalement, on sera donc sensible au courant typique dans les expériences sur un anneau unique ou un petit nombre d'anneaux, et au courant moyen dans les expériences sur un grand nombre d'anneaux. *A priori*, on devrait passer d'un régime à l'autre pour quelques dizaines d'anneaux ; cependant, si cette transition a été clairement vue dans le cas des oscillations Aharonov-Bohm[30, 31, 32], la situation est beaucoup moins claire en ce qui concerne les courants permanents.

### 1.2.1.3 Anneaux connectés

Dans ce mémoire, nous allons nous intéresser à un problème légèrement différent, à savoir le cas des courants permanents dans une chaîne d'anneaux connectés. Il faut cependant remarquer qu'il ne s'agit là que d'un cas particulier du problème général des courants permanents dans des réseaux d'anneaux : en effet, l'approche théorique que nous évoquerons succinctement plus loin permet, en principe, de calculer l'aimantation orbitale d'un réseau quelconque d'anneaux.

Le point fondamental de ces études est qu'elles abordent le problème des courants permanents dans des échantillons dont la taille est très supérieure à la longueur de cohérence de phase, voire des systèmes macroscopiques. On sait que dans un anneau, les courants permanents diminuent exponentiellement avec le périmètre de l'anneau ; cet effet est simplement relié à la valeur finie de la longueur de cohérence de phase. Pourtant, dans un réseau d'anneaux, ou même dans un échantillon macroscopique, il existe des trajectoires, liées au désordre ou à la topologie du réseau, qui sont plus petites que la longueur de cohérence de phase. Ces trajectoires peuvent alors donner lieu à des courants permanents, de la même façon qu'elles donnent lieu à la correction de localisation faible en ce qui concerne la conductance.

---

1 – Le courant moyen par anneau est environ 10 fois plus faible que le courant typique par anneau.

**1.2.1.3.1 Modèle théorique** Le problème d'un anneau connecté à un réservoir d'électrons par un fil parfait a été abordé en 1985 par Büttiker[33] : le réservoir d'électrons modélisait la décohérence, et il avait été montré que l'amplitude des courants permanents était alors fortement diminuée.

Plus récemment, le modèle théorique développé par Gilles Montambaux permet de calculer simplement l'aimantation d'un réseau<sup>2</sup>, qui s'exprime comme l'aimantation d'un anneau unique multiplié par un facteur numérique dépendant de la topologie du réseau[11, 12, 13].

Ce modèle permet en fait de calculer un grand nombre de propriétés mésoscopiques d'un réseau tant thermodynamiques (courants permanents typique et moyen) que de transport (oscillations Aharonov-Bohm) en les reliant simplement à la probabilité de retour à l'origine de manière diffusive  $p(\vec{r}, \vec{r}', t)$  de l'électron[34]. Le calcul de la probabilité de diffusion sur un réseau « unidimensionnel » a été réalisé par Douçot et Rammal : il s'agit de résoudre l'équation de diffusion sur chaque brin du réseau, puis d'appliquer la loi de conservation du courant en chaque nœud[35, 36].

La probabilité de retour  $p(\vec{r}, \vec{r}', t)$  est solution de l'équation de diffusion<sup>3</sup> :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} - D \left( \vec{\nabla} + \frac{2ie\vec{A}}{\hbar} \right)^2 \right] p(\vec{r}, \vec{r}', t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (1.14)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion et  $\vec{A}$  le potentiel vecteur.

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$p(\vec{r}, \vec{r}', t) = \Theta(t) \sum_n \psi_n(\vec{r}) \psi_n^*(\vec{r}') \exp(-\varepsilon_n t) \quad (1.15)$$

où  $\Theta(t)$  est la fonction de Heavyside, et les valeurs propres  $\varepsilon_n$  et les fonctions propres  $\psi_n$  sont solutions de :

$$D \left( \vec{\nabla} + \frac{2ie\vec{A}}{\hbar} \right)^2 \psi_n(\vec{r}) = \varepsilon_n \psi_n(\vec{r}) \quad (1.16)$$

Les différentes quantités thermodynamiques, l'aimantation moyenne canonique  $\langle M_N \rangle$ , l'aimantation moyenne liée aux interactions électron-électron<sup>4</sup>  $\langle M_{ee} \rangle$  et l'aimantation typique  $M_{typ}$ , peuvent s'écrire en fonction de la probabilité de retour intégrée sur l'espace  $P(t) = \int p(\vec{r}, \vec{r}', t) d\vec{r}$  [15, 16] :

$$\langle M_N \rangle = -\frac{\Delta}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial H} \int_0^\infty \frac{P(t)}{t} dt \quad (1.17)$$

$$\langle M_{ee} \rangle = -\frac{\lambda_0}{\pi} \frac{\partial}{\partial H} \int_0^\infty \frac{P(t)}{t^2} dt \quad (1.18)$$

$$M_{typ}^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{P''(t, H) - P''(t, 0)}{t^3} dt \quad (1.19)$$

où  $P''$  dénote la dérivée seconde par rapport au champ magnétique  $H$ ,  $\Delta$  l'espacement entre les niveaux et  $\lambda_0$  la constante de couplage de l'interaction évoquée au paragraphe 1.2.1.2.4.

Dans la suite, nous allons nous intéresser au cas particulier d'une chaîne d'anneaux.

2- Dans le cas d'un réseau d'anneaux, il est en fait plus simple de parler d'aimantation que de courants permanents, dont le sens paraît moins clair.

3- Si on tient compte des effets de décohérence, il faut alors introduire un « cut-off » donné par  $\gamma = 1/\tau_\phi$ . L'équation de diffusion devient alors :  $\left[ \gamma + \frac{\partial}{\partial t} - D \left( \vec{\nabla} + \frac{2ie\vec{A}}{\hbar} \right)^2 \right] p(\vec{r}, \vec{r}', t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$

4- On considère ici l'interaction coulombienne écrantée.

**1.2.1.3.2 Cas d'une chaîne d'anneaux** Dans le cas d'une chaîne de  $N$  anneaux, on peut relier l'aimantation du réseau connecté à l'aimantation d'un anneau isolé  $M^\circ$  par un facteur géométrique  $g$  :

$$\langle M_{ee} \rangle = gN \langle M_{ee}^\circ \rangle \quad (1.20)$$

$$M_{typ} = \sqrt{gN} M_{typ}^\circ \quad (1.21)$$

Ce facteur géométrique est en fait relié à la *connectivité* du réseau, c'est-à-dire le nombre de bras qui partent de chaque nœud[13]. Ici, nous nous contenterons de reproduire le résultat pour une chaîne d'anneaux.

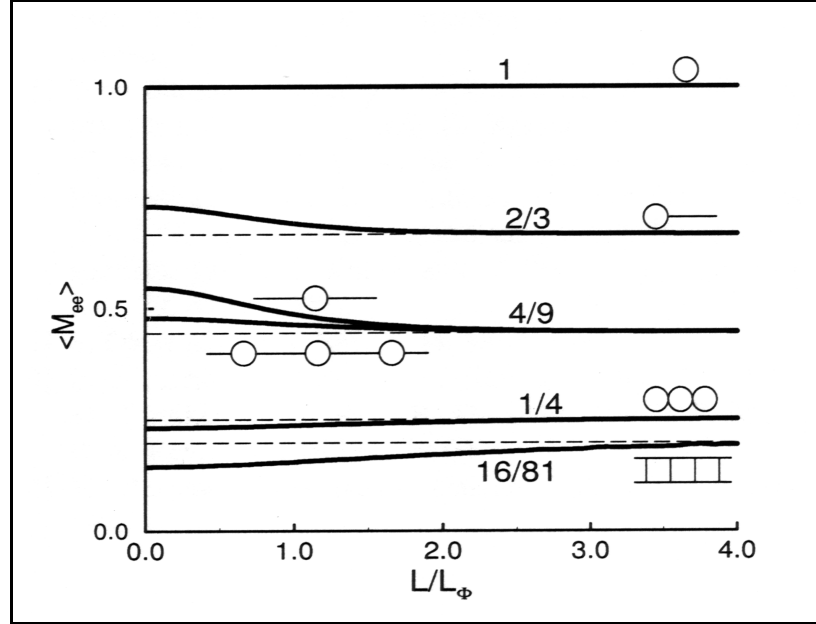


FIG. 1.3: Aimantation  $\langle M_{ee} \rangle$  par anneau pour diverses géométries d'anneaux connectés (le périmètre de chaque anneau ainsi que la longueur de chaque bras valent  $L$ ; les trois courbes du bas correspondent à des réseaux infinis[13]).

La figure 1.3 représente l'aimantation moyenne par anneau d'une chaîne d'anneaux, ramenée à l'aimantation d'un anneau. On voit que le facteur de réduction dépend, en plus du nombre de bras connectés, de la longueur du bras  $l_{bras}$  par rapport à la longueur de cohérence de phase : le facteur de réduction diminue tant que  $l_\phi < l_{bras}$ , puis devient ensuite constant. Ceci est aisément compréhensible : les effets mésoscopiques ne peuvent s'étendre au-delà de  $l_\phi$  ! Cependant, il faut noter que ce facteur ne tend pas vers 0, mais vers une valeur finie : ce facteur de réduction représente le nombre de trajectoires plus grandes que la longueur de cohérence de phase, ces trajectoires ne participant donc plus aux courants permanents.

## 1.2.2 Situation expérimentale

Dans ce paragraphe, nous rappellerons brièvement les expériences qui ont été faites sur les courants permanents : elles sont *in fine* assez peu nombreuses, ceci étant dû à la difficulté expérimentale à détecter des signaux magnétiques très faibles.

Concernant le courant permanent moyen, des expériences ont été réalisées dans le régime diffusif[4, 7] et balistique [37, 9, 10]. Pour ce qui est du courant typique, seules deux expériences ont réussi à les mesurer,

dans le régime diffusif[5] et balistique[8]. Enfin, en-dehors du travail présenté ici[38], il n'existe qu'une seule expérience portant sur les courants permanents dans un petit nombre d'anneaux[6].

De ces expériences, on peut conclure que l'existence des courants permanents, dans des anneaux isolés, est maintenant bien établie. Par ailleurs, l'amplitude mesurée, si elle paraît quelque peu surprenante dans l'expérience sur un anneau unique d'or[5], est en relativement bon accord avec la théorie. Par contre, le signe du courant moyen est beaucoup plus problématique : nous avons vu que celui-ci est directement relié au signe de l'interaction électron-électron. Or, dans les expériences où il a pu être détecté de façon fiable[7, 9, 10, 6], il a été trouvé *diamagnétique*, ce qui correspondrait à une interaction *attractive*. Il va sans dire qu'une telle interaction attractive est surprenante dans un métal normal ; à l'heure actuelle, il s'agit sans aucun doute d'un des aspects qu'il reste à comprendre dans cette physique des courants permanents.

Enfin, il faut noter qu'aucune expérience n'a porté sur des anneaux connectés ; pourtant, l'existence de courants permanents dans des échantillons de grande taille est un point crucial à vérifier, et c'est dans ce contexte que nous avons entrepris ce travail.

## 1.3 Résultats expérimentaux

### 1.3.1 Géométrie des échantillons

Nos échantillons ont été réalisés au Laboratoire de Microstructures et Microélectronique à Bagnex<sup>1</sup>, en collaboration avec Dominique Maily. Ils ont été fabriqués à partir d'une hétérojonction d'arséniure de gallium, réalisée par épitaxie par jets moléculaires. Pour de telles expériences, il est nécessaire que les échantillons aient une grande mobilité électronique : dans les hétérojonctions que nous avons utilisées, la densité électronique était de  $5,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  et les mobilités de  $0,8 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  et  $1,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Cela correspond à une longueur d'onde de Fermi de  $35 \text{ nm}$  et à une vitesse de Fermi de  $3,16 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$ . Enfin, le libre parcours élastique et la longueur de cohérence de phase, mesurés sur des échantillons réalisés à partir de la même hétérojonction, ont été estimés<sup>2</sup> à  $8 \mu\text{m}$  et  $20 \mu\text{m}$  respectivement.

Un des grands avantages des semiconducteurs par rapport aux métaux réside dans la possibilité de déposer des grilles à la surface de l'échantillon. On peut alors varier *in situ* la géométrie de l'échantillon, qui conserve par ailleurs toutes ses autres propriétés électroniques. Dans notre cas, nous avons réalisé des chaînes d'anneaux (4 et 16 anneaux) dont la géométrie est représentée sur les figures 1.4 et 1.5. Cependant, il faut noter que la largeur réelle des bras est légèrement inférieure à la largeur géométrique, à cause des effets de déplétion que l'on peut estimer à une centaine de nanomètres. Par ailleurs, il faut remarquer que, dans les deux cas, la taille totale des échantillons est très grande devant la longueur de cohérence de phase : on ne peut donc évoquer des trajectoires électroniques cohérentes qui parcourraient l'ensemble des anneaux.

Un jeu de trois grilles a ensuite été déposé à la surface de l'échantillon :

- la première grille,  $G_1$ , permet de couper les anneaux, supprimant ainsi tout effet d'interférence et permettant d'avoir une référence pour le signal mesuré ;

---

1– Ce laboratoire est depuis devenu le Laboratoire de Photonique et Nanostructures et a déménagé à Marcoussis.

2– Le point important est que ces longueurs peuvent changer légèrement après le procédé complet de lithographie, qui est assez complexe.

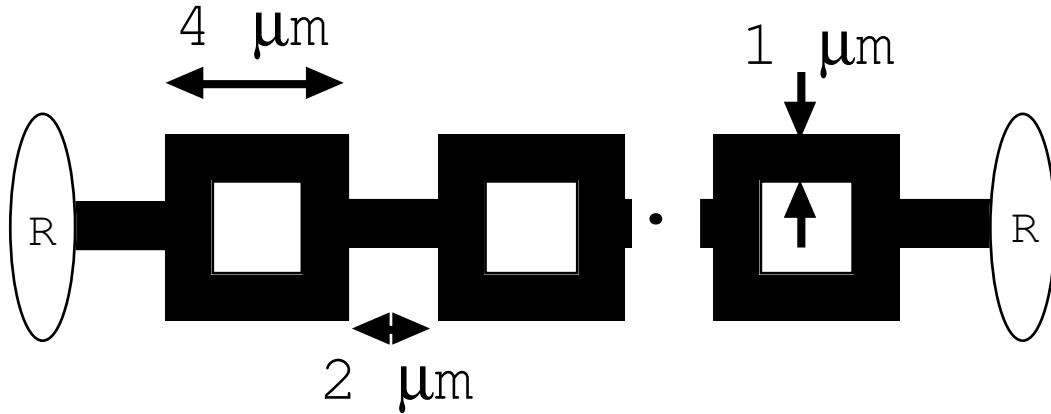


FIG. 1.4: Structure générale des anneaux : ce sont des carrés de périmètre moyen  $12 \mu m$  connectés entre eux par des bras de longueur  $2 \mu m$ . L'ensemble est relié à deux réservoirs d'électrons (R).

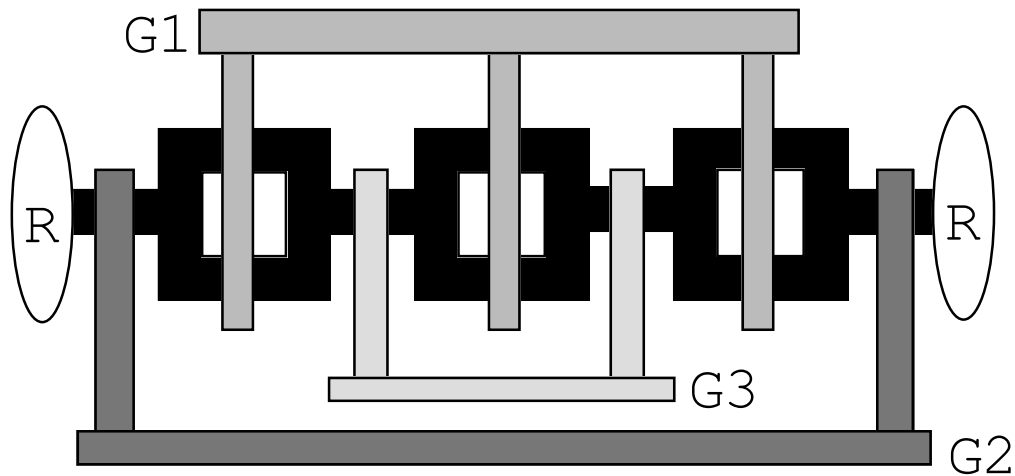


FIG. 1.5: Disposition des trois grilles de déplétion.  $G_1$  coupe les anneaux en leur centre permettant ainsi une mesure de référence (pas d'effets d'interférences), alors que  $G_2$  isole les anneaux des réservoirs et que  $G_3$  permet d'obtenir un système d'anneaux isolés.

- la deuxième grille,  $G_2$ , permet de séparer les anneaux des réservoirs ;
- la troisième grille,  $G_3$ , permet de séparer les anneaux entre eux.

Avec ce jeu de grilles, on peut donc, sur le même échantillon, mesurer à la fois des anneaux connectés et isolés. De plus, le signal étant particulièrement petit et délicat à détecter, il est fondamental de pouvoir mesurer en même temps que les courants permanents, le bruit du détecteur : ceci est rendu possible grâce à la première grille. Au final, nous pouvons ainsi effectuer un ensemble complet de mesures sur le même échantillon, en nous affranchissant des inévitables variations des propriétés intrinsèques lorsque l'on utilise des échantillons différents.

### 1.3.2 Dispositif expérimental : le micro-SQUID

Nous ne décrivons pas ici le principe du SQUID : rappelons seulement qu'il s'agit d'une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson ; le courant critique varie alors avec le flux magnétique

traversant la boucle, avec une périodicité  $\phi_{0s} = h/2e$ .

Une des principales difficultés inhérente à l'utilisation d'un SQUID réside dans le problème du couplage de celui-ci avec l'échantillon : en effet, un échantillon mésoscopique étant par nature petit, le couplage du flux magnétique produit par ce dernier avec une boucle macroscopique est en général assez mauvais. Bien que possible[4, 37], l'utilisation d'une telle technique s'avère donc délicate.

Pour résoudre ce problème, nous avons développé une technique de micro-SQUID : il s'agit simplement de réaliser un squid *sur* l'échantillon ; chaque échantillon possède alors son propre détecteur, et le couplage est optimal puisque celui-ci est déposé directement sur les anneaux et a exactement les mêmes dimensions que ceux-ci[8].

Une autre difficulté vient du fait que le signal à mesurer est à peu près  $10^{-6}$  fois plus faible que le signal provenant du champ statique que l'on applique à l'anneau. Pour remédier à ce problème, nous utilisons une technique d'opposition : le  $\mu$ -SQUID que nous fabriquons est en fait un gradiomètre, obtenu en donnant à la boucle supraconductrice une forme de « 8 », conçu pour minimiser l'inductance propre en superposant la plupart des lignes : la compensation du champ extérieur alors obtenue est de 99,96 %. Enfin, le dessin permet d'optimiser le couplage entre l'échantillon et le détecteur, puisque celui-ci a exactement la même forme que l'échantillon. Nous ne détaillerons pas la géométrie de notre  $\mu$ -SQUID, qui est plus complexe qu'un simple huit.

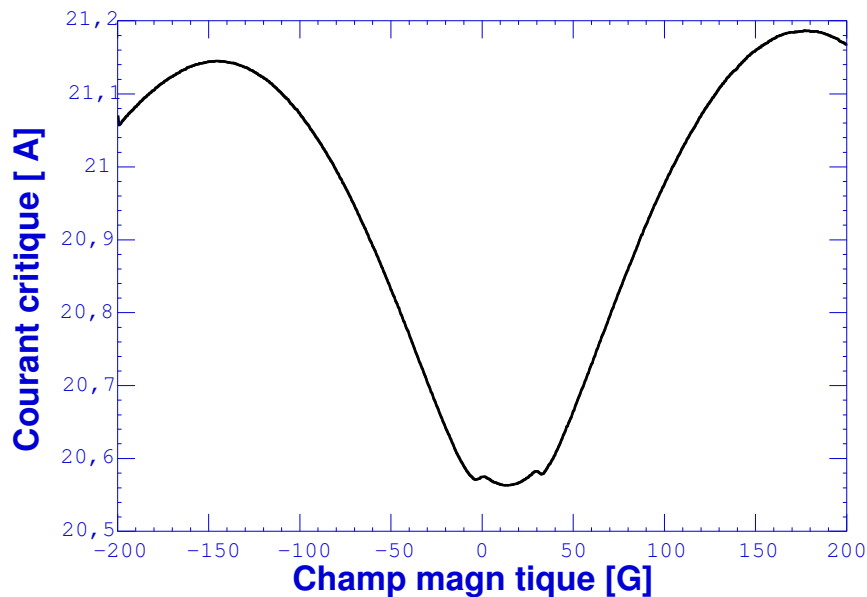


FIG. 1.6: Évolution du courant critique du gradiomètre en fonction du champ magnétique extérieur appliqué. Un quantum de flux supraconducteur ( $h/2e$ ) dans le gradiomètre correspond à 325 G, ce qui conduit à une compensation du champ magnétique de 99,96 %. La température du cryostat est de 15 mK.

Pour calibrer ce système, nous avons inclus dans l'échantillon, au même niveau que les grilles, une boucle de calibration qui permet de mesurer le coefficient de conversion « variation de courant critique du  $\mu$ -SQUID / courant permanent dans les anneaux ».

### 1.3.3 Techniques de mesure

La principale difficulté des expériences de courants permanents, surtout sur un petit nombre d'anneaux, réside dans la faible amplitude du signal à mesurer : typiquement, dans une expérience comme celle que nous décrivons ici, le signal est de l'ordre de  $3000 \mu_B$ . C'est pourquoi nous avons développé une technique de mesure du « zéro » pour parvenir à extraire le signal du bruit.

L'idée consiste à effectuer successivement deux fois la même mesure, mais en appliquant, la seconde fois, une tension de polarisation sur la grille  $G_1$  : lors de cette seconde mesure, on n'enregistre donc que la partie de la réponse du  $\mu$ -SQUID correspondant à son défaut de compensation. En soustrayant les deux mesures, on extrait donc la partie du signal qui nous intéresse. Ensuite, nous effectuons une transformée de Fourier de la mesure obtenue : on peut alors distinguer la partie périodique en flux magnétique du signal, correspondant aux courants permanents, du bruit aperiodique.

Finalement, nous effectuons en parallèle une mesure de contrôle : nous soustrayons cette fois deux mesures avec la grille  $G_1$  non polarisée, et deux mesures avec la grille  $G_1$  polarisée : dans les deux cas, une telle mesure ne doit comporter aucune composante périodique en flux magnétique, ce que nous vérifions dans le spectre de Fourier.

