



**HAL**  
open science

# COHERENCE QUANTIQUE, DIFUSION MAGNETIQUE ET EFFETS TOPOLOGIQUES

François Mallet

► **To cite this version:**

François Mallet. COHERENCE QUANTIQUE, DIFUSION MAGNETIQUE ET EFFETS TOPOLOGIQUES. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00546850v2

**HAL Id: tel-00546850**

**<https://theses.hal.science/tel-00546850v2>**

Submitted on 15 Dec 2010

**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  
SCIENCES ET GÉOGRAPHIE

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

*Spécialité : Physique*

Présentée et soutenue publiquement par :

FRANÇOIS MALLET

le 18 Décembre 2006

---

---

COHÉRENCE QUANTIQUE, DIFFUSION MAGNÉTIQUE ET  
EFFETS TOPOLOGIQUES

---

---

Composition du Jury :

Hélène Bouchiat	(Rapporteur)
Gilles Montambaux	(Rapporteur)
Laurent Saminadayar	
Dominique Mailly	
Pascal Simon	
Alain Benoît	

**Centre de Recherches sur les Très Basses Températures**  
Unité Propre de Recherche 5001 - CNRS  
Laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier  
25 avenue des Martyrs, B.P. 166 X, 38042 Grenoble Cedex 09 - France

# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Généralités sur le transport cohérent dans les systèmes désordonnés et sur la Physique Mésoscopique</b>	<b>7</b>
2.1	Les longueurs caractéristiques du transport . . . . .	8
2.1.1	La longueur d'onde de Fermi . . . . .	8
2.1.2	Le libre parcours moyen élastique . . . . .	8
2.1.3	La taille de l'échantillon et la longueur thermique . . . . .	9
2.1.4	La longueur de cohérence de phase . . . . .	10
2.2	Transport électronique . . . . .	11
2.2.1	Les différents régimes de transport . . . . .	11
2.2.2	Transport classique diffusif . . . . .	13
2.2.3	Transport cohérent diffusif . . . . .	14
2.2.4	Calcul de la correction de localisation faible . . . . .	17
2.3	Temps de vie de la quasi particule et temps de cohérence de phase . . . . .	20
2.3.1	Temps de vie de la quasiparticule dû à l'interaction électron-électron . . . . .	20
2.3.2	Temps de cohérence de phase dû aux interactions électron-électron . . . . .	21
2.3.3	Retour sur la localisation faible dans un fil quasi-unidimensionnel infini . . . . .	22
<b>I</b>	<b>Etude des effets de la cohérence phase dans des réseaux métalliques</b>	<b>25</b>
<b>3</b>	<b>De la physique mésoscopique à la physique macroscopique</b>	<b>27</b>
3.1	l'anneau unique . . . . .	27
3.1.1	Oscillations Altshuler-Aronov-Spivak . . . . .	27
3.1.2	Oscillations Aharonov-Bohm . . . . .	29
3.2	Moyenne d'ensemble dans une chaîne d'anneaux . . . . .	30
3.3	Moyenne d'ensemble dans des réseaux bidimensionnels anisotropes . . . . .	31
3.3.1	Echantillons . . . . .	31
3.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	32
3.3.3	Interprétation . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Diffusion, Cohérence et relaxation due aux interactions : études des corrections quantiques et mesures de la longueur de cohérence de phase</b>	<b>39</b>
4.1	Signature de la topologie dans le spectre des oscillations AAS . . . . .	39

4.1.1	Diffusion dans un anneau isolé . . . . .	40
4.1.2	Analyse sommaire du spectre des oscillations AAS dans les réseaux $T_3$ et carré . . . . .	40
4.1.3	Résolution numérique de l'équation de diffusion sur un réseau. . . . .	42
4.1.4	Résultats expérimentaux . . . . .	44
4.2	Mesures de la longueur de cohérence de phase . . . . .	45
4.2.1	Longueur de cohérence de phase dans un fil q1d . . . . .	46
4.2.2	Extraction de la longueur de cohérence de phase à partir de l'enveloppe de la localisation faible . . . . .	47
4.2.3	Interprétation . . . . .	49
4.2.4	Extraction de la longueur de cohérence à partir du rapport des harmoniques . . . . .	52
4.2.5	Perspectives . . . . .	54
 <b>II Etude expérimentale de la cohérence de phase électronique en présence d'impuretés magnétiques</b>		<b>55</b>
<b>5</b>	<b>Eléments de théorie sur l'effet Kondo.</b>	<b>57</b>
5.1	L'effet Kondo en Physique du Solide . . . . .	57
5.1.1	Transport électronique à basse température dans les métaux . . . . .	57
5.1.2	Les traitements théoriques du problème des alliages magnétiques dilués . . . . .	58
5.2	L'effet Kondo en Physique Mésoscopique . . . . .	64
5.2.1	Effet Kondo et décohérence à très basse température. . . . .	64
5.2.2	Décohérence due à la présence d'impuretés magnétiques . . . . .	66
5.2.3	Temps de cohérence de phase électronique en présence d'impuretés magnétiques . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Temps de cohérence de phase dans l'alliage dilué Or/Fer</b>	<b>69</b>
6.1	Mesure du temps de cohérence de phase électronique dans l'alliage dilué Au/Fe . . . . .	69
6.1.1	Présentation des échantillons . . . . .	69
6.1.2	Résultats expérimentaux . . . . .	70
6.2	Résultats du Groupe de Renormalisation Numérique pour le déphasage dû à l'effet Kondo $S = 1/2$ . . . . .	72
6.3	Analyse du temps de cohérence de phase des échantillons Or/Fer à partir des données de NRG . . . . .	73
<b>7</b>	<b>Décohérence due à la présence d'impuretés magnétiques dans la limite <math>T &lt; T_K</math> : étude de l'alliage dilué Argent/Fer</b>	<b>77</b>
7.1	Choix et réalisation des échantillons . . . . .	77
7.1.1	Utilisation d'un FIB pour une implantation locale et contrôlée d'impuretés magnétiques . . . . .	78
7.1.2	Motivation de l'étude de l'alliage dilué AgFe . . . . .	79
7.1.3	Nanofabrication et présentation des échantillons mesurés . . . . .	80
7.2	Résultats expérimentaux . . . . .	81
7.2.1	Conductivité en fonction de la température . . . . .	81
7.2.2	Magnétoconductance à fort champ . . . . .	87
7.2.3	Temps de cohérence de phase . . . . .	88
7.3	Interprétation des résultats expérimentaux . . . . .	93
7.3.1	Effet Kondo dans le régime sous écranté . . . . .	93
7.3.2	Discussion . . . . .	95
7.3.3	Conclusion et perspectives . . . . .	96