### 1.3.4 Résultats expérimentaux

Dans nos expériences, nous avons balayé le champ magnétique entre  $-33.5 G$  et  $-3.5 G$ , à la vitesse de  $7.5 Gs^{-1}$ . Ce choix permet de travailler dans une zone où le gain du  $\mu$ -SQUID est constant, et de maintenir à une valeur raisonnable la température du réfrigérateur. Compte tenu du rapport d'aspect des anneaux, cela correspond à introduire entre 3 et 9 quanta de flux dans les anneaux.

L'expérience a été répétée sur deux échantillons différents, l'un comportant 4 anneaux, et l'autre comportant 16 anneaux.

La figure 1.7 représente un spectre de puissance typique de l'aimantation pour un échantillon comportant 16 anneaux. Sur cette figure, on voit les courbes correspondant au « bruit » et au « signal » : avec notre protocole, on peut vérifier que le signal mesuré correspond bien à un signal physique et non à une fluctuation du bruit, puisque les deux sont mesurés *en même temps et sur le même échantillon*. Sur la figure 1.8, nous avons représenté les courants permanents correspondant à la même mesure mais dans l'espace direct.

Cependant, il faut noter que le signal d'aimantation dû aux courants permanents est par essence instable : celui-ci dépend de la configuration du désordre au moment de la mesure, et il est connu que dans les hétérostructures, même à très basse température, la configuration microscopique du désordre varie lentement dans le temps. C'est pourquoi les spectres représentés sur la figure 1.7 ne représentent l'amplitude des courants permanents que pour une configuration particulière du désordre.

Mais par ailleurs, nous avons vu que le courant typique représente la valeur moyenne de l'amplitude du courant permanent sur les configurations du désordre. En ce sens, l'instabilité de l'échantillon que nous avons évoquée nous permet d'avoir accès directement à cette valeur moyenne.

À partir d'un grand nombre de spectres<sup>3</sup> similaires à celui de la figure 1.7, nous avons donc mesuré,

---

3– Typiquement plusieurs milliers.

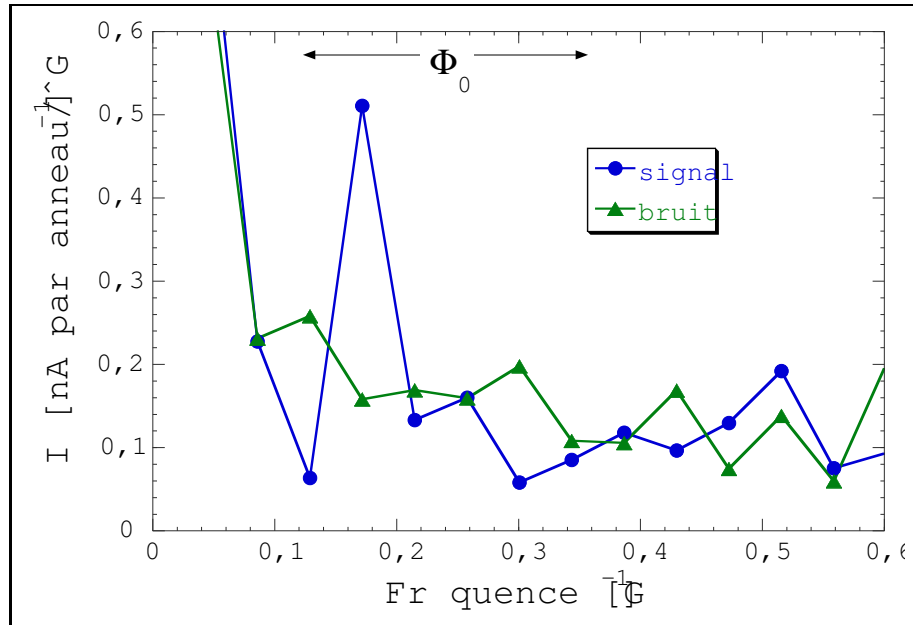


FIG. 1.7: Spectre de puissance typique de l'aimantation mesurée sur l'échantillon à 16 anneaux. L'amplitude est ramenée au courant par anneau. Le pic présent dans la plage  $\phi_0$  est la signature de l'existence des courants permanents.

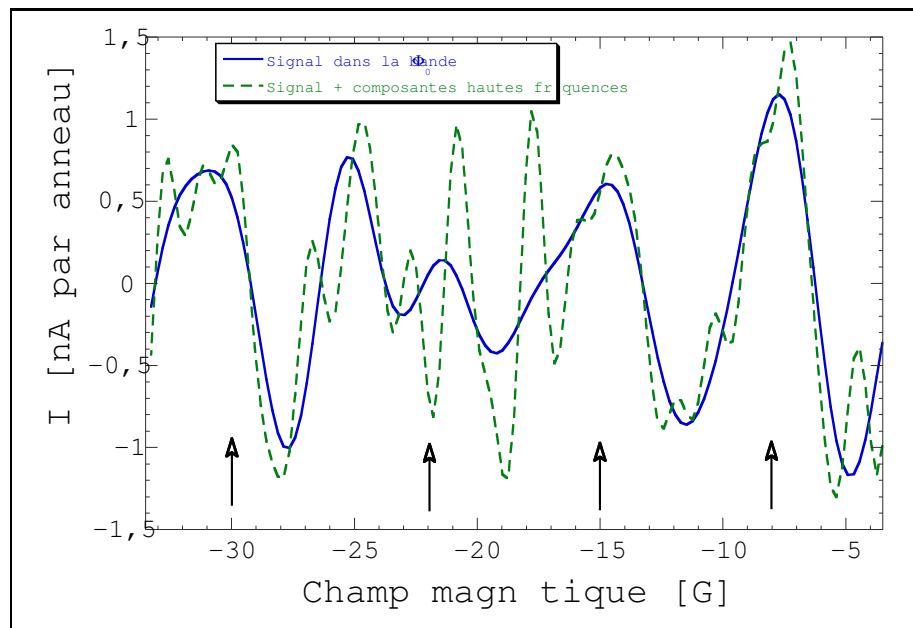


FIG. 1.8: Filtrage numérique du signal des courants permanents, respectivement pour les amplitudes de la FFT prises dans la plage en fréquence  $\phi_0$  et dans l'ensemble des fréquences du spectre exceptées celles correspondant au bruit en  $1/f$ .

dans la bande de fréquences correspondant à la fréquence  $\phi_0$ <sup>4</sup>, la valeur moyenne du signal et du bruit ; puis nous avons vérifié qu'il existe dans cette bande de fréquences un écart statistiquement significatif entre le signal et le bruit<sup>5</sup>. Enfin, nous avons vérifié que dans une bande de fréquences quelconque, on n'observe pas de déviations significatives entre le signal et le bruit.

4- Cette bande de fréquences est calculée à partir des paramètres géométriques de l'échantillon.

5- On considère que l'écart est significatif s'il est typiquement de l'ordre de deux fois l'écart-type.



Cette démarche nous a permis d'extraire une valeur fiable de l'amplitude des courants permanents dans les géométries d'anneaux isolés ou connectés, et ce pour deux types d'échantillons, à 4 ou 16 anneaux. Au final, nous obtenons, pour l'échantillon à 16 anneaux, une amplitude de  $0.40 \pm 0.08 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux connectés », et de  $0.35 \pm 0.07 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux isolés ». Ces résultats sont à comparer avec les amplitudes théoriques[13] de  $0.62 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux connectés » et de  $1.09 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux isolés », calculées en tenant compte des paramètres de nos échantillons.

De même, nous obtenons pour la géométrie à 4 anneaux une amplitude de  $1.70 \pm 0.30 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux connectés », et de  $2.00 \pm 0.30 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux isolés », tandis que pour cette géométrie, les valeurs théoriques[13] sont de  $1.25 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux connectés » et de  $2.18 \text{ nA}/\text{anneau}$  dans la géométrie « anneaux isolés ».

La première remarque est que l'amplitude mesurée dans le cas de l'échantillon à 16 anneaux diffère de façon non négligeable de la valeur théorique. L'explication la plus probable de cet écart est une mauvaise estimation des paramètres physiques de l'échantillon. En effet, ceux-ci sont mesurés après la croissance de l'hétérostructure sur des échantillons séparés ; or, les différentes étapes de fabrication, et en particulier les étapes de gravure, sont susceptibles de modifier ces paramètres. Ainsi, on peut penser qu'après la fabrication, la densité électronique (et donc la vitesse de Fermi) ou la longueur de cohérence de phase sont inférieures à ce qu'elles sont dans l'hétérojonction de départ. Il est aussi fort probable qu'à cause de la forme des échantillons et du potentiel de gravure, le libre parcours élastique soit inférieur à ce que nous estimons sur de simples fils, ce qui réduirait d'autant l'amplitude des courants permanents.

La grandeur la plus importante mesurée dans cette expérience reste cependant le rapport  $r$  du courant permanent dans une géométrie « anneaux connectés » et du courant permanent dans le même échantillon mais pour une géométrie « anneaux isolés ». Une telle comparaison est d'autant plus pertinente que dans notre expérience, nous avons la certitude que les paramètres physiques de l'échantillon sont les mêmes dans les deux géométries considérées. En tenant compte des incertitudes expérimentales, nous obtenons pour l'échantillon à 16 anneaux :

$$r_{16} = 1,20 \pm 0,34 \quad (1.22)$$

Et pour l'échantillon à 4 anneaux :

$$r_4 = 0,90 \pm 0,20 \quad (1.23)$$

Nous voyons donc que *l'amplitude des courants permanents n'est pas sensiblement modifiée lorsque l'on connecte les anneaux entre eux*. Rappelons par ailleurs que le modèle théorique prévoit un facteur de réduction de 0.57[13]. Notre expérience donne elle un facteur de l'ordre de 1, que ce soit pour les géométries à 4 ou 16 anneaux[38]. Nos résultats sont donc supérieurs à la valeur théorique attendue, même en tenant compte des incertitudes expérimentales.

Plusieurs facteurs peuvent expliquer cet écart. En premier lieu, le modèle théorique n'est *a priori* valable que dans le régime diffusif. Or, dans notre cas, le libre parcours élastique est de l'ordre du périmètre de l'anneau : on n'est donc pas dans le cas purement diffusif, même si le mélange des canaux devrait déjà être non négligeable et nous rapprocher du régime diffusif.

Un autre aspect rend la comparaison directe avec la théorie délicate : dans un régime complètement diffusif, la forme exacte des échantillons n'a pas d'importance, les trajectoires n'étant que peu sensibles aux bords de l'échantillon. En particulier, la forme exacte de la connection entre les anneaux n'intervient pas. Par contre, dans le régime quasi-balistique qui est celui de nos échantillons, la forme exacte de la connection est importante : dans le cas de carrés reliés par des fils, on peut penser que la réflexion pour un électron arrivant de l'anneau dans le fil est non négligeable, et peut augmenter le confinement des électrons dans les anneaux.

Enfin, le point le plus important concerne les interactions électron-électron : on sait que dans les hétérostructures, celles-ci sont augmentées à cause de la faible densité électronique qui ne permet pas un écrantage aussi efficace que dans les métaux. Or, cette interaction coulombienne n'est pas prise en compte dans le calcul théorique du courant typique, alors qu'elle est à l'origine même de l'existence du courant moyen. À l'heure actuelle, l'estimation de l'effet des interactions coulombiennes sur l'amplitude du courant typique n'a pas encore été effectuée : on peut supposer que c'est une des raisons de la différence observée entre les calculs théoriques du courant typique et les valeurs mesurées expérimentalement.

## 1.4 Conclusion

Dans cette expérience, nous avons mis en évidence l'existence de courants permanents dans une ligne d'anneaux *connectés* dont la taille est très grande devant la longueur de cohérence de phase électronique ; en utilisant des grilles, nous avons aussi mesuré les courants permanents dans la même ligne d'anneaux mais *isolés*. Nous avons pu montrer que l'amplitude des courants permanents n'est pas sensiblement modifiée que les anneaux soient connectés ou non[38].

Au-delà de ce résultat surprenant, il s'agit là de la première mise en évidence directe du magnétisme orbital dans des échantillons de grande taille. Il reste maintenant à comprendre comment ces courants permanents évoluent lorsque l'on change de géométrie : en particulier, on pourrait adopter une géométrie en grille, ce qui se rapprocherait d'une géométrie réellement bidimensionnelle. Par ailleurs, cela permettrait de mettre en évidence la composante moyenne du courant permanent, qui devrait résister à une moyenne d'ensemble. L'idée étant bien sûr de mesurer la susceptibilité magnétique à champ nul d'un film métallique : de la même façon que pour la localisation faible, on s'attend à mesurer un pic dont le signe serait relié aux interactions électron-électron dans le métal.

D'un point de vue expérimental, il existe cependant de nombreux obstacles à cette mesure. En premier lieu, notre système de micro-SQUID est assez mal adapté à la mesure de grands échantillons : en effet, plus le  $\mu$ -SQUID est grand, plus il devient difficile de le compenser. Par ailleurs, notre détection est basée sur la possibilité de mesurer un « zéro » du signal, et il est évidemment impossible d'utiliser cette technique sur des métaux. Enfin, la susceptibilité magnétique à champ nul est par essence une quantité apériodique en flux magnétique : il est alors impossible de chercher la réponse dans le spectre de Fourier, ce qui oblige à avoir un bien meilleur niveau de bruit.

On peut cependant envisager d'améliorer sensiblement les performances de nos  $\mu$ -SQUID. Pour cela, il s'agit de « shunter » les microponts pour les rendre non-hystérétiques. On peut évaluer le gain en sensibilité à un ordre de grandeur<sup>1</sup>. Des essais ont été faits, et ils sont encourageants. Il faut cependant

---

1 – Le gain en sensibilité varie comme la racine carrée de la fréquence Josephson.

noter qu'il existe à cette technique une limitation intrinsèque : la réalisation d'un « shunt » est rendue particulièrement délicate par les effets de proximité qui rendent supraconducteur un film métallique mince déposé sous un supraconducteur.

## Chapitre 2

# Cohérence quantique et effet Kondo dans les conducteurs mésoscopiques

### 2.1 Introduction

Dans la seconde partie de ce mémoire, nous nous intéressons à un problème fondamental de la mésophysique : l'évolution du temps de cohérence de phase en fonction de la température. Intuitivement, et suivant en cela le concept du liquide de Fermi[39], on peut comprendre que le temps de cohérence de phase doit diverger à température nulle : l'espace de phase accessible pour la diffusion électronique tend vers zéro, et le temps de vie d'un électron dans un état quantique donné diverge, même en présence de désordre[40, 41, 42, 43, 44, 45].

Pourtant, quand on parcourt la littérature, on s'aperçoit que dans quasiment tous les articles, le temps de cohérence de phase dans les métaux sature à très basse température, typiquement en-dessous de 1 Kelvin[46, 47, 48] : cette saturation est généralement interprétée comme étant due à un échauffement des échantillons par le rayonnement radiofréquence, autrement dit à un filtrage insuffisant[49, 50, 51]. Cependant, dans la plupart des cas, ces mesures ne visaient qu'à caractériser le matériau en vue d'une expérience ultérieure ; c'est pourquoi cette saturation n'avait pas été étudiée plus précisément et il semblait acquis qu'une mesure soignée permettrait de retrouver la loi théorique standard quant à la dépendance du temps de cohérence de phase avec la température. On peut cependant noter que dès ces premières mesures, il avait été observé qu'un simple recuit des métaux permettait non seulement d'augmenter le temps de cohérence de phase, mais changeait aussi qualitativement la dépendance en température.

Récemment, un travail reprenant différentes expériences antérieures, complétées par de nouvelles mesures, a conclu que cette saturation du temps de cohérence de phase était universelle et intrinsèque[52, 53]. Cette conclusion remettait donc en cause la validité des théories de liquides de Fermi, puisqu'elle supposait que le temps de vie d'une quasiparticule au niveau de Fermi n'était pas infini.

Deux interprétations différentes de ces expériences ont alors vu le jour : *intrinsèque* dans une première approche[54, 55, 56, 57, 58, 59], cette saturation serait due, même à température nulle, aux interactions électron-électron ; d'un autre point de vue, elle serait *extrinsèque* et liée à des couplages avec d'autres degrés de liberté de l'échantillon[60, 61, 62, 63]. Notons cependant que dans ce dernier cas, le temps de

cohérence de phase devrait suivre la loi théorique standard à suffisamment basse température<sup>1</sup>.

L'étude que nous avons réalisée ne prétend en aucun cas répondre à cette question fondamentale de la saturation intrinsèque ou extrinsèque : il s'agit ici de mesurer l'effet des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase. En effet, la physique de l'effet Kondo est connue depuis de nombreuses années[64] ; et on sait que ces impuretés Kondo affectent fortement la cohérence quantique des électrons[65, 66, 67, 68, 69, 70, 71]. Pourtant, en-dessous de la température Kondo, on s'attend à ce que l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction restaure un régime de type liquide de Fermi[72]. Dans ce travail, nous montrons que la situation n'est pas aussi simple : si le temps de cohérence de phase augmente lorsque la température devient inférieure à la température Kondo, les interactions *RKKY*, qui deviennent dominantes à très basse température, conduisent à un régime de verre de spins[73, 74, 75, 76, 77] dans lequel le temps de cohérence de phase est constant[78].

## 2.2 La décohérence électronique

### 2.2.1 Mécanismes de décohérence

Dans un métal, la forte densité électronique permet un écrantage efficace de l'interaction coulombienne. La longueur d'écrantage, qui est donnée par la longueur d'onde de Thomas-Fermi, équivaut essentiellement à la distance entre deux électrons[79, 80].

Le temps de cohérence de phase, est limité par les collisions inélastiques. Celles-ci sont dues aux collisions électron-électron, aux collisions électron-phonon, ou au couplage avec des impuretés magnétiques. En tenant compte de ces différents mécanismes, le temps de cohérence de phase s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-ph}} + \frac{2}{\tau_{sf}} \quad (2.1)$$

Nous ne détaillerons pas ici le calcul de ces différents termes ; au final, les termes électron-électron et électron-phonon s'expriment comme des lois de puissance de la température[41] :

$$\frac{1}{\tau_{e-ph}} \propto T^3 \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{\tau_{e-e}} = \left( \pi \frac{R}{R_K} \frac{k_B}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{2\tau_D}} \right)^{2/3} \cdot T^{2/3} \quad (2.3)$$

avec  $R$  la résistance de l'échantillon,  $R_K$  le quantum de résistance, et  $\tau_D$  le temps de diffusion,  $\tau_D = L^2/D$  avec  $L$  la longueur de l'échantillon et  $D$  le coefficient de diffusion. Pour le cas de l'interaction électron-phonon, nous ne préciserons pas le préfacteur dans la mesure où, n'intervenant qu'à « haute » température, ces processus ne sont pas pertinents pour la physique qui nous intéresse ici. En se limitant à ces deux facteurs, on trouve donc pour la dépendance en température du temps de cohérence de phase :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \alpha T^{2/3} + \beta T^3 \quad (2.4)$$

1- Typiquement à une température inférieure à l'énergie caractéristique de couplage entre l'électron et le système considéré.

Le point le plus délicat est l'expression de l'interaction électron-impureté magnétique. Concernant la conductance, on sait que la diffusion des électrons par les impuretés magnétiques donne lieu à l'« effet Kondo », dont la manifestation la plus connue est une augmentation logarithmique de la résistivité en-dessous de la température Kondo  $T_K$ [81, 64, 82]. En ce qui concerne l'effet des impuretés magnétiques sur la cohérence de phase, la situation est beaucoup moins claire : en particulier, en-dessous de la température Kondo, aucune expression théorique ne nous permet d'évaluer le temps de cohérence de phase en présence d'impuretés magnétiques[83, 84]. Au-dessus de  $T_K$ , le temps de renversement du spin de l'électron est donné par la formule dite de « Nagaoka-Suhl »[85, 86] :

$$\frac{2}{\tau_{sf}} = \frac{2c}{\pi \hbar g(E_F)} \frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2(T/T_K)} \quad (2.5)$$

avec  $c$  la concentration en impuretés magnétiques,  $g(E_F)$  la densité d'états au niveau de Fermi et  $S$  le spin de l'impureté magnétique<sup>1</sup>. Cependant, il est important de noter que *cette formule n'est valable que dans la limite  $T > T_K$* .

L'autre cas simple est la limite dite de « couplage fort » : à température nulle, Nozières a montré qu'une impureté de spin 1/2, dont *la charge et le spin sont alors complètement écrantés*, se comporte comme une simple impureté statique ; on doit alors dans cette limite retrouver les propriétés habituelles des liquides de Fermi[72, 87, 88, 89]. Pour ce qui est des propriétés de transport, cette limite est atteinte lorsque la résistivité cesse d'augmenter et atteint un plateau.

Mais il est important de noter qu'en-dehors de ces deux limites ( $T = 0$  et  $T > T_K$ ), nous ne disposons d'aucune prédiction théorique pour ce qui est du temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température dans un métal Kondo.

### 2.2.2 Situation expérimentale

Au regard de la polémique entourant le problème de la décohérence à température nulle, il importe de donner un panorama le plus complet possible de la situation expérimentale.

En 1993, Echternach *et al.* ont mesuré le temps de cohérence de phase en fonction de la température dans des fils d'or très purs[90]. Dans cette expérience, et jusqu'à une température de l'ordre de 100 mK, le temps de cohérence semble suivre la loi théorique donnée par l'équation 2.3.

Plus récemment, Mohanty *et al.* ont réitéré ces expériences, en ajoutant à leur propres mesures d'autres données issues d'expériences indépendantes[52, 53]. Le résultat marquant de cette étude est que l'ensemble des mesures montre une saturation du temps de cohérence de phase à très basse température. Dans leur article original, les auteurs affirment que la saturation observée est universelle, et donc en contradiction avec les prédictions théoriques du liquide de Fermi.

Par ailleurs, d'autres auteurs ont observé que la saturation du temps de cohérence de phase dépendait des dimensions géométriques de l'échantillon[91]. Enfin, récemment, il a été montré que le temps de cohérence de phase dans l'argent suivait les prédictions théoriques standards, du moins jusqu'à une température de 40 millikelvins[92, 93].

---

1 – Comme pour toutes les propriétés liées à l'effet Kondo, on retrouve la proportionnalité des effets physiques avec la concentration en impuretés magnétiques.

Concernant le problème des impuretés magnétiques, il est important de rappeler que Bergmann avait dès les années 80 mené une étude assez complète du temps de renversement du spin en fonction de la température dans le régime Kondo[65, 66, 67, 68, 69, 70, 77]. Dans cette série d'articles, il s'agissait de vérifier la loi théorique prévue par Nozières, à savoir que le temps de renversement du spin varie comme  $T^2$  en-dessous de la température Kondo. À l'époque, il s'était révélé impossible de vérifier expérimentalement cette loi.

Nous n'exposerons pas ici en détails les débats théoriques sous-jacents à ce problème. Mentionnons simplement que suite à l'article de Mohanty *et al.*, Golubev et Zaïkin ont développé un modèle prédisant une saturation du temps de cohérence de phase à température nulle, due à des fluctuations de point zéro du champ électromagnétique[54, 55, 56, 57, 58, 59]. La saturation observée serait donc *intrinsèque* et *universelle*. Par ailleurs, d'autres théories interprètent les saturations observées comme étant dues au couplage des électrons à des systèmes à deux niveaux[60, 61, 62, 63, 94] : elle serait alors *extrinsèque*, et disparaîtrait à température suffisamment basse.

## 2.3 Mesure du temps de cohérence de phase dans des fils

### 2.3.1 Principe de la mesure

Dans notre travail, nous avons choisi de mesurer le temps de cohérence de phase électronique par des mesures de localisation faible. Le principe de cette technique repose sur les interférences constructives qui apparaissent à champ nul entre la même trajectoire fermée parcourue en sens opposés (trajectoires « renversées par rapport au sens du temps »). Le champ magnétique détruit ces interférences constructives, conduisant à une magnétorésistance dont l'amplitude et la largeur en champ permettent d'accéder directement à la longueur de cohérence de phase[95].

Globalement, on peut retenir que l'amplitude de l'effet est de l'ordre d'un canal de conduction, pondéré par le facteur  $l_\phi/L$ , où  $l_\phi$  est la longueur de cohérence de phase et  $L$  la longueur de l'échantillon. Par ailleurs, la largeur en champ de la courbe de magnétorésistance correspond à l'introduction d'un quantum de flux  $\phi_0 = h/e$  dans une boucle de surface<sup>1</sup>  $l_\phi^2$ .

Dans la suite, nous utiliserons la formule suivante donnant la magnétorésistance d'un fil[96] :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{2}{L} \frac{R}{h/e^2} \left\{ \frac{3/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{4}{3l_{so}^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{wBe}{\hbar}\right)^2\right]}} - \frac{1/2}{\sqrt{\left[\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{wBe}{\hbar}\right)^2\right]}} \right\} \quad (2.6)$$

avec  $B$  le champ magnétique,  $R$  la résistance de l'échantillon,  $L$  sa longueur et  $w$  sa largeur. Par ailleurs,  $l_\phi$  est la longueur de cohérence de phase et  $l_{so}$  la longueur de diffusion spin-orbite. Dans la limite « basse température », lorsque  $l_{so} \ll l_\phi$ , l'effet de la diffusion spin-orbite est essentiellement de changer la localisation faible en antilocalisation faible, et la longueur spin-orbite n'apparaît donc pas comme pertinente lors de l'ajustement. Notons enfin que cette formule n'est valable que tant que la largeur du fil reste petite devant la longueur de cohérence de phase.

---

1 – Dans le cas d'un fil, la surface pertinente devient  $l_\phi \times w$ , où  $w$  est la largeur du fil.

### 2.3.2 Fabrication des échantillons

Les échantillons ont été fabriqués au laboratoire, en utilisant la plateforme de fabrication « Nanofab ». Réalisés par lithographie électronique, il s’agit de fils dont la longueur est de  $450\ \mu\text{m}$ , la largeur  $150\ \text{nm}$ , et l’épaisseur  $45\ \text{nm}$ .

Les évaporations ont été faites dans deux évaporateurs, un évaporateur Joule et un bâti UHV équipé d’un canon à électrons. Les sources utilisées sont de l’or « 4N » disponible couramment au laboratoire. Il faut donc noter que nous n’avons pas cherché à travailler avec les sources les plus pures possibles : au contraire, il est clair que les sources d’or contiennent toujours du fer, celui-ci étant soluble dans l’or. Par ailleurs, il est impossible de pratiquer une analyse chimique sur les échantillons eux-mêmes, car la quantité de matière est clairement insuffisante ; or, la pureté des échantillons peut être significativement différente de la pureté de la source à cause des conditions de dépôt. Partant de là, et plutôt que de travailler avec des concentrations d’impuretés faibles et donc par essence complètement invérifiables, nous préférons utiliser des sources « courantes », et caractériser ensuite la concentration en impuretés magnétiques *via* la mesure de l’effet Kondo. De plus, le système Kondo Or/Fer, dont la température Kondo est de  $\approx 300\ \text{mK}$ , est sans doute le système Kondo le mieux connu : on dispose donc de mesures de référence précises dans la littérature qui peuvent être confrontées avec nos propres mesures [82, 97].

Nous avons mesuré des résistances à basse température de  $4662\ \Omega$  (échantillon *A*) et  $2236\ \Omega$  (échantillon *B*) ; pour les deux échantillons, le rapport de résistivité résiduelle est de quelques unités. De ces mesures, nous déduisons un coefficient de diffusion  $D$  de  $55.6\ \text{cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $115\ \text{cm}^2\text{s}^{-1}$  pour les échantillons *A* et *B* respectivement, et un libre parcours élastique de  $120\ \text{nm}$  et  $24.9\ \text{nm}$ . Par ailleurs, la longueur thermique  $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$  vaut  $1.67\ \mu\text{m}$  et  $2.42\ \mu\text{m}$  respectivement.

### 2.3.3 Techniques expérimentales

Les mesures de magnétorésistance ont été faites en utilisant un pont de résistances de type « pont Barras », mis au point au laboratoire. L’usage d’un pont, s’il ne permet pas de gagner en terme de rapport signal sur bruit, permet par contre de disposer d’une dynamique bien supérieure pour mesurer de petites variations de la résistance.

Pour éviter tout échauffement des électrons par des rayonnements parasites, nous utilisons comme fils de mesure des câbles coaxiaux à pertes, de type « thermocoax<sup>©</sup> », qui procurent une atténuation de  $420\ \text{dB}$  à  $20\ \text{GHz}$  [49]. Enfin, des filtres « en  $\pi$  » sont placés à la tête du réfrigérateur.

De plus, pour s’assurer que nous refroidissons effectivement les électrons, nous effectuons une série de mesures de la résistance en fonction de la température, et observons à partir de quelle température la résistance cesse de varier. Il s’agit donc d’une méthode *expérimentale*, toujours préférable à des calculs théoriques. Pour des courants de l’ordre du nanoampère, on constate que la résistance continue bien à varier jusqu’aux plus basses températures.



## 2.3.4 Résultats expérimentaux

### 2.3.4.1 Résistivité

La figure 2.1 montre la variation de la résistivité de nos échantillons en fonction de la température, entre 1 K et 15 mK en champ nul.

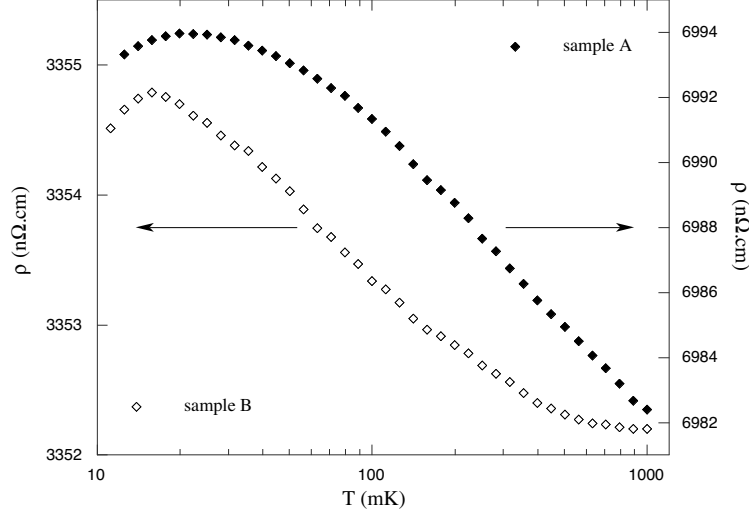


FIG. 2.1: Résistivité de nos deux échantillons en fonction de la température, sous champ magnétique nul.

Le comportement observé de la résistivité s'explique par trois phénomènes physiques :

- La contribution des interactions électron-électron à la résistivité, telle que calculée par Altshuler *et al.*[41]. Cette contribution se traduit par une dépendance en  $1/\sqrt{T}$  de la résistivité.
- La contribution due aux impuretés magnétiques, *via* l'effet Kondo[64]. On retrouve alors la dépendance bien connue de la résistivité en  $\ln(T)$ .
- À très basse température, une contribution due aux interactions *RKKY* entre les impuretés magnétiques. Ces interactions conduisent à une transition vitreuse et à une redescente de la résistivité aux plus basses températures[74, 75].

Il est important ici d'évaluer l'importance de ces différentes contributions. Pour un échantillon de résistance  $R$ , de longueur  $L$ , d'épaisseur  $t$  et de largeur  $w$ , on peut grouper les deux premières dans une expression :

$$\rho(T) - \rho_0 = \frac{\alpha}{\sqrt{T}} + \beta \left\{ 0.743 + 0.332 \left[ 1 - \frac{\ln(T/T_K)}{\ln^2 T/T_K + \pi^2 S(S+1)} \right] \right\} \quad (2.7)$$

avec  $\alpha = R^2/(h/2e^2) \cdot wt/L^2 \cdot \sqrt{\hbar D/k_B}$  et  $\beta$  la concentration en impuretés magnétiques de spin  $S$ . La première partie de cette formule représente la contribution due à l'interaction électron-électron[41], et la seconde est simplement la loi de Hamann[98]. Pour ce qui est de la loi de Hamann, les facteurs numériques sont ceux tirés des mesures de Laborde sur le système Or/Fer[75].

Concernant les interactions *RKKY*, il n'existe malheureusement pas à l'heure actuelle de modèle permettant de les prendre explicitement en compte dans l'expression de la résistivité. L'existence de cette transition dans le système Or/Fer a été cependant clairement établie, que ce soit par des mesures de résistivité ou de susceptibilité, et on sait que la température de la transition vitreuse dépend de la concentration en impuretés magnétiques, de façon quadratique à faible concentration, puis linéaire[74, 75].

Par ailleurs, il faut remarquer que les contributions à la résistivité des interactions électron-électron et de l'effet Kondo sont toutes deux *divergentes* à basse température. De plus, on n'observe en général la remontée de la résistivité à basse température que sur une gamme de température limitée, typiquement sur une décade. C'est pourquoi, en tenant compte des paramètres physiques du système Or/Fer et de la précision standard des mesures de résistivité, *il apparaît impossible de détecter avec une mesure de résistivité des concentrations en impuretés de fer inférieures à quelques ppm*. Comme nous avons dit qu'il est de même impossible de faire une analyse chimique de si petits échantillons, on peut affirmer *qu'annoncer des concentrations en impuretés magnétiques inférieures à quelques ppm n'a pas de sens*, ou tout du moins est parfaitement invérifiable.

Un autre point est que pour des concentrations « moyennes » (typiquement 10 ppm), la contribution électron-électron et l'effet Kondo conduisent tous deux à une remontée de la résistivité avec des amplitudes comparables. C'est pourquoi, si on ne peut pas mesurer la résistivité sur plusieurs décades en température, il est très difficile d'avoir en même temps une détermination expérimentale du paramètre  $\alpha$  de la loi d'Altshuler et de la concentration en impuretés magnétiques.

À l'opposé, dans le cas où la concentration en impuretés magnétiques est très élevée, la remontée de la résistivité est clairement dominée par l'effet Kondo. C'est le cas de notre échantillon *A*, pour lequel la remontée de la résistivité est parfaitement logarithmique, comme on peut le constater sur la figure 2.1.

Finalement, pour nos échantillons, nous pouvons déterminer un taux d'impuretés magnétiques à partir de la dépendance en température de la résistivité de 60 ppm pour l'échantillon *A* et de 15 ppm pour l'échantillon *B*. Comme nous l'avons vu, la valeur obtenue pour l'échantillon *A*, le plus « sale », est très fiable, mais la valeur obtenue pour l'échantillon *B*, le plus « propre », peut être entachée d'une erreur importante, typiquement d'un facteur 2.

#### 2.3.4.2 Temps de cohérence de phase

Le temps de cohérence de phase est obtenu à partir de mesures de localisation faible. Les figures 2.2 et 2.3 montrent les courbes de magnétorésistance que nous avons obtenues pour nos deux échantillons.

Pour utiliser la formule de la localisation faible 2.6, nous avons d'abord évalué la longueur de diffusion spin-orbite à partir des mesures à « haute » température, puis nous l'avons fixée à 50 nm dans la suite. Il faut cependant noter que dans la limite  $l_{so} \ll l_\phi$ , la valeur exacte de la longueur de diffusion spin-orbite n'est pas cruciale pour la détermination de la longueur de cohérence de phase.

Après extraction de la longueur de cohérence de phase, nous obtenons le temps de cohérence de phase *via* la relation  $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ ,  $D$  étant le coefficient de diffusion.

La figure 2.4 montre le temps de cohérence de phase en fonction de la température pour nos deux échantillons. Au premier abord, cette courbe semble corroborer les mesures effectuées par d'autres groupes sur l'or[52] : en-dessous de quelques centaines de millikelvins, le temps de cohérence de phase sature ; en particulier, on s'écarte fortement de la loi théorique d'Altshuler représentée en trait plein[41]. Il semble donc évident qu'à basse température, la loi de puissance prévue n'est pas vérifiée. Cependant, on peut interpréter autrement ces observations expérimentales en distinguant différents régimes de température.

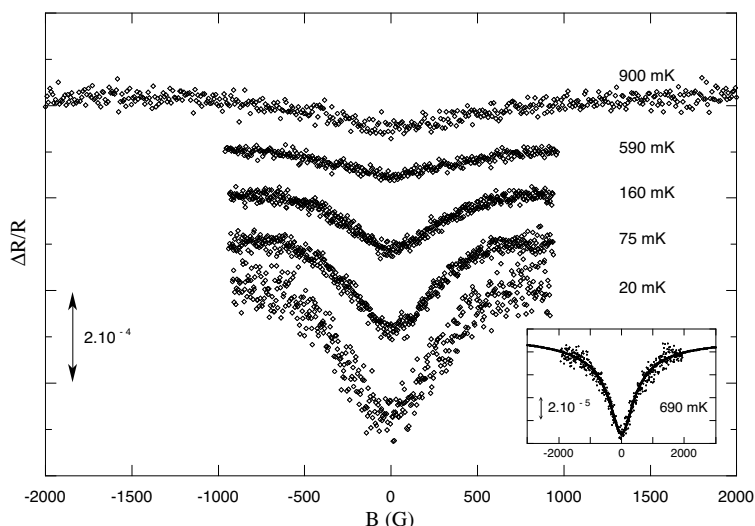


FIG. 2.2: Magnétorésistance de l'échantillon *A* à différentes températures. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté. L'encart montre un ajustement en utilisant la formule théorique de la localisation faible.

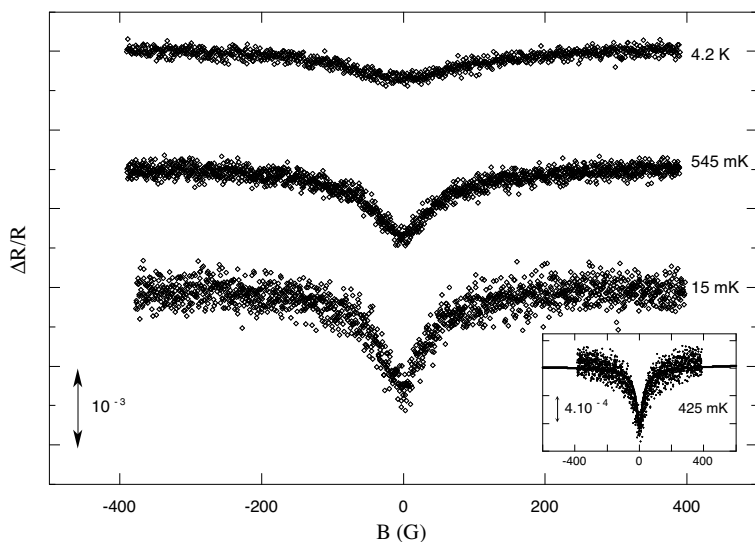


FIG. 2.3: Magnétorésistance de l'échantillon *B* à différentes températures. Les courbes ont été décalées pour plus de clarté. L'encart montre un ajustement en utilisant la formule théorique de la localisation faible.

### 2.3.4.3 Les différents régimes

En observant plus précisément la figure 2.4, on peut en fait distinguer trois régimes différents. Pour mieux les mettre en évidence, nous avons reporté sur les figures 2.5 et 2.6 le temps de cohérence de phase et la résistivité en fonction de la température sur le même graphe, pour chacun des deux échantillons. De plus, nous avons choisi de les représenter sur une échelle semi-logarithmique, au lieu de la traditionnelle échelle logarithme-logarithme adoptée généralement pour comparer les courbes avec des lois de puissance.

Sur ces courbes, les différents régimes apparaissent très clairement : à haute température, au-dessus de  $1\text{ K}$ , le temps de cohérence de phase diminue rapidement, à cause du couplage électron-phonon[90]. Autour de  $300\text{ mK}$ , la température Kondo, le temps de cohérence de phase présente un plateau[99]. Il

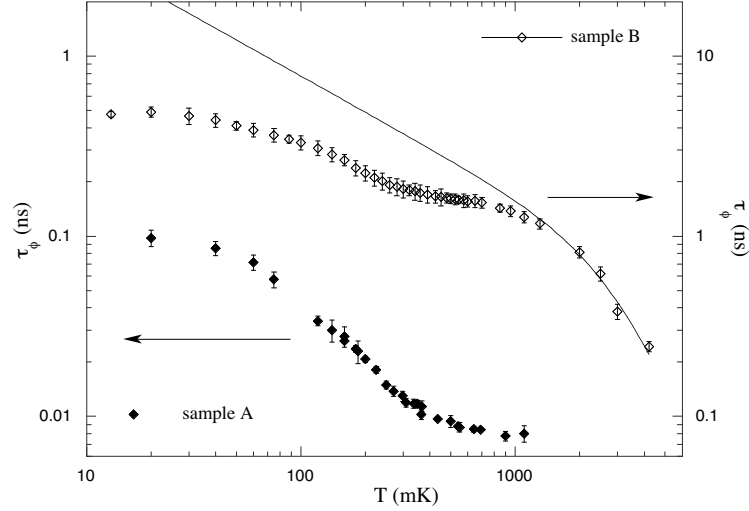


FIG. 2.4: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour nos deux échantillons. La courbe en trait plein représente la loi théorique.

désaturation ensuite pour saturer à nouveau à très basse température.

La saturation apparente du temps de cohérence de phase autour de la température Kondo, et la désaturation à plus basse température, peuvent aisément se comprendre dans le contexte de l'effet Kondo. Autour de  $T_K$ , les impuretés magnétiques diffusent très efficacement les électrons, et limitent donc la cohérence de phase. À plus basse température, les impuretés sont écrantées par les électrons de conduction, ce qui limite les processus de diffusion et entraîne une augmentation du temps de cohérence de phase.

Il faut remarquer que la dépendance en température observée en-dessous de  $T_K$  est assez surprenante ; sur les figures 2.7 et 2.8, nous avons porté l'inverse du temps de cohérence de phase en fonction de la température sur une échelle linéaire : on voit clairement que sur une gamme de température de plus d'une décade, l'inverse du temps de cohérence de phase varie *linéairement* avec la température, aux incertitudes expérimentales près. À l'heure actuelle, nous ne disposons pas de support théorique permettant d'expliquer cette observation ; mentionons seulement que, quoique de façon moins nette, ce régime est sans doute présent dans de nombreuses autres expériences ; par ailleurs, cette observation est *qualitativement* en accord avec la dépendance en température obtenue dans les modèles interprétant la saturation du temps de cohérence de phase comme intrinsèque[54, 57]. Comme le comportement du temps de cohérence de phase dans cette gamme de température ne constitue pas le point central de notre analyse, nous éviterons d'entrer ici dans cette polémique. De plus, comme nous le verrons plus loin, le comportement observé à très basse température rend délicate toute interprétation de ce régime intermédiaire.

Pour comprendre plus précisément l'influence des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase, nous avons extrait de nos données le temps de diffusion de spin. En effet, comme nous l'avons vu dans l'équation 2.1, le taux de décohérence peut s'écrire comme la somme des inverses des temps de diffusion électron-électron, électron-phonon et de l'inverse du temps de diffusion de spin. De plus, nous prenons comme *hypothèse* que les deux premiers termes de cette somme sont donnés par la loi d'Altshuler *et al.*[41] rappelée dans l'équation 2.3, les préfacteurs étant calculés en utilisant les paramètres de nos échantillons : cette loi théorique est représentée en trait plein sur la figure 2.4 pour l'échantillon *B*. Nous soustrayons ensuite aux valeurs mesurées les valeurs obtenues par ce calcul « théorique », ce qui nous

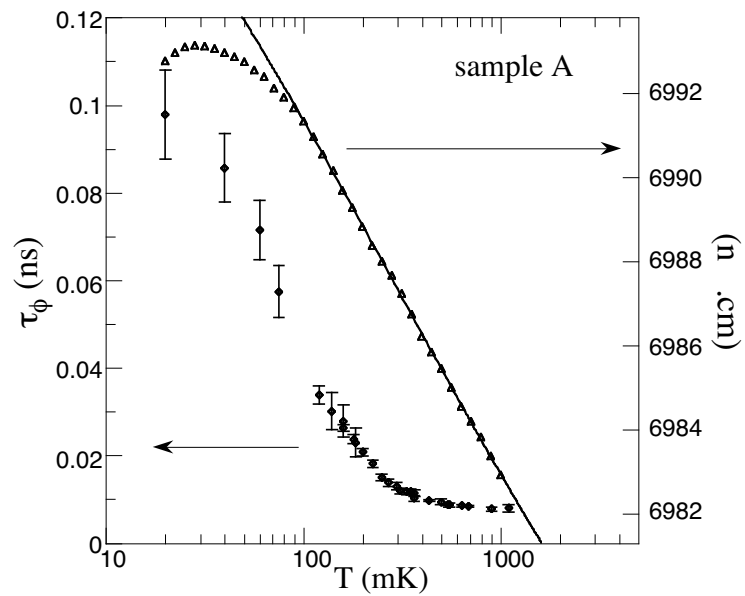


FIG. 2.5: Résistivité et temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon *A*.

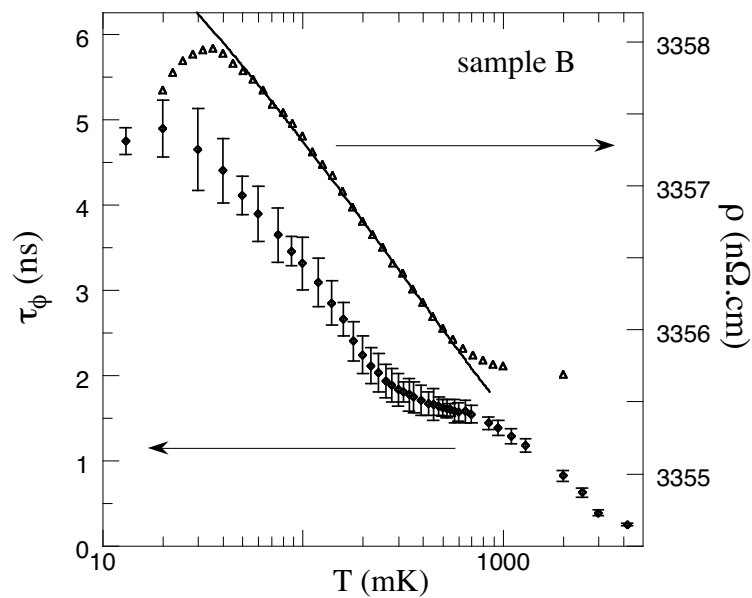


FIG. 2.6: Résistivité et temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon *B*.

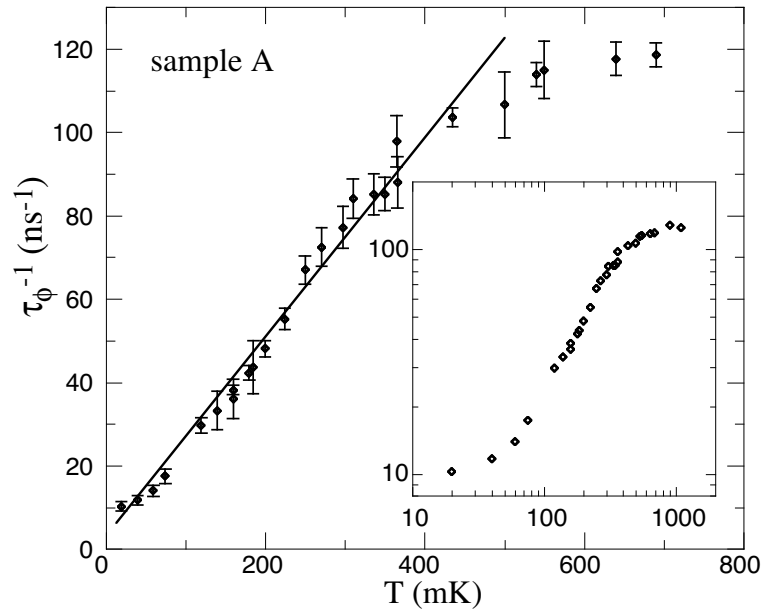


FIG. 2.7: Inverse du temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon *A*, dans la gamme des basses températures. L'encart montre l'ensemble des données sur une échelle log-log.

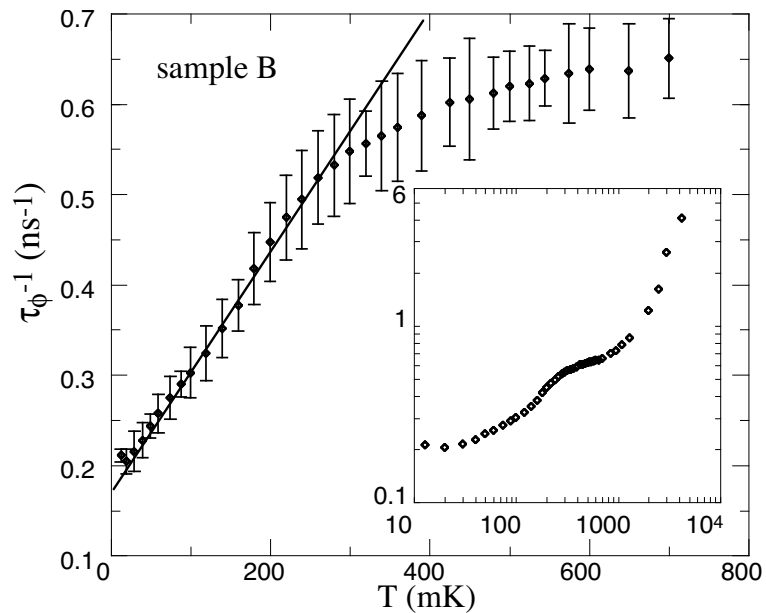


FIG. 2.8: Inverse du temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon *B*, dans la gamme des basses températures. L'encart montre l'ensemble des données sur une échelle log-log.

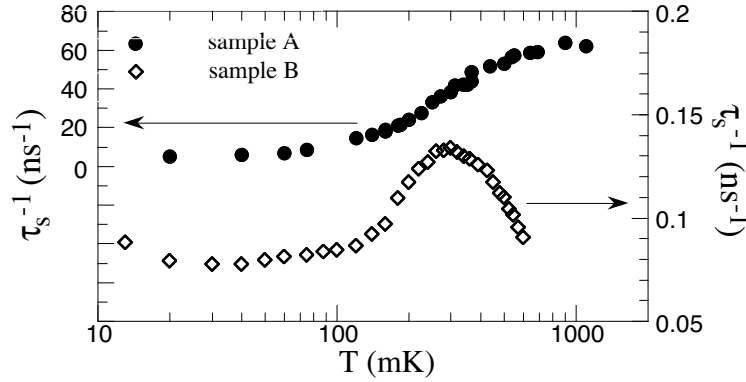


FIG. 2.9: Temps de diffusion de spin obtenu par soustraction de la loi théorique 2.3 des courbes des figures 2.7 et 2.8.

donne directement accès au temps de diffusion de spin. Sur la figure 2.9 sont représentés les temps de diffusion de spin en fonction de la température pour les deux échantillons.

On peut à nouveau distinguer différents régimes. Tout d’abord, on observe, comme on s’y attend, un maximum très marqué du taux de diffusion de spin autour de la température Kondo : autour de  $T_K$ , la température est suffisamment basse pour que les impuretés magnétiques soient actives, mais pas suffisamment pour que celles-ci soient écrantées. Ce maximum correspond précisément au plateau observé autour de la température Kondo sur les figures 2.5 et 2.6 : ceci confirme que ce plateau est bien lié à l’activation des impuretés magnétiques. Enfin, il faut signaler que ce maximum de la diffusion de spin autour de la température Kondo avait déjà été observé à plusieurs reprises dans ce même système Or/Fer[68, 66]...

En-dessous de la température Kondo, les impuretés magnétiques sont écrantées et le taux de diffusion de spin diminue. Le problème se pose alors de comparer la dépendance en température observée avec les prédictions théoriques : historiquement, la théorie du liquide de Fermi de Nozières prévoit une loi<sup>2</sup> en  $T^2$ , tandis que plus récemment, une loi en  $1/\ln^2(T_K/T)$  a été calculée pour des impuretés partiellement écrantées. Dans notre cas, aucune de ces deux lois théoriques ne semble être suivie.

Cependant, on voit qu’un troisième régime apparaît à très basse température : en-dessous d’une centaine de millikelvins, les temps de diffusion de spin deviennent constants : ce régime, par contre, n’avait jamais été observé jusqu’à présent. Il est important de rapprocher ce qui est observé sur le temps de diffusion de spin de ce qui est mesuré sur la résistivité : en effet, la résistivité des systèmes Kondo a été largement étudiée et est beaucoup mieux comprise que le temps de cohérence de phase.

Sur la figure 2.1, on voit qu’à très basse température, les courbes de résistivité présentent un infléchissement suivi par une redescente de la résistivité. En comparant avec la figure 2.9, on voit que cet infléchissement apparaît à la température à laquelle le temps de diffusion de spin devient constant. La redescente de la résistivité à très basse température est la signature d’un phénomène bien connu : la transition vitreuse. Celle-ci est due aux interactions entre impuretés magnétiques *via* les interactions  $RKKY$ , véhiculées par les électrons de conduction. Cette transition vitreuse a été largement étudiée dans le passé : elle se signale, comme nous l’avons vu, par un maximum de la résistivité[74, 75], et par un « pic » sur la courbe de susceptibilité magnétique[73]. Par ailleurs, la température de transition augmente avec la

2 – Pour des spins 1/2.

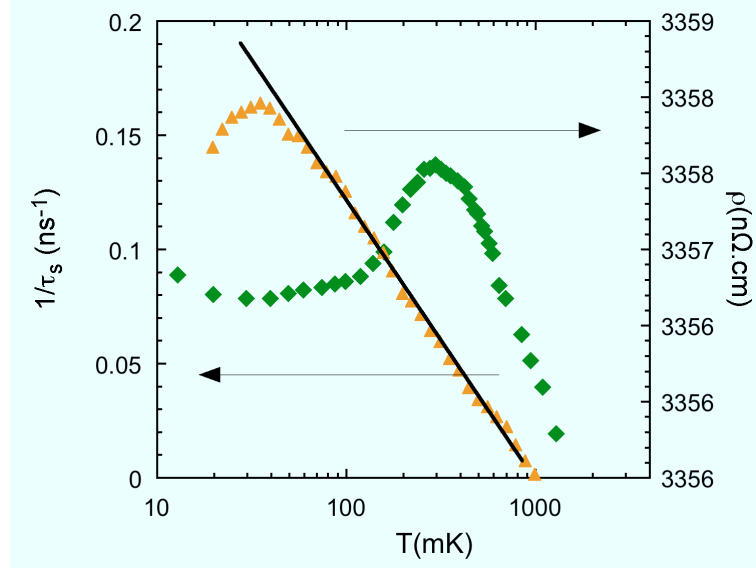


FIG. 2.10: Taux de diffusion de spin et résistivité en fonction de la température pour l'échantillon *B*.

concentration en impuretés magnétiques<sup>3</sup>, en accord avec nos mesures. Cependant, il faut noter que le maximum de résistivité, contrairement au « pic » de susceptibilité, n'est pas une mesure exacte de la température de transition ; en effet, dans la dépendance en température de la résistivité, les interactions électron-électron et l'effet Kondo s'ajoutent aux effets de la transition vitreuse, et les contributions relatives de ces effets, en l'absence d'une description théorique complète du régime de verre de spin, sont délicates à évaluer. Par comparaison, dans les travaux de Laborde *et al.*[75] et de Frossatti *et al.*[73], on peut observer des différences notables entre les températures de transition mesurées en susceptibilité et les températures correspondant aux maxima de résistivité. Il n'en reste pas moins que le maximum de résistivité observé sur nos courbes est une signature claire de la transition vitreuse.

Par ailleurs, on peut remarquer sur les figures 2.5 et 2.6 que la résistivité commence à dévier de la loi théorique de Hamann bien avant que le maximum de résistivité ne soit atteint. On peut donc penser que les interactions *RKKY*, responsables de la transition vitreuse, commencent à affecter les propriétés physiques bien avant la température de transition elle-même. Sur la figure 2.10, nous avons porté le taux de diffusion de spin pour l'échantillon *B* sur la même figure que sa résistivité : il apparaît clairement que le temps de diffusion de spin devient constant à la température à laquelle la résistivité commence à dévier de la loi théorique. On peut donc en déduire que les fluctuations de spins, qui préfigurent la transition vitreuse, sont aussi responsables de la saturation du temps de diffusion de spin[78, 100].

Enfin, notre travail apporte un éclairage nouveau sur d'anciennes expériences concernant le temps de diffusion de spin dans le régime Kondo[65, 66, 67, 68, 69, 70, 77] : il était alors question de vérifier une loi théorique en  $T^2$ [72, 87, 88, 89], loi qui n'a jamais été vérifiée. Ce résultat, qui a été parfois interprété comme une violation de la théorie des liquides de Fermi, peut s'expliquer en considérant qu'il est très difficile d'éviter la transition vitreuse dans les alliages Or/Fer. La limite de couplage fort ne peut être atteinte qu'à très basse température ( $\approx 1$  mK) et à très basse concentration en impuretés magnétiques

3– La température de transition vitreuse augmente quadratiquement avec la concentration pour les faibles concentrations en impuretés magnétiques, puis linéairement pour les concentrations plus élevées.



( $\approx 1 \text{ ppm}$ ) ; à l'heure actuelle, cette limite unitaire n'a jamais été observée dans les alliages Or/Fer. Les dépendances en température anormales qui ont été observées peuvent donc s'expliquer par le fait que la plage en température entre la température Kondo et la température de transition vitreuse est trop étroite pour permettre une observation claire de la loi en  $T^2$  attendue, et ce d'autant plus que, comme nous l'avons vu, les effets physiques des fluctuations de spins deviennent très importants bien avant la transition vitreuse elle-même.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que dans les métaux contenant des impuretés magnétiques, la diffusion par les impuretés Kondo est certainement le processus de décohérence dominant. Plus précisément, nous avons pu mettre en évidence trois régimes à basse température<sup>1</sup>[78] : autour de la température Kondo, le temps de cohérence de phase présente un plateau caractéristique ; d'autres travaux ont montré que ce plateau était bien décrit par la loi de Nagaoka-Suhl[93].

En-dessous de  $T_K$ , le temps de cohérence de phase augmente, en accord qualitatif avec le modèle Kondo : les impuretés magnétiques sont progressivement écrantées par les électrons de conduction, d'où une augmentation du temps de diffusion de spin.

À très basse température, le temps de cohérence de phase sature. On peut voir que cette saturation est en fait due à une saturation du temps de diffusion de spin : de façon concomitante, la résistivité des échantillons diminue. Cette diminution de la résistivité est connue et liée à une transition vitreuse : à très basse température, les interactions  $RKKY$  entre impuretés magnétiques deviennent dominantes, et les impuretés magnétiques gèlent dans un état de verre de spins. Le transport dans un verre de spins est encore mal compris ; ce n'est que récemment qu'un calcul théorique a montré, dans un modèle bien spécifique, que le temps de cohérence de phase est constant dans un verre de spins[101].

Il est important de replacer ce travail dans la problématique du temps de cohérence de phase à très basse température. Tout d'abord, on peut aborder sous un jour nouveau les anciens travaux de Bergmann[66, 68] : le temps de diffusion de spin en-dessous de la température Kondo ne suit pas la loi théorique en  $T^2$  prédite par Nozières. En fait, il est probable que cette loi en  $T^2$  n'ait pas la possibilité de s'établir : nous avons vu que la résistivité dévie de la loi logarithmique à une température bien plus élevée que la température à laquelle on voit le maximum de résistivité qui signe la transition vitreuse. Typiquement, on peut dire que l'on s'écarte d'un régime « purement » Kondo à partir d'une centaine de millikelvins dans nos échantillons qui contiennent une dizaine de  $\text{ppm}$  d'impuretés magnétiques ; et dans notre cas, nous avons vu que le temps de diffusion de spin ne suit pas non plus cette loi quadratique en température.

Concernant les expériences plus récentes qui concluent à une saturation du temps de cohérence de phase à très basse température[52], il est nécessaire de les re-considérer en prenant en compte toutes les énergies caractéristiques du problème. En effet, la limite « température nulle » suppose une température inférieure à toutes les températures caractéristiques du problème ; or, il existe deux échelles de températures bien connues qui sont fondamentales dans les métaux : d'une part, la température Kondo, d'autre part, la température de transition vitreuse. Dans beaucoup de cas, ces températures sont dans la gamme de la

---

1 – C'est-à-dire à une température telle que la diffusion par les phonons devient négligeable.

dizaine de millikelvins, c'est-à-dire les températures auxquelles s'arrêtent en général les expériences de mésophysique.

Pourtant, à très basse température, et si la concentration en impuretés magnétiques est suffisamment faible pour éviter cette transition vitreuse, on devrait retrouver un comportement de type « liquide de Fermi » : c'est la limite dite de « couplage fort » [72]. Il est donc primordial, dans le cadre du débat sur la saturation du temps de cohérence de phase à très basse température, de vérifier que l'on retrouve bien la loi théorique « Altshuler-Aronov-Khemelnitskii » dans la limite de couplage fort. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'une telle expérience est envisageable en utilisant des hétérostructures dopées par faisceau d'ions focalisé.



# Chapitre 3

## Perspectives

*« C'est parce que nous ne sommes plus une grande puissance  
qu'il nous faut une grande politique; parce que si nous n'avons  
plus une grande politique, comme nous ne sommes plus une  
grande puissance, nous ne serons plus rien. »*

CHARLES DE GAULLE

### 3.1 Introduction

Dans cette dernière partie, nous présentons brièvement les projets de recherches que nous menons actuellement : il s'agit essentiellement de comprendre l'effet Kondo dans le cadre de la Physique Méso-scopique. Dans ce qui suit, nous occulterons volontairement l'aspect technique de ces projets ; pourtant, il est important de rappeler que la Physique des Nanostructures est intimement liée aux développements des moyens de nanofabrication mais aussi aux progrès de l'électronique cryogénique. Par ailleurs, il est à noter que ces projets sont à la base du groupe de recherche que nous avons fondé avec CHRISTOPHER BÄUERLE : en effet, dans un contexte où la concurrence scientifique dans le domaine des nanosciences est de plus en plus âpre, il nous a semblé important de baser notre travail futur sur une collaboration étroite entre chercheurs aux compétences complémentaires. L'expertise de CHRISTOPHER BÄUERLE dans le domaine des ultra-basses températures est un atout majeur pour la réussite de ces projets. De plus, nous avons pu les financer *via* divers contrats nationaux et européens, et ils serviront de supports à des travaux de thèse.

### 3.2 Effet Kondo et déphasage

Nous avons vu que les propriétés de décohérence électronique à très basse température sont intimement liées à l'effet des impuretés magnétiques sur les électrons de conduction, *via* l'effet Kondo et les interactions entre impuretés menant à la transition vitreuse[78]. Au vu des résultats obtenus sur les échantillons d'Or/Fer, il apparaît nécessaire de mesurer le temps de cohérence de phase dans deux régimes particuliers : d'une part dans les régimes de verre de spins, à plus basse température, afin de déterminer sur quelle échelle de température le temps de diffusion de spin reste constant[101] ; d'autre part, il s'agit de d'observer la limite de liquide de Fermi prédite par Nozières[72].

Pour cela, il est nécessaire de disposer d'échantillons dont la concentration en impuretés magnétiques

soit parfaitement contrôlée. Or, dans les métaux, surtout lorsqu'on les évapore, la concentration en impuretés est très difficile à maîtriser. C'est pourquoi il peut être intéressant de se tourner vers les semi-conducteurs, en particulier ceux obtenus par croissance par épitaxie par jets moléculaires, dont on sait qu'ils présentent un très haut degré de pureté. Dans ce but, nous avons entamé une collaboration avec le groupe d'Andreas Wieck, de l'Université de Böchum, qui a développé une technique originale de dopage des hétérostructures de semi-conducteurs.

Le point de départ est la croissance d'une hétérojonction GaAs/GaAlAs de très haute mobilité (typiquement  $\mu > 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Ensuite, en utilisant un faisceau d'ions focalisé, il est possible d'implanter localement des impuretés dans l'hétérostructure. Cette technique, que ce groupe maîtrise maintenant parfaitement, présente plusieurs avantages : tout d'abord, la concentration en impuretés magnétiques obtenue peut être parfaitement contrôlée, et varier sur environ une décade. Ensuite, et c'est là le point délicat de cette technique, le groupe d'Andreas Wieck a mis au point un processus de recuit permettant d'annihiler les défauts induits par l'implantation[102]. Enfin, plusieurs expériences de référence sont réalisables en utilisant cette technique : par exemple, en variant l'énergie des ions, on peut implanter non pas dans le plan d'électrons, mais plus près de la surface. On peut aussi varier l'espèce d'ions que l'on plante : il est donc possible de répéter une expérience successivement avec des ions magnétiques puis avec des ions non magnétiques.

Dans ce projet, nous voudrions aborder à la fois le problème de la dépendance de la résistivité et celui du temps de cohérence de phase en fonction de la température, et ce en fonction du dopage magnétique. Nous prendrons comme référence un échantillon non dopé ainsi qu'un échantillon dopé avec des ions non magnétiques. Enfin, le choix des ions magnétiques nous permettra de varier le paramètre de couplage  $J$  qui gouverne la température Kondo.

En variant le dopage, on pourra ainsi décrire à la fois le régime de verre de spins et le régime de liquide de Fermi, obtenu, comme nous l'avons vu, à très basse température et pour des concentrations en impuretés très faibles.

### 3.3 Effet Kondo dans les nanostructures artificielles

Le principe des boîtes quantiques semi-conductrices est connu depuis de nombreuses années, et leur fabrication est maintenant bien maîtrisée : il s'agit d'enfermer un petit nombre d'électrons dans une île définie électrostatiquement à l'aide de grilles (voir figure 3.1). Lorsqu'on veut ajouter un électron supplémentaire à l'île, il faut payer une énergie, appelée énergie de charge, qui est simplement l'énergie électrostatique pour ajouter un électron à une sphère chargée : le nombre d'électrons dans la boîte reste donc fixé par cette énergie de Coulomb. Cependant, à l'aide d'une troisième grille, on peut faire varier de façon électrostatique l'énergie de l'île ; en particulier, il est possible de « compenser » l'énergie de charge, et ainsi de permettre à un électron supplémentaire de venir sur l'île. On peut donc contrôler le nombre d'électrons sur l'île à l'unité près[103].

Ces boîtes quantiques ont été largement étudiées ces dernières années. Cependant, ce n'est que récemment qu'elles ont été utilisées pour étudier l'effet Kondo[104]. Si on considère une boîte de très petite dimension, il faut, en plus de l'énergie de charge, considérer les niveaux d'énergies propres à la boîte, et remplir ces états électroniques conformément aux règles de sélection concernant le spin. Ainsi, lorsque le

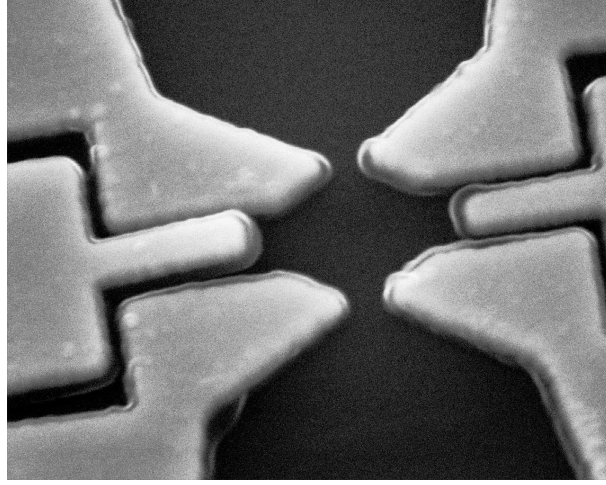


FIG. 3.1: Photographie prise au microscope électronique d'une boîte quantique réalisée dans une hétérostructure d'arséniure de gallium (Y. Jin, LPN). On reconnaît les deux grilles qui définissent l'île, et la troisième grille de contrôle. La taille (lithographique) de l'île est ici d'un micromètre.

nombre d'électrons dans la boîte est pair, le dernier niveau est occupé par deux électrons de spin opposé. Par contre, lorsque le nombre d'électrons sur l'île est impair, le dernier niveau est occupé par un électron isolé, dont le spin peut fluctuer. Ce spin peut alors se coupler aux électrons des réservoirs pour former un état singulet, et permettre ainsi la transmission d'un électron d'un réservoir à l'autre par effet Kondo. La signature expérimentale de cet effet est cependant complètement différente de ce qui est observé dans les métaux. Dans la boîte quantique, le nombre d'électrons est fixé par l'énergie de Coulomb, et l'ajout d'un électron n'est pas possible : aucun courant ne peut passer. Par contre, lorsque le nombre d'électrons dans la boîte est impair, le couplage entre les deux réservoirs *via* l'impureté Kondo permet le passage du courant : la résistance diminue donc, à l'opposé de ce qui est observé dans les métaux. Ce processus de passage d'un électron *via* un état virtuel est illustré sur la figure 3.2. Quelques expériences ont permis d'observer ce phénomène dans les boîtes quantiques : en se plaçant sur un minimum de conductance correspondant à un nombre d'électrons impair dans la boîte, la conductance augmente lorsque la température diminue[105, 104], et peut même dans certains cas atteindre la limite unitaire[106]. Par ailleurs, la température Kondo associée est ajustable : on sait en effet que celle-ci dépend essentiellement du paramètre de couplage magnétique  $J$ . Dans le cas des boîtes quantiques, le rôle de ce couplage magnétique est joué par la transparence de la barrière  $\Gamma$ . La température Kondo s'écrit alors :

$$T_K \propto \sqrt{U\Gamma} \exp\left\langle -\frac{\pi\epsilon_0(\epsilon_0 + U)}{U\Gamma} \right\rangle \quad (3.1)$$

avec  $U$  l'énergie de charge,  $\Gamma$  la transparence des barrières<sup>1</sup> et  $\epsilon_0$  l'espacement entre les niveaux d'énergie dans la boîte[103]. Si la condition de transparence des barrières peut être remplie en variant des tensions de grille, on voit par contre qu'il est nécessaire de réaliser des dispositifs très petits de telle sorte que l'espacement entre les niveaux d'énergie soit supérieur à la température<sup>2</sup>. Typiquement, pour satisfaire ces conditions avec une boîte réalisée à partir d'une hétérojonction d'arséniure de gallium, la boîte doit avoir un diamètre<sup>3</sup> de l'ordre de la centaine de nanomètres.

1- On suppose ici que les deux barrières sont symétriques.

2- Cette condition est aisément réalisée en ce qui concerne l'énergie de charge.

3- Il s'agit là du diamètre réel, et non du diamètre lithographique qui peut être relativement différent.

Un des aspects les plus intrigants de la physique de l'effet Kondo réside dans la présence d'un nuage d'écrantage, ou nuage Kondo, autour de l'impureté magnétique, nuage qui, dans la limite des très basses températures, écranterait à la fois le spin et la charge de l'impureté magnétique. D'un point de vue théorique, ce nuage Kondo a une extension spatiale reliée à l'inverse de la température Kondo  $T_K$  ; typiquement, on est dans le domaine du micromètre pour le composé Or/Fer que nous avons vu au chapitre précédent. Pourtant, la présence de ce nuage Kondo n'a jamais été détectée expérimentalement, bien que des travaux aient été menés sur des fils de largeur et d'épaisseur très inférieurs à la taille supposée du nuage Kondo[107, 108].

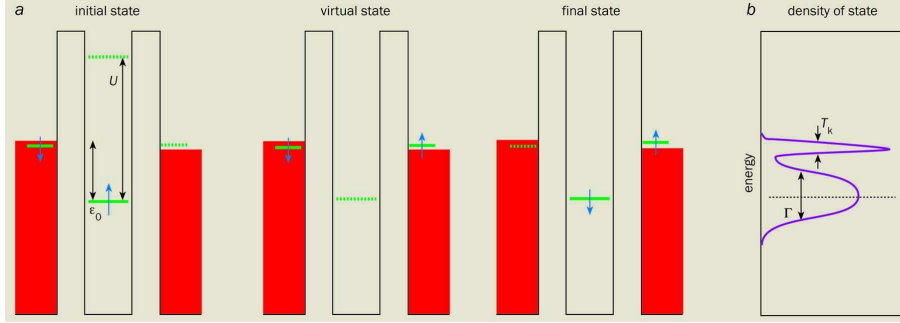


FIG. 3.2: Schéma de principe du passage du courant par effet Kondo dans une boîte quantique[103]. La figure de droite représente la densité d'états dans la boîte, avec la résonance Kondo au niveau de Fermi.

Les nanostructures artificielles permettent d'envisager une approche nouvelle de ce problème : en effet, on peut, en utilisant une boîte quantique, disposer d'une impureté Kondo unique, dont on connaît parfaitement la position, et dont on peut régler la température Kondo. De plus, on peut aisément passer du régime Kondo au régime « standard » simplement en variant le nombre d'électrons dans la boîte d'une unité : on dispose donc *in situ* d'un échantillon de référence. Enfin, il est « aisé » de fabriquer des nanostructures dont la taille soit de l'ordre de celle du nuage Kondo : il est donc naturel d'étudier les *effets de taille* associés au nuage Kondo, c'est-à-dire l'influence de la dimension du nuage Kondo par rapport à la taille de l'échantillon.

L'apport majeur de la mésophysique au problème Kondo réside dans la possibilité de sonder en même temps l'effet Kondo et les effets d'interférences liés à la cohérence quantique de l'électron[109, 110, 111, 112]. Ici, nous proposons de nous intéresser aux propriétés de *transport* de nanostructures contenant une impureté Kondo ; en particulier, on étudiera l'influence de la présence d'un nuage Kondo dans ou à proximité d'un conducteur quantique. Un des intérêts majeurs des structures artificielles réalisées à partir d'hétérojonctions d'arséniure de gallium se trouve dans la souplesse dont on dispose quant à la géométrie de l'échantillon. L'effet d'une impureté Kondo « en série » dans un conducteur quantique a, de ce fait, largement été étudié : contrairement à ce qui se passe dans un métal standard, on assiste à une remontée de la *conductance* lorsque la température diminue. Néanmoins, ce comportement dépend de la géométrie (« en série ») considérée. Pour mieux appréhender les effets du nuage Kondo, on peut également s'intéresser à ce qui se passe lorsque l'impureté est couplée *latéralement* à un fil quantique. Dans ce cas, du point de vue de la charge, rien ne se passe lorsque la boîte quantique est dans un régime bloqué : le nombre d'électrons dans la boîte est fixé. Par contre, le nuage Kondo peut lui se développer et s'étendre dans le fil quantique. On peut alors s'intéresser aux effets de ce nuage Kondo sur la conductance. Contrairement

à la géométrie en série, on peut s'attendre ici à une suppression de la conductance à l'équilibre dans le fil [113], phénomène qui n'a jamais été observé expérimentalement.

On peut aussi s'intéresser au cas où la boîte quantique est reliée non pas à des fils infinis, mais à des fils de longueur finie. Dans ce cas, le rapport de la longueur des fils connectés à la boîte à la taille du nuage Kondo joue un rôle très important. Lorsque la taille des fils est bien plus grande que l'extension spatiale du nuage d'écrantage, on retrouve une situation standard où le régime dit unitaire pourra être atteint. Par contre, lorsque la taille des fils devient du même ordre de grandeur que le nuage Kondo, les effets de taille finie doivent être pris en compte et peuvent modifier considérablement les résultats [114, 115, 116, 117, 118]. La température Kondo d'une boîte quantique dépend d'une part de ses caractéristiques géométriques intrinsèques (sa taille, et donc sa capacitance, l'espacement entre les niveaux d'énergie, le potentiel de grille qui contrôle le « zéro » d'énergie de la boîte), mais aussi de caractéristiques extrinsèques que sont la force du couplage au réservoir et la densité locale d'états dans le réservoir. Lorsque la taille des fils quantiques devient du même ordre de grandeur voire plus petite que la taille du nuage d'écrantage, la température Kondo se met à dépendre de la structure fine de cette densité locale d'états. En contrôlant cette densité d'états dans les fils par une deuxième grille, on peut ainsi moduler la température Kondo  $T_K$  sur plusieurs ordres de grandeur, en jouant cette fois-ci sur des paramètres externes à la boîte. De ce fait, une boîte quantique Kondo qui était dans un régime de limite unitaire avec des fils quantiques très longs ne l'est plus forcément avec des fils courts ! On voit donc que ces effets de taille finie peuvent jouer un rôle important, voire dominant, lorsque la boîte est confinée dans un espace restreint.





# Conclusion générale

DANS CE MÉMOIRE, nous avons exposé les résultats des travaux réalisés au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures depuis mon arrivée dans ce laboratoire, et présenté les projets de recherche que nous pensons développer dans les années à venir. L'ensemble de ces études s'articule autour du problème de la cohérence quantique à très basse température envisagée à travers deux phénomènes fondamentaux de la mésophysique, les courants permanents d'une part, et la dépendance en température du temps de cohérence de phase dans les métaux d'autre part.

En ce qui concerne les courants permanents, nous nous sommes intéressés à la question de leur existence dans un système dont la taille est plus grande que la longueur de cohérence de phase. Nous avons pu montrer que les courants permanents existent toujours dans une telle géométrie, et que leur amplitude n'est pas sensiblement modifiée par rapport à celle mesurée dans les mêmes anneaux déconnectés[38]. Ces courants permanents sont dus aux trajectoires électroniques semi-classiques qui entourent les anneaux, même lorsque ceux-ci sont connectés à l'extérieur ; cette vision assez simple du problème avait été suggérée et modélisée par Gilles Montambaux[11], qui avait montré que le facteur de réduction des courants permanents ne dépend que de la géométrie du réseau, c'est-à-dire précisément de la probabilité pour un électron de s'échapper d'un anneau. Au-delà de ce cas simple de la chaîne d'anneaux, un tel modèle suggère que les courants permanents doivent exister dans un échantillon macroscopique, par exemple un film métallique bidimensionnel : il ne s'agit plus alors à proprement parler de courants permanents, mais plutôt de susceptibilité magnétique à champ nul[14]. Une telle expérience permettrait de montrer l'importance des comportements quantiques à l'échelle mésoscopique, et ce même pour les propriétés d'équilibre d'échantillons macroscopiques. Il s'agirait de l'équivalent de ce qui a été largement étudié en transport, à savoir le passage des oscillations Aharonov-Bohm à la localisation faible. Malheureusement, le signal à détecter, du même ordre de grandeur que celui dû aux courants permanents, ne serait alors plus périodique, ce qui en rend la détection bien plus délicate ; une solution possible consisterait à mettre au point des détecteurs plus sensibles, par exemple en « shuntant » les  $\mu$ -SQUID que nous utilisons pour résoudre le problème d'hystérésis thermique dont ils sont l'objet.

La mesure du temps de cohérence de phase dans les métaux à très basse température, présentée dans la deuxième partie de ce mémoire, s'inscrit dans une autre catégorie de travaux : beaucoup plus simple d'un point de vue purement technique, cette expérience s'avère plus délicate au niveau de l'interprétation, surtout dans le contexte actuel, excessivement polémique ; cependant, il semble communément admis que les impuretés magnétiques jouent un rôle déterminant dans les mécanismes de décohérence à très basse température. De plus, de très faibles quantités d'impuretés restent très difficiles à détecter : elles sont indétectables par l'analyse chimique sur de si petits échantillons, et leur effet en terme d'augmentation de

résistivité due à l'effet Kondo reste très faible comparé à la contribution due aux interactions électron-électron. Dans le cas qui nous intéresse, à savoir le composé Or/Fer, il semble raisonnable de considérer qu'une quantité de fer inférieure à 5 ppm dans un fil d'or nanométrique est indécélable. C'est pourquoi nous avons choisi de nous intéresser à l'autre limite, c'est-à-dire à des échantillons dans lesquels la concentration en impuretés magnétiques est de plusieurs dizaines de ppm : dans ce cas, cette concentration peut être aisément évaluée simplement en mesurant la résistivité Kondo à très basse température. Dans ce travail, nous avons pu mettre en évidence trois régimes pour ce qui concerne le temps de diffusion de spin : autour de la température Kondo, on a un maximum de diffusion ; en-dessous de la température Kondo, l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction conduit à une diminution du temps de diffusion de spin. Enfin, à très basse température, ce temps de diffusion de spin devient constant[78]. Ce nouveau régime correspond en fait à une transition vitreuse, due aux interactions *RKKY* entre les impuretés magnétiques : cette transition se voit par une déviation de la courbe de la résistivité en fonction de la température par rapport à la loi théorique de l'effet Kondo, et a aussi été détectée précisément par des mesures de susceptibilité magnétique. Dans la description de la cohérence quantique à très basse température, on ne peut donc ignorer cette échelle d'énergie donnée par la température de transition vitreuse, température qui dépend fortement de la concentration en impuretés magnétiques. Récemment, des calculs théoriques semblent corroborer le fait que le temps de diffusion de spin soit constant dans un verre de spins[101] ; néanmoins, il semble qu'on soit loin d'avoir une compréhension complète des mécanismes de décohérence dus aux impuretés magnétiques en-dessous de la température Kondo.

Ces deux thèmes trouvent naturellement leur extension dans les projets que nous proposons dans la dernière partie du mémoire. Ces projets s'articulent autour de deux idées essentielles : d'une part, grâce aux nanostructures artificielles, il est possible de réaliser des structures dont les dimensions soient de l'ordre de celles du nuage Kondo. Il est donc possible d'avoir accès à des effets de taille finie, et en particulier, il semble envisageable de manipuler le nuage Kondo, et de mettre en évidence l'écrantage de l'impureté Kondo par les électrons de conduction[114, 115, 116, 117, 118]. D'autre part, la suite logique du travail que nous avons mené sur la décohérence à très basse température consiste à trouver un système dans lequel il soit possible, en variant la concentration en impuretés magnétiques, d'observer soit le régime liquide de Fermi[72] soit le régime verre de spins[101]. De ce point de vue, les hétérostructures semi-conductrices dopées par implantation semblent une voie prometteuse[102]. Enfin, il semble important de préciser que le contexte grenoblois est particulièrement favorable pour de telles études : au-delà de l'expertise reconnue sur l'effet Kondo dans les métaux, expertise qui s'appuie sur les nombreux travaux menés il y a une trentaine d'années, l'effet Kondo dans sa version mésoscopique a créé une synergie entre plusieurs théoriciens et expérimentateurs grenoblois qui se sont groupés autour d'un projet commun<sup>4</sup> qui reprend les grandes lignes de ce que nous avons présenté ici.

---

4– Projet IPMC « Transport et effet Kondo dans les nanostructures artificielles ».

# Bibliographie

- [1] M. BÜTTIKER, Y. IMRY and R. LANDAUER, *Phys. Lett.* **96A**, 365 (1983)
- [2] F. LONDON, *J. Phys. (France)* **8**, 379 (1937)
- [3] F. HUND, *Ann. Phys. (Leipzig)* **32**, 102 (1938)
- [4] L. P. LÉVY, G. DOLAN, J. DUNSMUIR and H. BOUCHIAT, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2074 (1990)
- [5] V. CHANDRASEKHAR, R. A. WEBB, M. J. BRANDY, M. B. KETCHEN, W. J. GALLAGHER and A. KLEINSASSER, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3578 (1991)
- [6] E. M. Q. JARIWALA, P. MOHANTY, M. B. KETCHEN and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1594 (2000)
- [7] R. DEBLOCK, R. BEL, B. REULET, H. BOUCHIAT and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 206803 (2002)
- [8] D. MAILLY, C. CHAPELIER and A. BENOÎT, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2020 (1993)
- [9] B. REULET, M. RAMIN, H. BOUCHIAT and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 124 (1995)
- [10] Y. NOAT, H. BOUCHIAT, B. REULET and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4955 (1998)
- [11] M. PASCAUD and G. MONTAMBAUX, *Europhys. Lett.* **37**, 347 (1997)
- [12] M. PASCAUD and G. MONTAMBAUX, *Philos. Mag.* **77**, 1203 (1998)
- [13] M. PASCAUD and G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4512 (1999)
- [14] G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4640 (2001)
- [15] G. MONTAMBAUX, *J. Phys. I (France)* **6**, 1 (1996)
- [16] G. MONTAMBAUX, in *Quantum Fluctuations* (E. Giacobino, S. Reynaud and J. Zinn Justin eds., Elsevier, Amsterdam, 1996)
- [17] N. BYERS and C. N. YANG, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 46 (1961)
- [18] H. F. CHEUNG, E. K. RIEDEL and Y. GEFEN, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 587 (1989)
- [19] M. RAMIN, B. REULET and H. BOUCHIAT, *Phys. Rev. B* **50**, 4943 (1994)
- [20] H. F. CHEUNG, Y. GEFEN, E. K. RIEDEL and W. H. SHIH, *Phys. Rev. B* **37**, 6050 (1988)
- [21] H. F. CHEUNG and E. K. RIEDEL, *Phys. Rev. B* **40**, 9498 (1989)
- [22] H. BOUCHIAT and G. MONTAMBAUX, *J. Phys. (France)* **50**, 2695 (1989)
- [23] G. MONTAMBAUX, H. BOUCHIAT, D. SIGETI and R. FRIESNER, *Phys. Rev. B* **42**, 7647 (1990)
- [24] B. L. ALTSHULER, Y. GEFEN and Y. IMRY, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 88 (1991)

- [25] F. VON OPPEN and E. K. RIEDEL, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 84 (1991)
- [26] V. AMBEGAOKAR and U. ECKERN, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 381 (1990)
- [27] A. SCHMID, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 80 (1991)
- [28] R. A. SMITH and V. AMBEGAOKAR, *Europhys. Lett.* **20**, 161 (1992)
- [29] U. ECKERN and A. SCHMID, *Europhys. Lett.* **18**, 457 (1992)
- [30] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH and R. B. LAIBOWITZ, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985)
- [31] C. P. UMBACH, S. WASHBURN, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **30**, 4048 (1984)
- [32] C. P. UMBACH, C. V. HAESENDONCK, R. B. LAIBOWITZ, S. WASHBURN and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 386 (1986)
- [33] M. BÜTTIKER, *Phys. Rev. B* **32**, 1846 (1985)
- [34] E. AKKERMANS, A. COMTET, J. DESBOIS, G. MONTAMBAUX and C. TEXIER, *Ann. Phys.* **284**, 10 (2000)
- [35] B. DOUÇOT and R. RAMMAL, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1148 (1985)
- [36] B. DOUÇOT, W. WANG, J. CHAUSSY, B. PANNETIER, R. RAMMAL, A. VAREILLE and D. HENRY, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1235 (1986)
- [37] L. P. LÉVY, *Physica B* **169**, 245 (1991)
- [38] W. RABAUD, L. SAMINADAYAR, D. MAILLY, K. HASSELBACH, A. BENOÎT and B. ETIENNE, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3124 (2001)
- [39] D. PINES and P. NOZIÈRES, *The Theory of Quantum Liquids* (Benjamin, New York, 1966)
- [40] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and P. A. LEE, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1288 (1980)
- [41] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and D. E. KHEMELNITSKII, *J. Phys. C* **15**, 7367 (1982)
- [42] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and A. Y. ZYUZIN, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **84**, 1525 (1983)
- [43] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (A. L. Efros and M. Pollak eds., North-Holland, 1985)
- [44] H. FUKUYAMA, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (A. L. Efros and M. Pollak eds., North-Holland, 1985)
- [45] B. L. ALTSHULER, M. E. GERSHENSON and I. L. ALEINER, *Physica E* **3**, 58 (1998)
- [46] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 718 (1984)
- [47] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. B* **31**, R3209 (1985)
- [48] B. PANNETIER, J. CHAUSSY and R. RAMMAL, *Physica Scripta* **13**, 245 (1986)
- [49] A. B. ZORIN, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 4296 (1995)
- [50] D. VION, P. F. ORFILA, P. JOYEZ, D. ESTÈVE and M. H. DEVORET, *J. Appl. Phys.* **77**, 2519 (1995)
- [51] D. C. GLATTLI, P. JACQUES, A. KUMAR, P. PARI and L. SAMINADAYAR, *J. Appl. Phys.* **81**, 7350 (1997)

- [52] P. MOHANTY, E. M. Q. JARIWALA and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3366 (1997)
- [53] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **55**, R13452 (1997)
- [54] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1074 (1998)
- [55] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **59**, 9195 (1999)
- [56] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **62**, 14061 (2000)
- [57] D. S. GOLUBEV, A. D. ZAIKIN and G. SCHÖN, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 1355 (2002)
- [58] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *J. Low Temp. Phys.* **132**, 11 (2003)
- [59] A. V. GALAKTIUNOV, D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 085317 (2003)
- [60] Y. IMRY, H. FUKUYAMA and P. SCHWAB, *Europhys. Lett.* **47**, 608 (1999)
- [61] D. COHEN and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **59**, 11143 (1999)
- [62] P. A. MELLO, Y. IMRY and B. SHAPIRO, *Phys. Rev. B* **61**, 16570 (2000)
- [63] U. GAVISH, Y. LEVINSON and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **62**, R10637 (2000)
- [64] J. KONDO, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964)
- [65] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1460 (1986)
- [66] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1236 (1987)
- [67] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1964 (1987)
- [68] C. V. HAESSENDONCK, J. VRANKEN and Y. BRUYNSEAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1987 (1987)
- [69] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1093 (1988)
- [70] R. M. MUELLER, R. STASCH and G. BERGMANN, *Solid State Commun.* **91**, 255 (1994)
- [71] A. BENOÎT, D. MAILLY, P. PERRIER and P. NEDELLEC, *Superlattices and Microstructures* **11**, 313 (1992)
- [72] P. NOZIÈRES, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 31 (1974)
- [73] J. L. THOLENCE and R. TOURNIER, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 867 (1970)
- [74] P. J. FORD, T. E. WHALL and J. W. LORAM, *Phys. Rev. B* **2**, 1547 (1970)
- [75] O. LABORDE and P. RADHAKRISHNA, *Solid State Commun.* **9**, 701 (1971)
- [76] P. G. N. DE VEGVAR, L. P. LÉVY and T. A. FULTON, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2380 (1991)
- [77] G. BERGMANN and H. BECKMANN, *Phys. Rev. B* **52**, R15687 (1995)
- [78] F. SCHOPFER, C. BÄUERLE, W. RABAUD and L. SAMINADAYAR, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056801 (2003)
- [79] N. W. ASHCROFT and N. D. MERMIN, *Solid State Physics* (Saunders College, 1976)
- [80] C. KITTEL, *Physique de l'état solide* (Dunod université, 1983)
- [81] A. BLANDIN and J. FRIEDEL, *J. Physique Rad.* **20**, 160 (1959)
- [82] C. RIZZUTO, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 147 (1974)
- [83] A. ZAWADOWSKI, J. VON DELFT and D. C. RALPH, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2632 (1999)
- [84] O. ÚJSÁGHY, G. ZARÁND and A. ZAWADOWSKI, *Solid State Commun.* **117**, 167 (2001)

- [85] M. B. MAPLE, in *Magnetism V* (G. T. Rado and H. Suhl eds., Academic Press, New York, 1973)
- [86] A. KAMINASKI and L. I. GLAZMAN, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2400 (2001)
- [87] P. NOZIÈRES, *Proceedings of LT 14* **5**, 339 (1974)
- [88] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **37**, 271 (1976)
- [89] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **39**, 75 (1978)
- [90] P. M. ECHTERNACH, M. E. GERSHENSON and H. M. BOZLER, *Phys. Rev. B* **48**, R11516 (1993)
- [91] D. NATELSON, R. L. WILLETT, K. W. WEST and L. N. PFEIFFER, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1821 (2001)
- [92] A. B. GOUGAM, F. PIERRE, H. POTHIER, D. ESTÈVE and N. O. BIRGE, *J. Low Temp. Phys.* **118**, 447 (2000)
- [93] F. PIERRE, A. B. GOUGAM, A. ANTHORE, H. POTHIER, D. ESTÈVE and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. B* **68**, 085413 (2003)
- [94] V. V. AFONIN, J. BERGLI, Y. M. GALPERIN, V. L. GUREVICH and V. I. KOZUB, *Phys. Rev. B* **66**, 165326 (2002)
- [95] S. HIKAMI, A. I. LARKIN and Y. NAGAOKA, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980)
- [96] Y. IMRY, *Introduction to Mesoscopic Physics* (Oxford University Press, 1997)
- [97] J. W. LORAM, T. E. WHALL and P. J. FORD, *Phys. Rev. B* **2**, 857 (1970)
- [98] D. R. HAMANN, *Phys. Rev.* **158**, 570 (1967)
- [99] W. WEI, R. ROSENBAUM and G. BERGMANN, *Phys. Rev. B* **39**, 4568 (1989)
- [100] F. SCHOPFER, C. BÄUERLE, W. RABAUD and L. SAMINADAYAR, *Adv. in Solid State Phys.* **43**, 1811 (2003)
- [101] M. G. VAVILOV, L. I. GLAZMAN and A. I. LARKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 075119 (2003)
- [102] D. REUTER, C. RIEDESEL, P. SCHAFMEISTER, C. MEIER and A. D. WIECK, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 481 (2003)
- [103] L. KOUWENHOVEN and C. MARCUS, *Physics World* **xx**, 33 (2001)
- [104] S. M. CRONENWETT, T. H. OOSTERKAMP and L. P. KOUWENHOVEN, *Science* **281**, 540 (1998)
- [105] D. GOLDBABER-GORDON, H. SHTRIKMAN, D. MAHALU, D. ABUSCH-MAGDER, U. MEIRAV and M. A. KASTNER, *Nature* **391**, 156 (1998)
- [106] W. G. VAN DER WIEL, S. D. FRANCESCHI, T. JUJISAWA, J. M. ELZERMAN, S. TARUCHA and L. P. KOUWENHOVEN, *Science* **289**, 2105 (2000)
- [107] V. CHANDRASEKHAR, P. SANTHANAM, N. A. PENEBRE, R. A. WEBB, H. VLOEBERGHIS, C. V. HAESENDONCK and Y. BRUYNSERAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2053 (1994)
- [108] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4481 (2000)
- [109] A. YACOBY, M. HEIBLUM, D. MAHALU and H. SHTRIKMAN, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4047 (1995)
- [110] R. SCHUSTER, E. BUKS, M. HEIBLUM, D. MAHALU, U. UMANSKY and H. SHTRIKMAN, *Nature* **385**, 418 (1997)

- [111] Y. JI, M. HEIBLUM, D. SPRINZAK, D. MAHALU and H. SHTRIKMAN, *Science* **290**, 779 (2000)
- [112] U. GERLAND, J. VON DELFT, T. A. COSTI and Y. OREG, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3710 (2000)
- [113] K. KANG, S. Y. CHO, J. J. KIM and S. C. SHIN, *Phys. Rev. B* **63**, 113304 (2001)
- [114] V. FERRARI, G. CHIAPPE, E. V. ANDA and M. A. DAVIDIVICH, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5088 (1999)
- [115] K. KANG and S. C. SHIN, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5619 (2000)
- [116] I. AFFLECK and P. SIMON, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2854 (2001)
- [117] H. HU, G. M. ZHANG and L. YU, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5558 (2001)
- [118] P. SIMON and I. AFFLECK, *Phys. Rev. B* **64**, 085308 (2001)





# Annexes



# Annexe A

## Publications

### A.1 Revues spécialisées

1. J. Y. Duboz, **L. Saminadayar** and J. M. Gérard, « Effect of asymmetric barriers on performances of GaAs/AlGaAs quantum well detectors », *J. Appl. Phys.* **78**, 2803 (1995)
2. A. Kumar, **L. Saminadayar**, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Experimental Test of the Quantum Shot Noise Reduction Theory », *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2778 (1996)
3. A. Kumar, **L. Saminadayar**, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Measurement of reduced shot noise in a quantum point contact », *Physica B* **227**, 161 (1996)
4. D. C. Glattli, A. Kumar, **L. Saminadayar**, Y. Jin and B. Etienne, « Observation of the Quantum Shot Noise Reduction », in *Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems*, T. Martin, G. Montambaux and J. Trân Thanh Vân eds. (1996)
5. D. C. Glattli, P. Jacques, A. Kumar, P. Pari and **L. Saminadayar**, « A Noise Detection Scheme with 10 mK Noise Temperature Resolution for Single Electron Tunneling Devices », *J. Appl. Phys.* **81**, 7350 (1997)
6. **L. Saminadayar**, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Observation of the  $e/3$  Fractionally Charged Laughlin Quasiparticles », *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2526 (1997)
7. **L. Saminadayar**, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Observation of the  $e/3$  Fractionally Charged Quasiparticles », *Physica B* **249**, 401 (1998)
8. M. Reznikov, R. de Picciotto, M. Heiblum, D. C. Glattli, A. Kumar and **L. Saminadayar**, « Quantum Shot Noise », *Superlattices and Microstructures* **23**, 901 (1998)
9. **L. Saminadayar**, A. Kumar, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Reduction of Shot Noise in Quantum Conductors », *J. Phys. IV France* **9**, 23 (1999)
10. **L. Saminadayar**, D. C. Glattli, Y. Jin and B. Etienne, « Observation of Fractionally Charged Quasiparticles », in *Quantum Physics at Mesoscopic Scale*, C. Glattli, M. Sanquer and J. Trân Thanh Vân eds. (2000)
11. W. Rabaud, **L. Saminadayar**, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoît and B. Etienne, « Persistent Currents in Mesoscopic Connected Rings », *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3124 (2001)

12. **L. Saminadayar**, W. Rabaud, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoît, A. Wieck, D. Reuter and B. Etienne, « Persistent Currents in Mesoscopic Connected Rings », in *Electronic Correlations : From Meso- to Nano-Physics*, T. Martin, G. Montambaux and J. Trân Thanh Vân eds. (2002)
13. A. Pouydebasque, L. Montes, J. Zimmermann, F. Balestra, D. Fraboulet, D. Mariolle, J. Gautier, F. Schopfer, V. Bouchiat and **L. Saminadayar**, « Electron transport in silicon nanostructures based on ultra-thin SOI », *J. Phys. IV France* **12**, Pr3-97 (2002)
14. W. Rabaud, **L. Saminadayar**, C. Bäuerle, K. Hasselbach, A. Benoît, D. Mailly and B. Etienne, « Persistent Currents in a network of connected mesoscopic rings », in *Towards the Controllable Quantum States*, Hideaki Takayanagi and Junsaku Nitta eds. (2003)
15. F. Schopfer, C. Bäuerle, W. Rabaud and **L. Saminadayar**, « Anomalous temperature dependence of the dephasing time in mesoscopic Kondo wires », *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056801 (2003)
16. F. Schopfer, C. Bäuerle, W. Rabaud and **L. Saminadayar**, « Electron Coherence in Mesoscopic Kondo Wires », *Adv. in Solid State Phys.* **43**, 181 (2003)
17. B. Chenaud, C. Chaubet, B. Jouault, **L. Saminadayar**, D. Mailly, G. Faini and A. Cavanna, « Are Aharonov-Bohm and Quantized Hall Regime compatible? », *International Journal of Nanoscience* **2**, 535 (2003)
18. B. Chenaud, C. Chaubet, B. Jouault, **L. Saminadayar**, D. Mailly, G. Faini and A. Cavanna, « Edge states interferometer : an electronic Fabry-Perot », *Physica B* **346**, 488 (2004)
19. **L. Saminadayar**, C. Bäuerle and D. Mailly, « Equilibrium properties of mesoscopic conductors », in *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, H. S. Nalwa eds. (2004)
20. C. Bäuerle, F. Schopfer, W. Rabaud and **L. Saminadayar**, « Electron Phase Coherence and Kondo Effect in Mesoscopic Au/Fe Wires », in *Quantum information and Decoherence in Nanosystems*, T. Martin, G. Montambaux and J. Trân Thanh Vân eds. (2004)
21. F. Schopfer, F. Mallet, C. Naud, G. Faini, D. Mailly, **L. Saminadayar** and C. Bäuerle, « Observation of  $h/e$  conductance oscillations in disordered metallic  $\mathcal{T}_3$  network », in *Quantum information and Decoherence in Nanosystems*, T. Martin, G. Montambaux and J. Trân Thanh Vân eds. (2004)

## A.2 Revues de vulgarisation

1. D. C. Glattli, **L. Saminadayar** et Y. Jin, « Un tiers d'électron », *Pour la Science* **241**, 24 (1997)
2. **L. Saminadayar**, « Fondamentalement pragmatique », *Le Monde de l'Éducation* **261**, 78 (1998)
3. D. C. Glattli et **L. Saminadayar**, « Observation de quasi-particules de charge fractionnaire  $e/3$  », *Images de la physique 1999*, p. 8-14 (2000)
4. **L. Saminadayar**, « Le bruit des charges fractionnaires », *Pour la Science* **289**, 30 (2001)

Annexe B

Transparents



# *Cohérence quantique électronique : courants permanents et effet Kondo*

**Laurent Saminadayar**

*Centre de Recherche sur les Très Basses Températures, Grenoble  
Université Joseph Fourier, Grenoble*



## *Collaborateurs*

*Christopher Bäuerle*

*Dominique Mailly*

*Alain Benoît*

*Andreas Wieck*

*Stéphane Bonifacie*

*François Mallet*

*Arnaud Pouydebasque*

*Wilfried Rabaud*

*Félicien Schopfer*

*Bénédicte Caillairec, Séverine Moraillon, Joël Navarro*

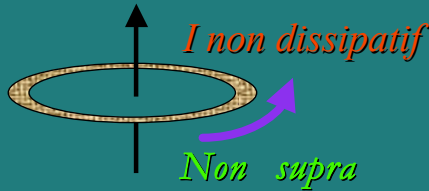
*Centre de Recherches sur les Très Basses Températures  
Laboratoire de Photonique et Nanostructures  
Université de Bochum*



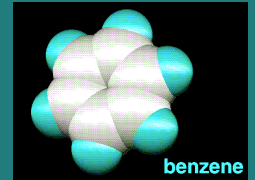
# Courants Permanents 1D

$$\Psi(x+L) = \Psi(x) \exp(2i\pi\Phi/\Phi_0)$$

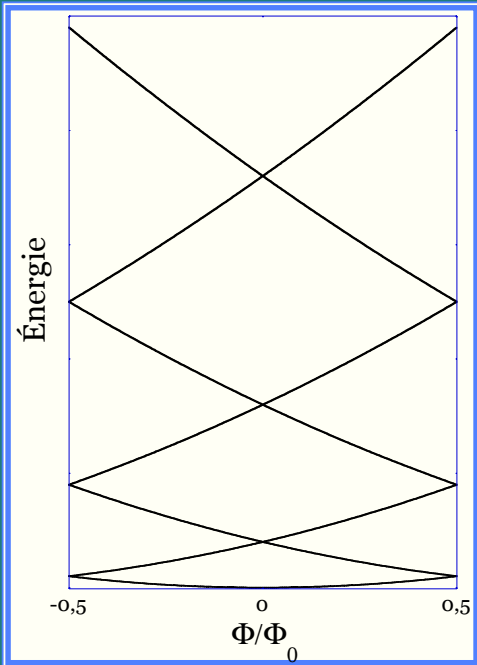
Périodicité du spectre d'énergie



Büttiker *et al.* (Phys. Lett. '83)



London (1937)



$$i_n = - \frac{ev_n}{L} = - \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial \phi}$$

Courant total porté par l'anneau :

$$I = \sum_{n=0}^N i_n$$

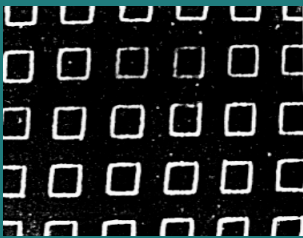
$$I_0 = \frac{ev_F}{L} = \frac{E_C}{\phi_0}$$

$$I_0 \sim 5 \text{ nA}$$

Sensible au nombre d'électrons et au désordre

Laurent Saminadayar - Habilitation - 14 septembre 2004

## Expériences sur plusieurs anneaux

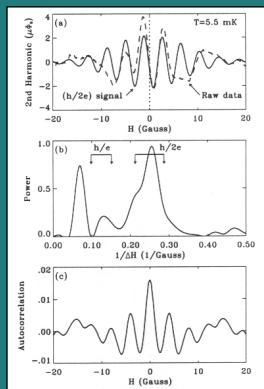
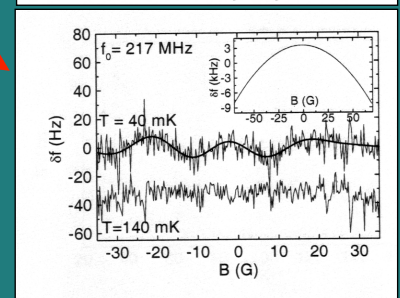
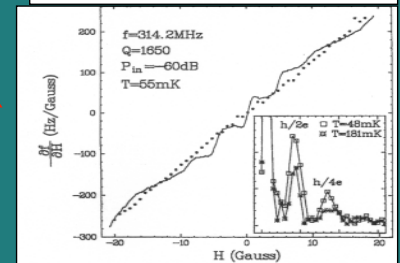
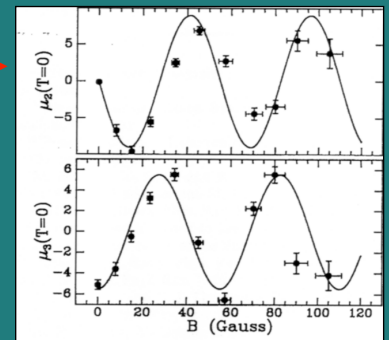


• Lévy *et al.* (PRL '90)  
10<sup>7</sup> Cu rings

• Reulet *et al.* (PRL '95)  
• Noat *et al.* (PRL '98)  
10<sup>5</sup> 2DEG rings

• Deblock *et al.* (PRL '02)  
10<sup>5</sup> Ag rings

• Jariwala *et al.* (PRL '01)  
30 Au rings

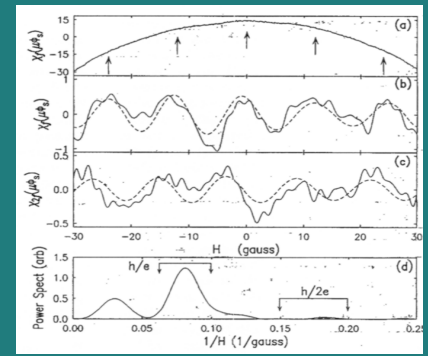
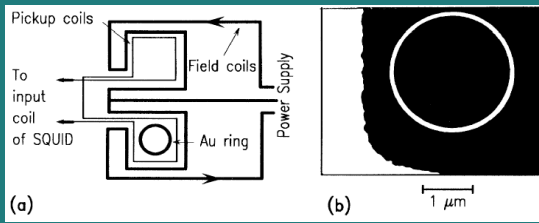


Mesure du courant moyen : période  $\Phi_0/2$

# Expériences sur un anneau unique

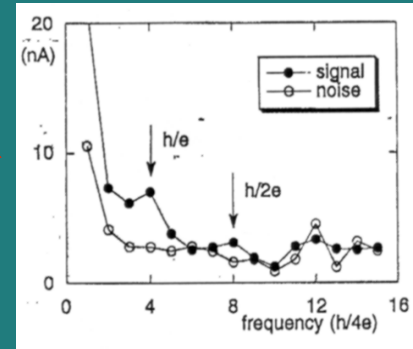
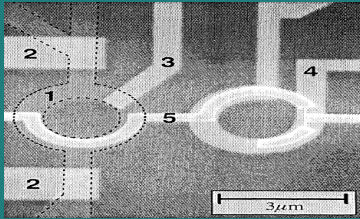
• Chandrasekhar *et al.* (PRL '91)

1 Au - ring



• Mailly *et al.* (PRL '93)

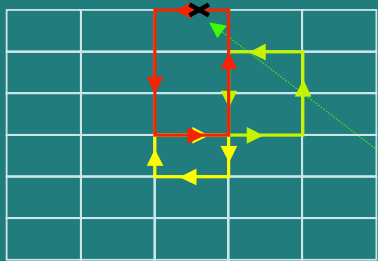
1 DEG - ring



Mesure du courant typique : période  $\Phi_0$

# Anneaux Connectés

Taille du réseau  $\gg l_\Phi$

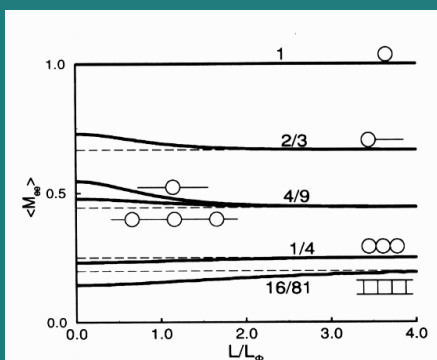


$P(r,r) \Rightarrow$  Courants Permanents

Résolution de l'équation de diffusion du réseau

Choc inélastique  $\Rightarrow$  ne participe pas au courant permanent

Seules  $\Rightarrow < l_\Phi \Rightarrow$  Courant permanent



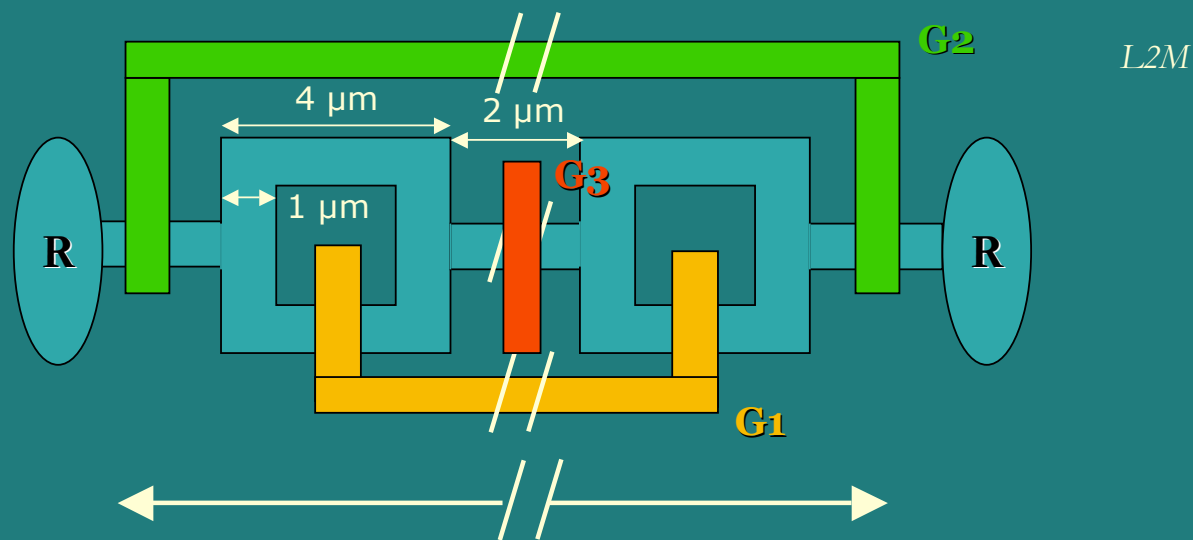
Pascaud et Montambaux (PRL '99)



$$r I_{\text{isolé}} = I_{\text{connecté}}$$

$$r = 0.6$$

# Géométrie de l'échantillon

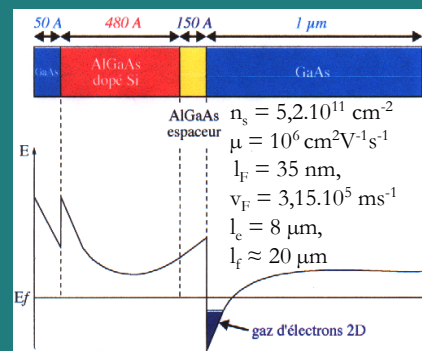


Taille totale  $> 12 l_\phi$

$G_1$  : référence = pas de courants permanents

$G_2$  : système isolé des réservoirs

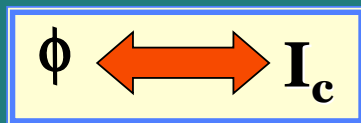
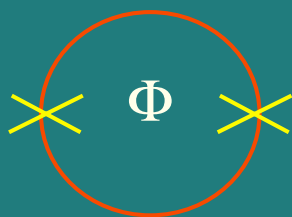
$G_3$  : anneaux isolés les uns des autres



# Le détecteur

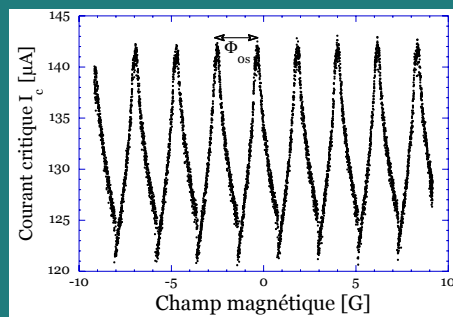
• SQUID DC :

$$I_c = 2i_c \left| \cos \left( \frac{\pi \phi}{\phi_{0s}} \right) \right|$$

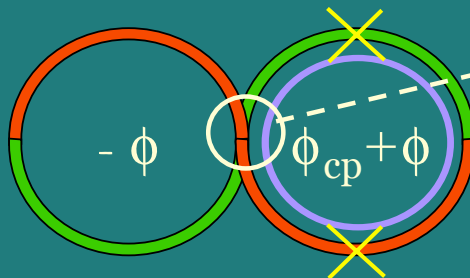


$$\phi_{0s} = h/2e$$

$$M = IS \approx 10^3 \mu_B$$

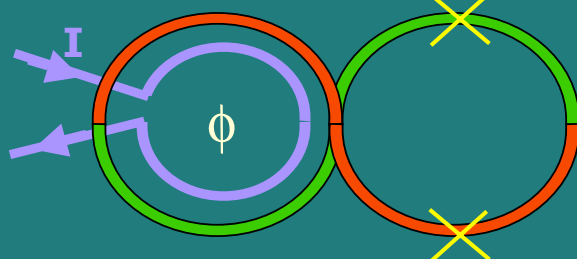


• Gradiomètre :



pont entre les 2 étages

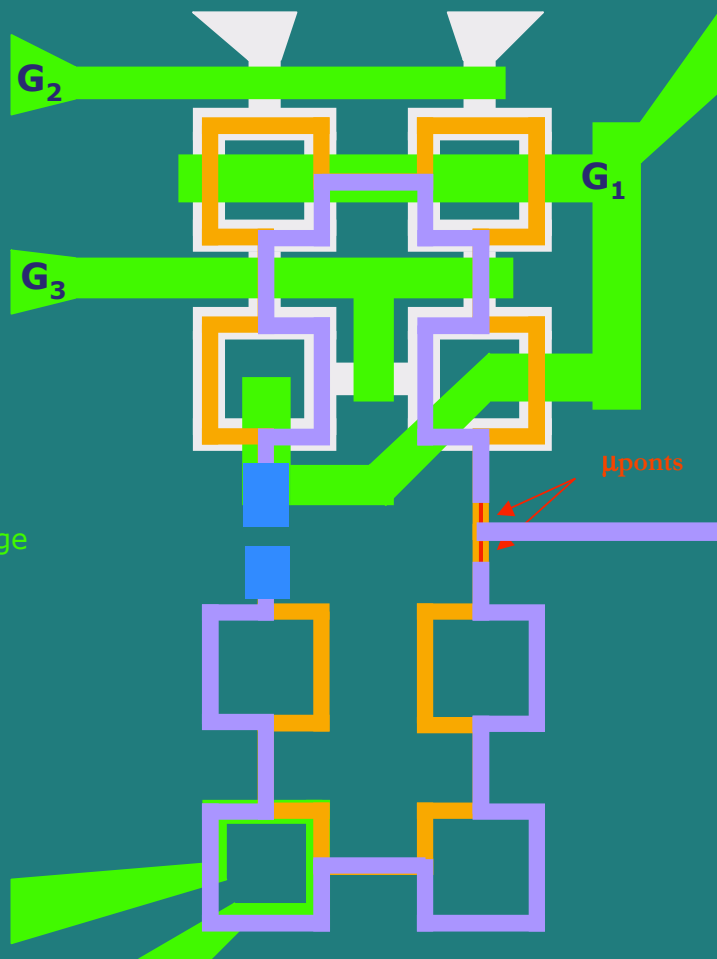
• Étalonnage :



$$\phi_{tot} = \phi_{pc}$$

$$\phi \longleftrightarrow I_{CP}$$

$$I_c \longleftrightarrow I_{CP}$$



1 - croix d'alignement

2 - gravure des anneaux  
2bis - contacts  $\Omega$

3 - grilles et boucle d'étalonnage

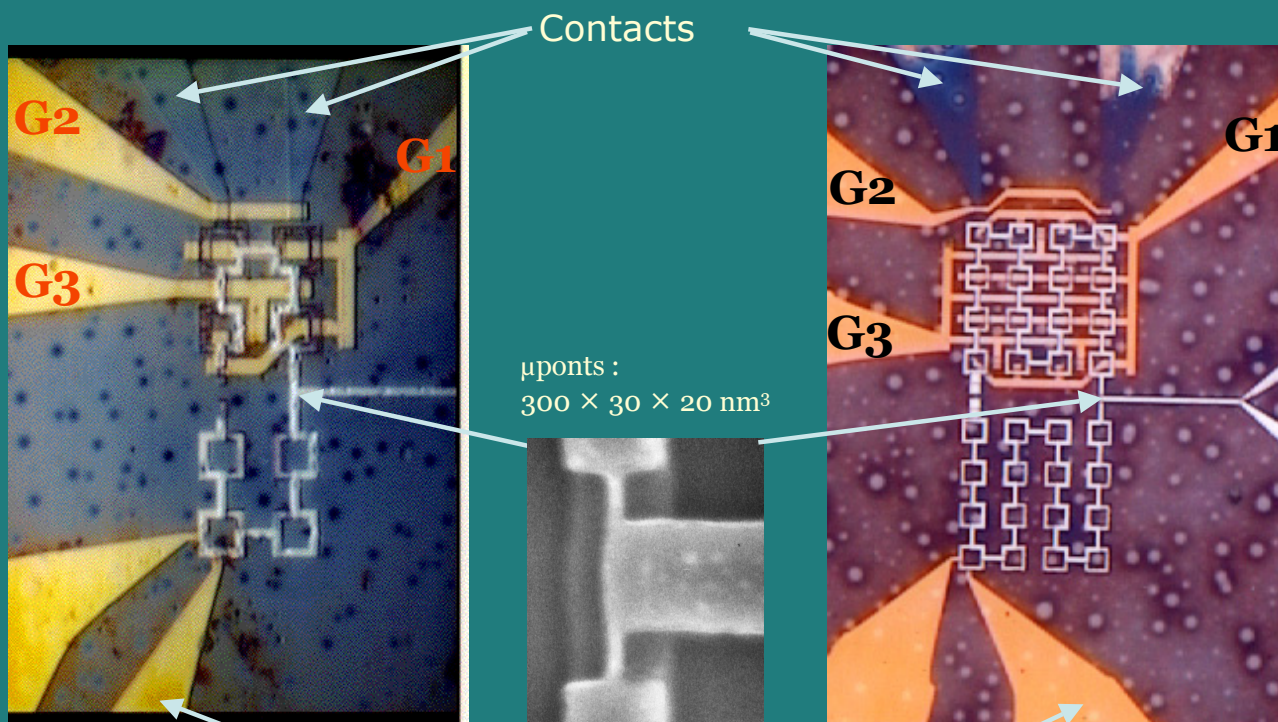
4 - 1<sup>er</sup> étage  $\mu$ SQUID

5 - 2<sup>nd</sup> étage  $\mu$ SQUID

5bis -  $\mu$ ponts de Dayem

6 - raccordement  $\mu$ SQUID

## Les échantillons

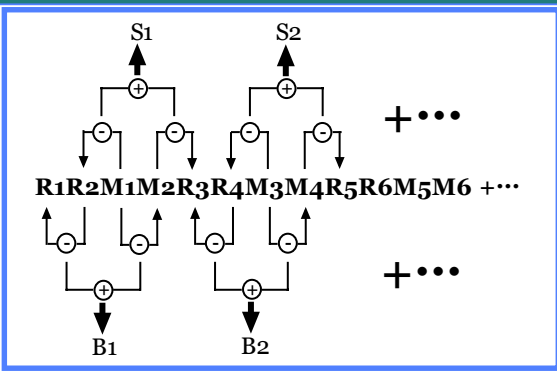
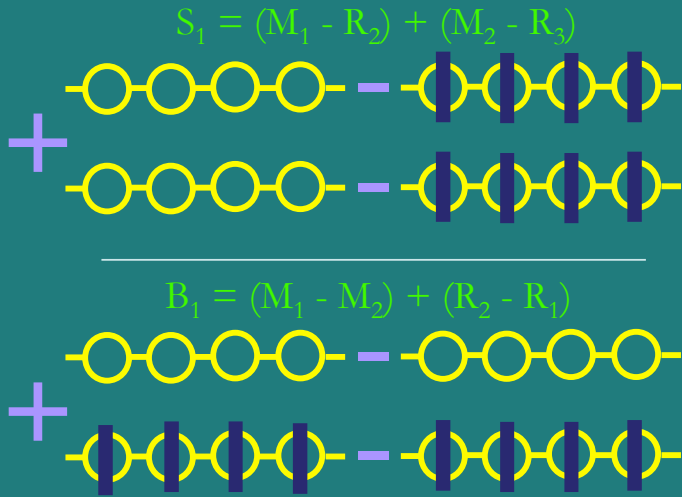
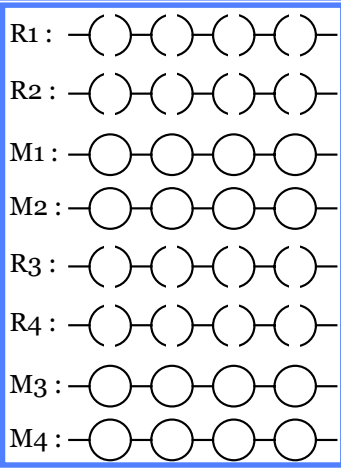


Contacts

$\mu$ ponts :  
 $300 \times 30 \times 20 \text{ nm}^3$

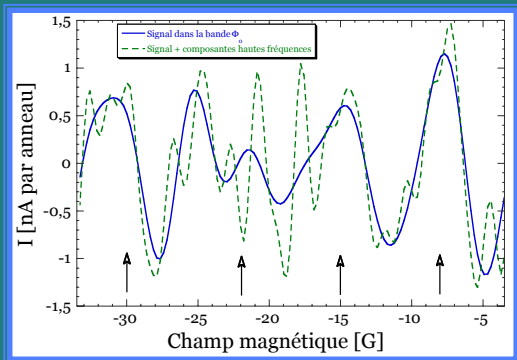
Boucle d'étalonnage

# Acquisition des mesures



- Calcul du signal et du bruit **au même instant**
- Même bruit  $1/f$

# Spectre typique



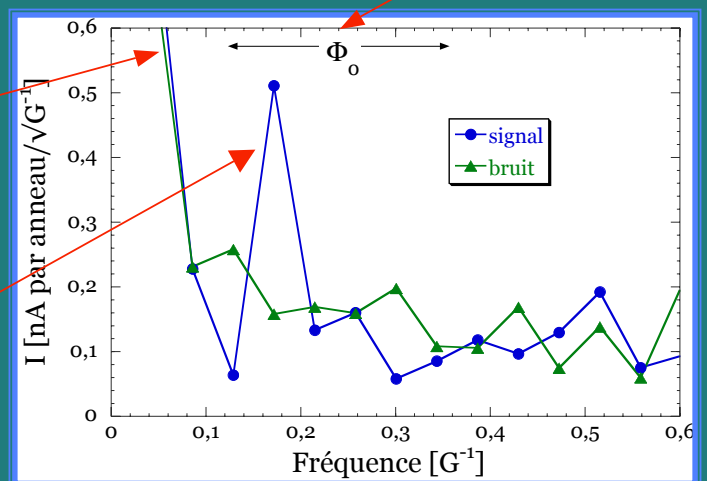
16 anneaux

Signal périodique  $\ll$  bruit aperiodique

**Transformée de Fourier  
des fichiers S et B**



Paramètres géométriques

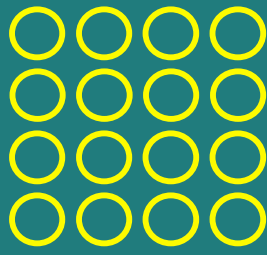


- Fluctuations lentes de T
- Dérive de l'électronique de SQUID
- ...

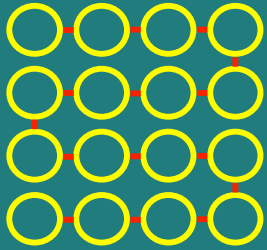
Signature des courants permanents

Statistique sur  $\approx 1000$  spectres

# Rapport entre anneaux isolés et connectés



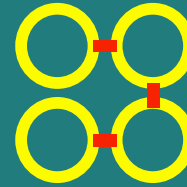
$0,35 \text{ nA} \pm 0,07$   
 $1,09 \text{ nA}$



$0,4 \text{ nA} \pm 0,08$   
 $0,62 \text{ nA}$



$2 \text{ nA} \pm 0,3$   
 $2,18 \text{ nA}$



$1,7 \text{ nA} \pm 0,3$   
 $1,25 \text{ nA}$

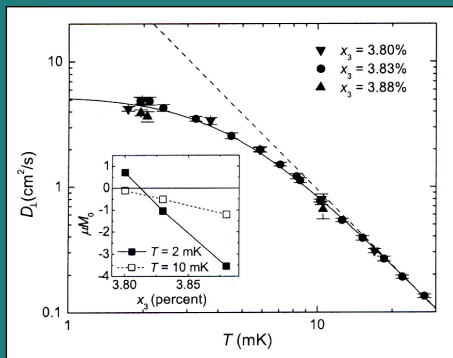
$$r \sim 1,2 \pm 0,34$$

$$r = \frac{I_{\text{connectés}}}{I_{\text{isolés}}} = 0,6$$

$$r \sim 0,9 \pm 0,2$$

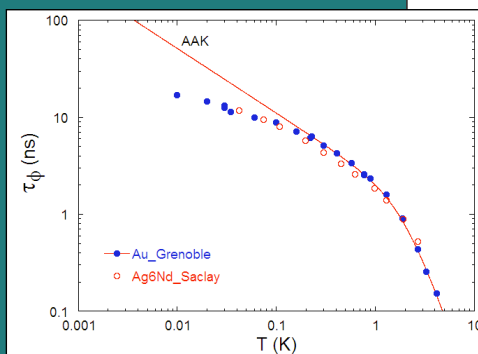
- Effets balistiques ?
  - Interactions électron-électron ?
  - Moyenne d'ensemble ?
- ➔ *Magnétisme orbital des métaux ?*
- W. Rabaud et al., Phys. Rev. Lett. (2001)*

# Saturation du temps de cohérence de phase

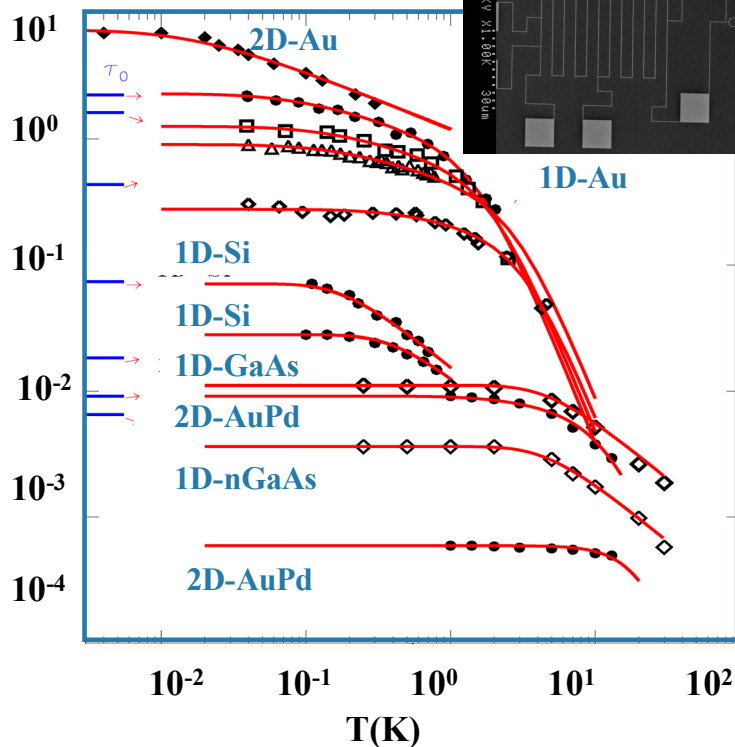


Akimoto *et al.*, (PRL '03)

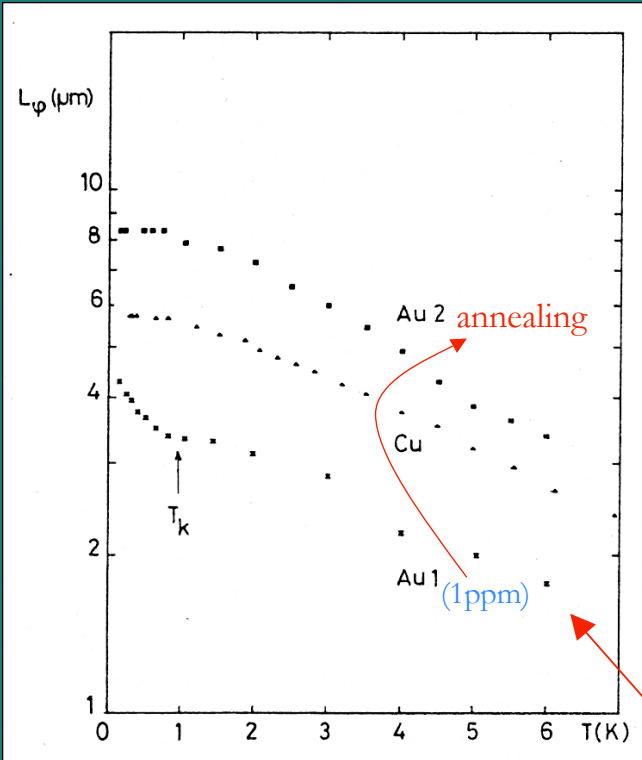
Mohanty et Webb (PRL '97)  
Schopfer *et al.* (2004)



$\tau_\phi$  (nS)



# Rôle des impuretés magnétiques



Pannetier *et al.* (*Phys. Scripta* '86)

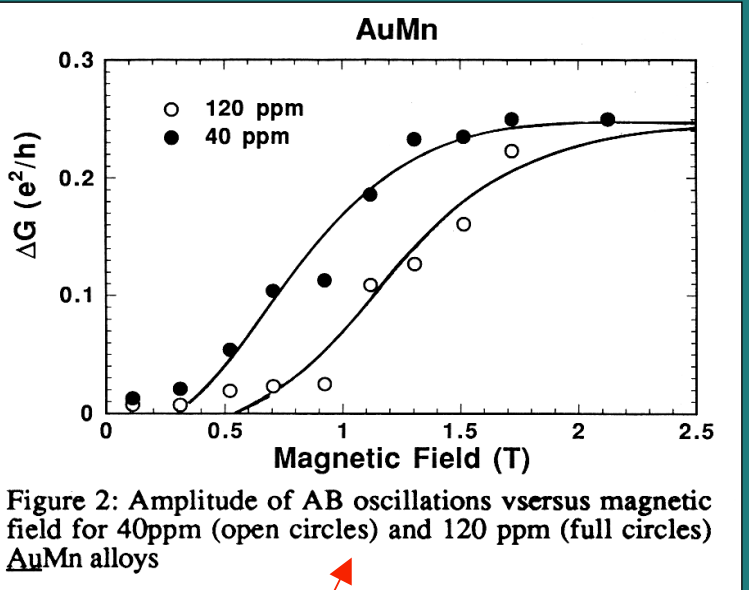


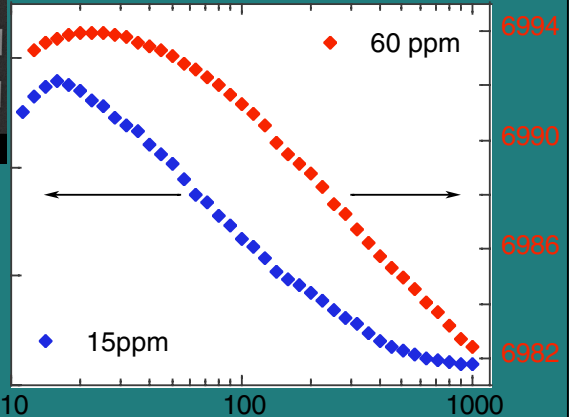
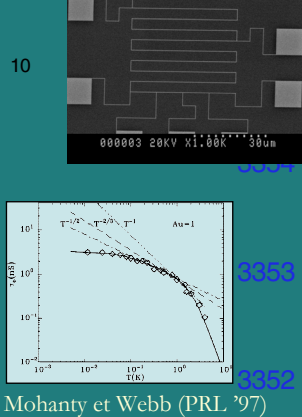
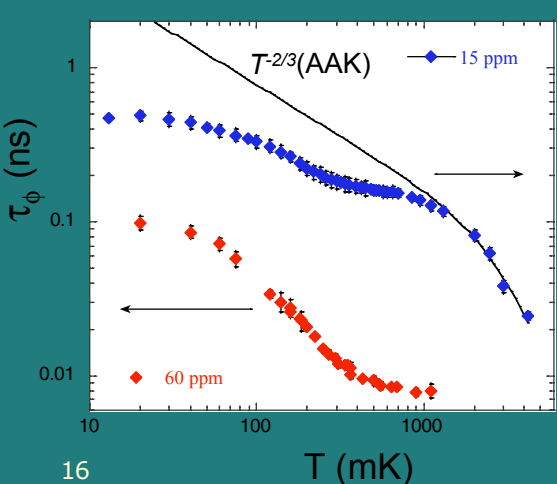
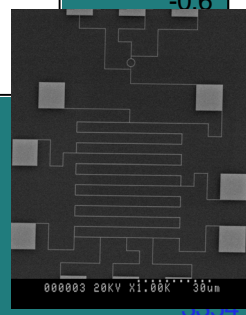
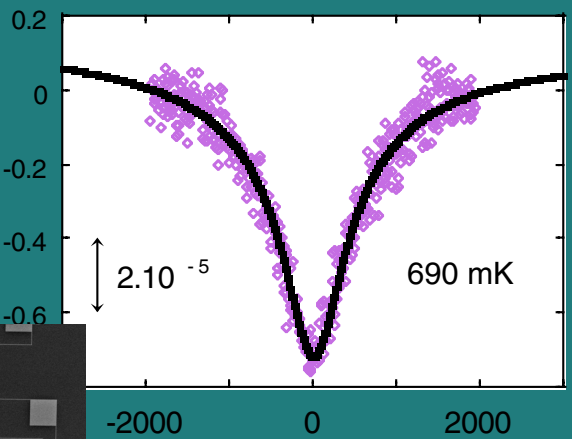
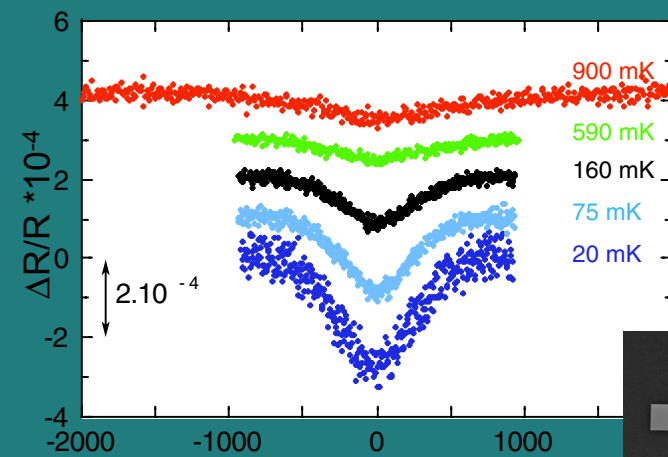
Figure 2: Amplitude of AB oscillations versus magnetic field for 40ppm (open circles) and 120 ppm (full circles) AuMn alloys

Benoît *et al.*, (1988)

Oscillations Aharonov-Bohm

Localisation faible

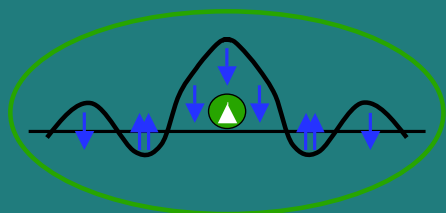
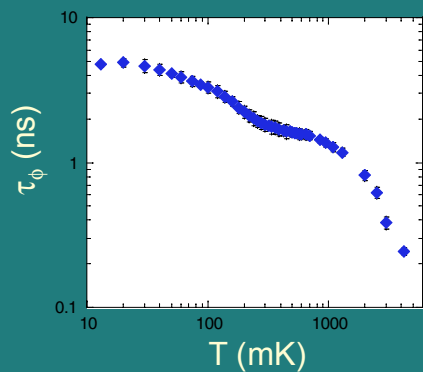
# Magnétorésistance



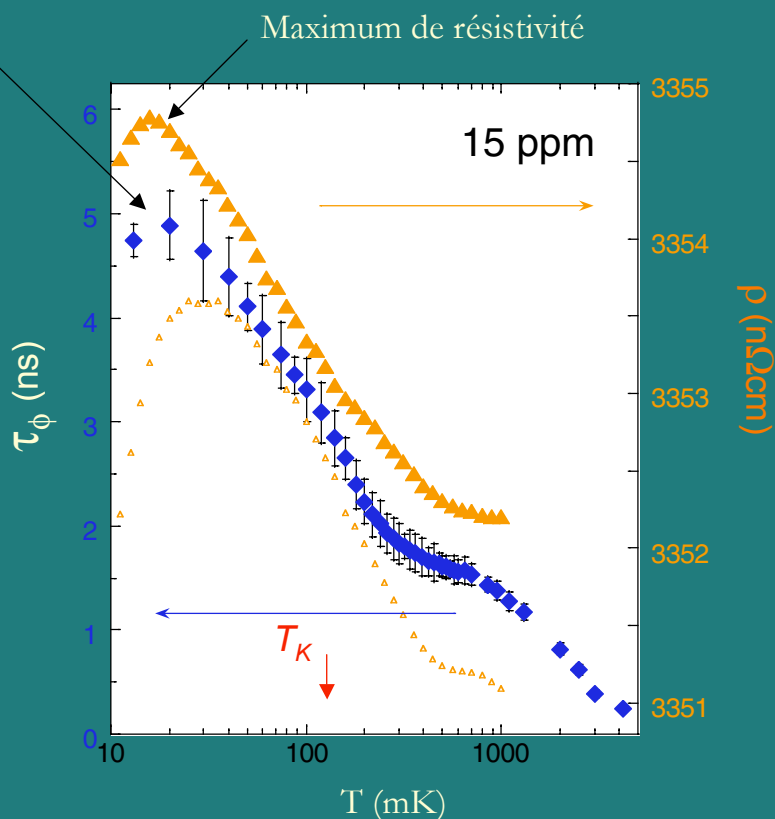
Mohanty *et Webb* (PRL '97)

# Temps de cohérence et effet Kondo

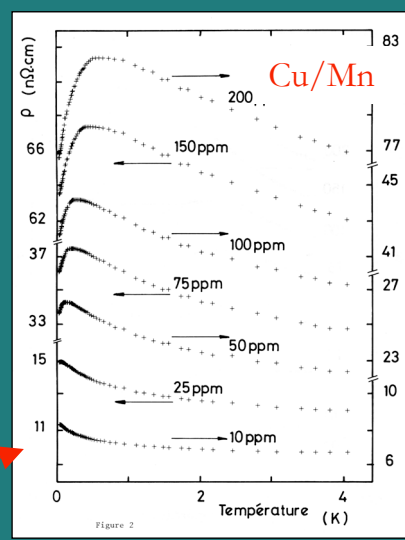
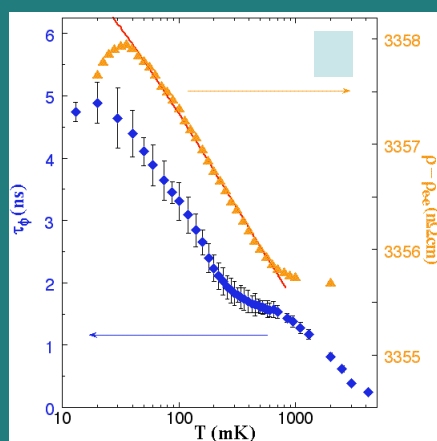
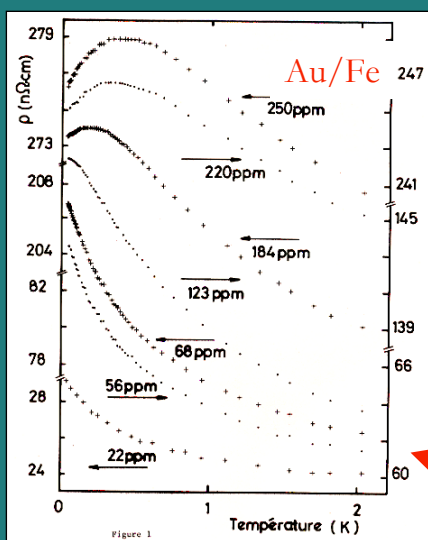
Saturation à basse température  
Nouveau régime



Les variations de  $\tau_\phi(T)$  et de  $\rho(T)$  sont corrélées



# Transition vitreuse



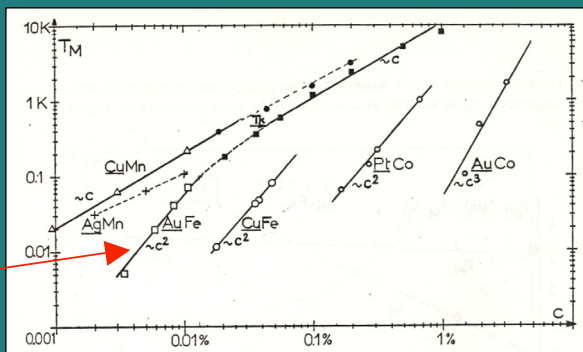
Résistivité

Laborde (1971)

Le maximum de résistivité signe une transition vitreuse

Susceptibilité

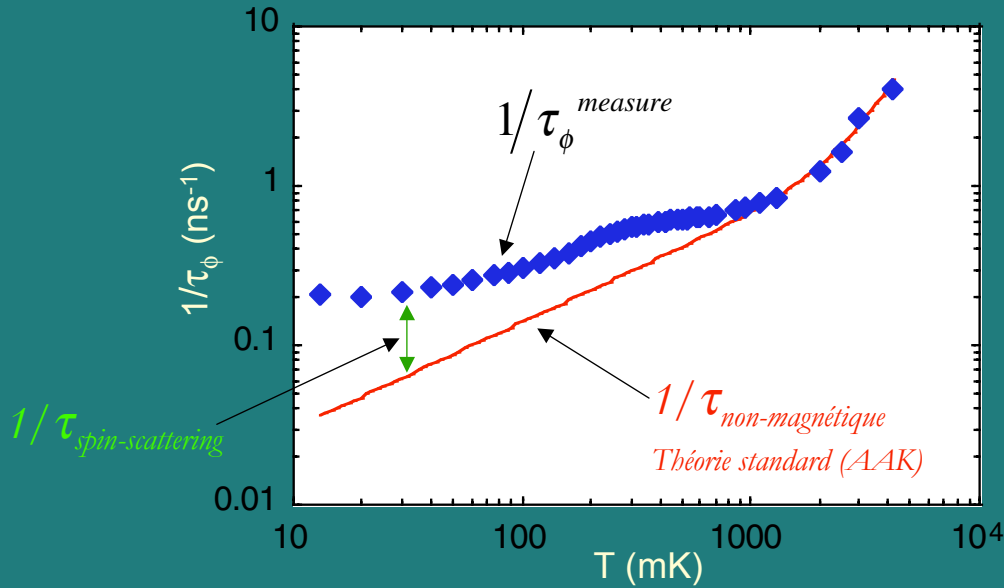
Frossati et al. (Physica B '76)



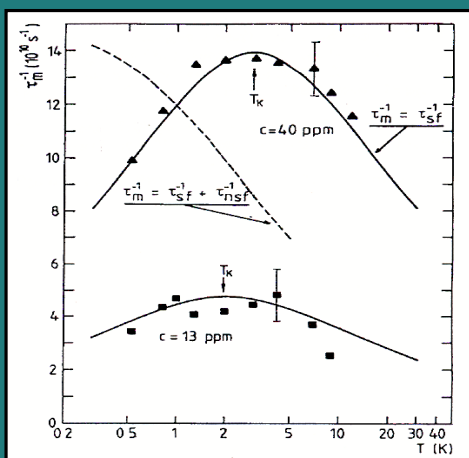


# Extraction du temps de diffusion de spin

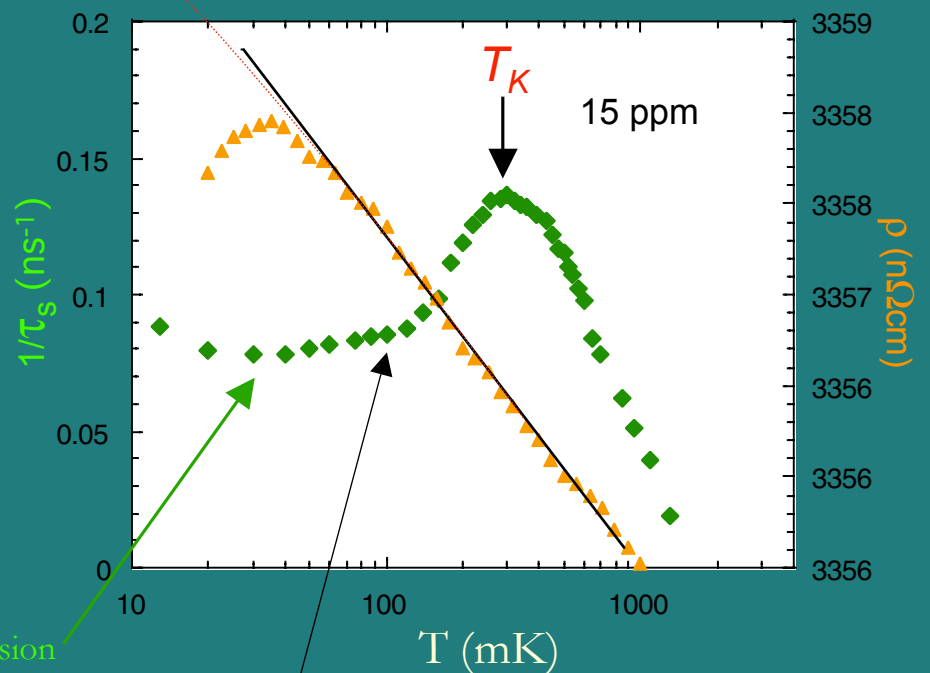
$$\frac{1}{\tau_{\phi}^{measure}} = \frac{1}{\tau_{spin-scattering}} + \frac{1}{\tau_{non-magnetic}}$$



# Temps de diffusion de spin et transition vitreuse



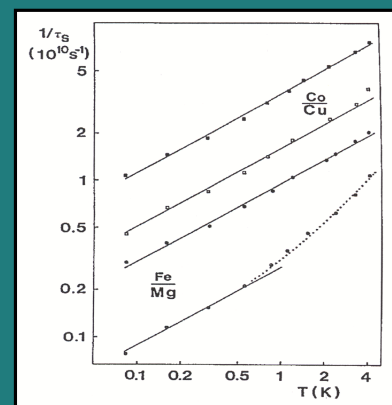
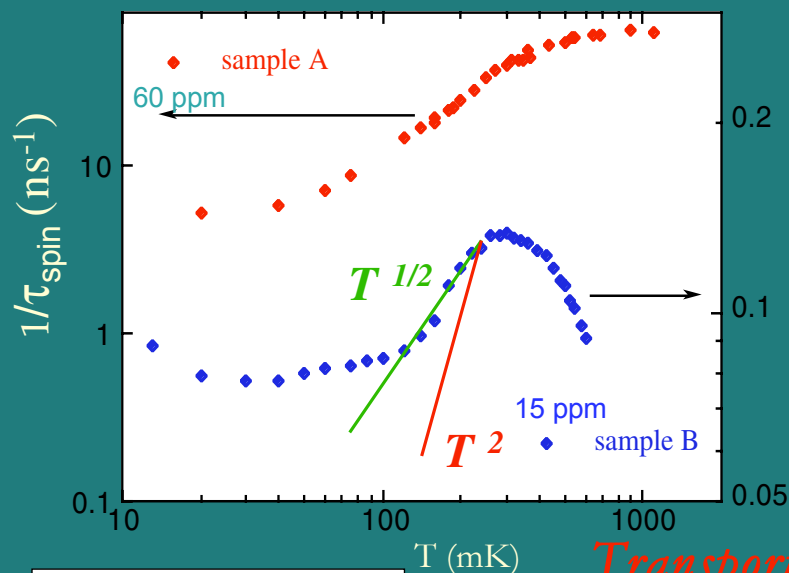
Haesendonck *et al.* (PRL '87)



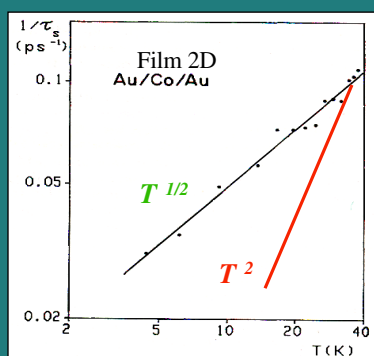
Temps de diffusion de spin constant

Apparition des interactions RKKY

# Limite basse température ?



Peters *et al.* (PRL '88)



Bergmann *et al.* (PRB '89)

*Transport à basse température dominé par les interactions RKKY*

- Limite unitaire ?
- Transport dans un verre ?
- Cohérence à température nulle ?



F. Schopfer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2003)

Laurent Saminadayar - Habilitation - 14 septembre 2004

## Projets

### • Déphasage, boîtes quantiques et effet Kondo

*Collaborations : G. Eska, D. Feinberg, M. Lavagna, D. Mailly, P. Simon, A. Wieck*

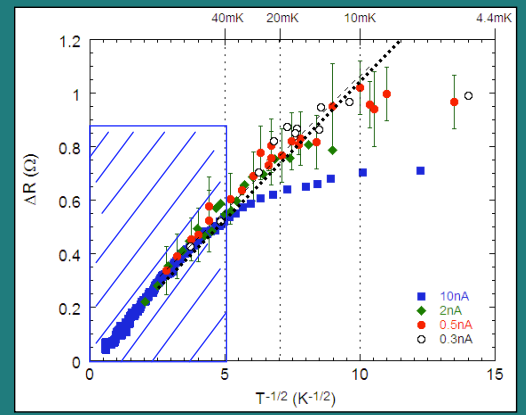
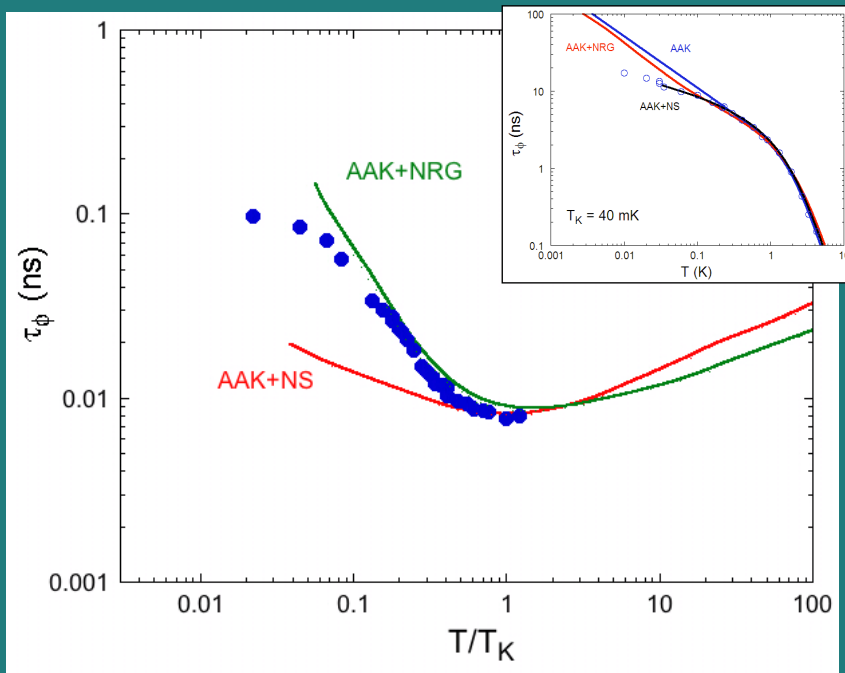
### • Interférences quantiques

*Collaborations : B. Douçot, D. Mailly, G. Montambaux, C. Texier, J. Vidal*

### • Contrats

*ACI, STREP, IPMC, Procope*

# Déphasage et effet Kondo



Dopage par implantation :

- Variation de la concentration
- Différentes impuretés
- Variation de l'écrantage

• Validité de Nagaoka-Suhl ?

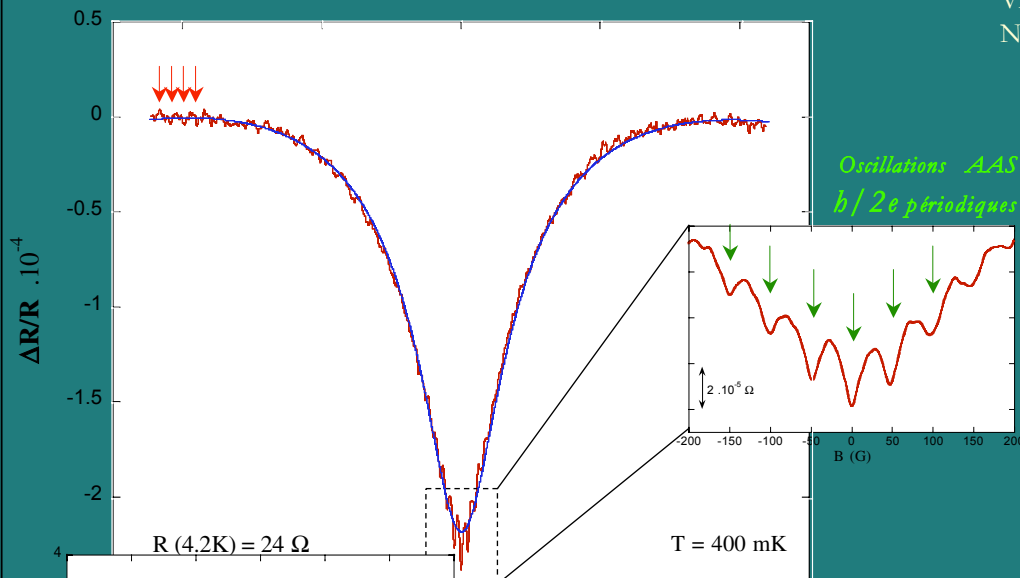
• Description de la désaturation ? *Projet européen « Ultra 1D »*

• Transition vitreuse ?

D. Mailly, A. Wicak

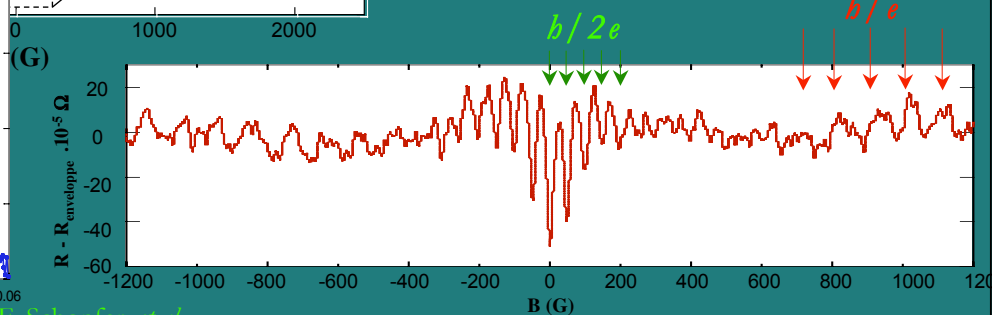
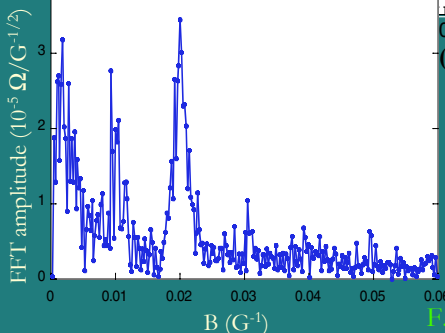
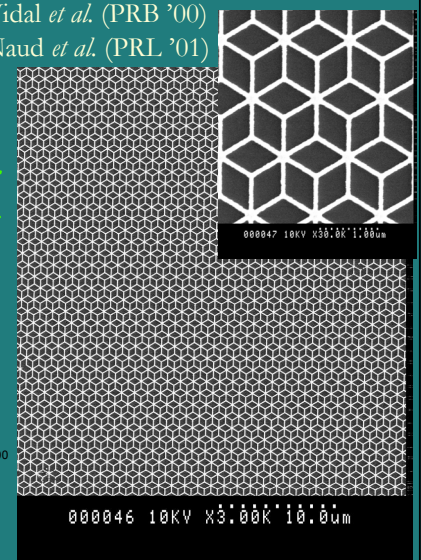
# Interférences quantiques

Localisation faible



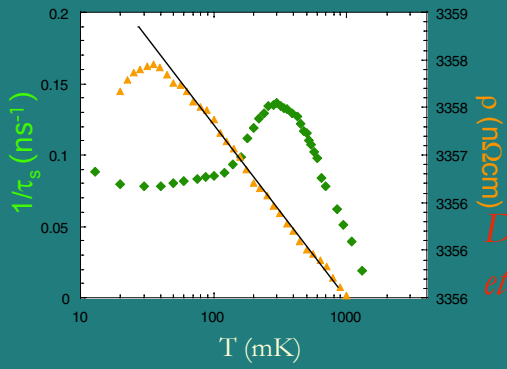
Vidal *et al.* (PRB '00)

Naud *et al.* (PRL '01)



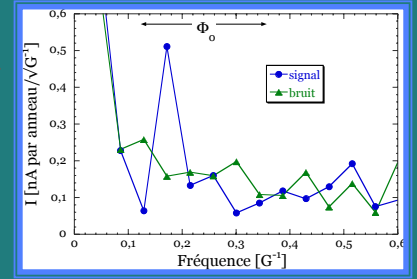
F. Schopfer *et al.*, *condmat/0407200* (2004)

# Conclusion



*Magnétisme orbital de conducteurs macroscopiques*

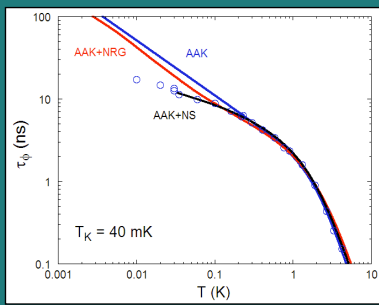
*Décobérence, effet Kondo et verres de spins*



S. Bonifacie, B. Caillairec, F. Mallet, S. Moraillon, J. Navarro, W. Rabaud, F. Schopfer

B. Douçot, G. Eska, D. Feinberg, M. Lavagna, D. Maily, P. Simon, C. Texier, J. Vidal, A. Wiek

**C. Bäuerle**, A. Benoît, K. Hasselbach



*Cages d'Aharonov-Bohm ?*

*Mesure du temps de cohérence ?*

*Effet de taille finie ?*

*Limite unitaire ?*

*Transport dans un verre ?*

*Cohérence à température nulle ?*