---

<b>8</b>	<b>Temps de cohérence de phase dans les échantillons très purs</b>	<b>99</b>
8.1	Présentation des échantillons . . . . .	99
8.1.1	Nanofabrication . . . . .	99
8.1.2	Mesure de la température électronique . . . . .	100
8.2	Résultats sur le temps de cohérence de phase électronique . . . . .	102
8.2.1	Analyse du comportement à basse température par la présence d'impuretés magnétiques . . . . .	102
8.2.2	Confrontation des données avec la théorie de Golubev et Zaikin . . . . .	105
8.2.3	Conclusion et perspectives . . . . .	107
<b>9</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>109</b>



# INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

LA COHÉRENCE QUANTIQUE joue un rôle central en physique mésoscopique. Elle gouverne le comportement des conducteurs quand leur taille devient comparable à la longueur de cohérence de phase électronique  $l_\phi$ . À cette échelle, le caractère ondulatoire des électrons est responsable de phénomènes d’interférences électroniques qui affectent, de manière significative et parfois spectaculaire, les propriétés de transport dans les conducteurs.

Dans ce mémoire, nous nous intéresserons à deux aspects du problème des effets de cohérence quantique dans les systèmes métalliques faiblement désordonnés. Dans la première partie de ce manuscrit nous étudierons l’influence de la cohérence de phase par des expériences d’interférences quantiques du type Aharonov-Bohm dans des réseaux métalliques de taille et de géométrie différentes. Nous montrerons que les oscillations quantiques dépendent de manière très particulière de la taille des réseaux. Plus précisément, nous mettrons en évidence un changement de régime des corrections quantiques quand la longueur de cohérence de phase devient comparable à la taille du système. Nous montrerons également qu’un électron qui se propage de manière diffusive peut néanmoins, grâce à la mémoire de sa phase, “sentir” la topologie du réseau sur lequel il diffuse. Enfin, nous nous intéresserons à la question de la mesure du temps de cohérence de phase, qui est un point fondamental car elle permet de tester les mécanismes d’interactions microscopiques auxquels sont soumis les électrons dans un conducteur. Nous montrerons que dans un réseau, à très basse température, dans un régime où la longueur de cohérence de phase est grande devant la maille élémentaire, la corrélation entre une diffusion bidimensionnelle et une décohérence unidimensionnelle due à l’interaction électron-électron permet de révéler de nombreuses subtilités de cette physique.

Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons plus spécifiquement à l’étude du temps de cohérence de phase électronique dans des fils métalliques contenant des impuretés magnétiques. Cette étude a été motivée par le débat sur la saturation du temps de cohérence de phase à très basse température : celui-ci est au cœur de toute la Physique du Solide car il pose la question centrale de l’état fondamental du liquide électronique. Plus précisément, des mesures récentes suggèrent que la présence d’une très petite quantité d’impuretés magnétiques est responsable de la saturation du temps de cohérence de phase très souvent observée dans les expériences. Nous nous sommes donc intéressés à comprendre en profondeur l’influence des impuretés magnétiques sur la décohérence. Cela nous a permis de montrer que la dépendance en température du temps de cohérence de phase est remarquablement bien décrite par la théorie du Groupe de Renormalisation Numérique pour une impureté de spin  $S = 1/2$  jusqu’à des températures d’un dixième de la température de Kondo, qui est l’échelle d’énergie caractéristique du couplage entre les électrons

et les impuretés. Nous montrerons aussi, qu'à des températures encore plus basses, nos résultats montrent une déviation à cette théorie. Enfin, cette connaissance plus précise de l'effet des impuretés magnétiques nous permettra de jeter un regard nouveau sur le débat de la saturation du temps de cohérence de phase.

# GÉNÉRALITÉS SUR LE TRANSPORT COHÉRENT DANS LES SYSTÈMES DÉSORDONNÉS ET SUR LA PHYSIQUE MÉSOSCOPIQUE

---

L'étude du transport dans les systèmes métalliques désordonnés a une relativement longue histoire en Physique. Les effets corrélés du désordre aléatoire et de la nature ondulatoire des électrons sont à l'origine d'une grande variété de phénomènes. Sans doute le plus spectaculaire d'entre eux est-il le phénomène de localisation, dont Anderson a fait l'hypothèse dès 1958 [1] : alors que selon la théorie de Bloch des ondes planes peuvent se propager librement dans un cristal parfait, un désordre statique suffisamment intense rend tout système isolant : c'est la *localisation forte*, qui est une transition de phase métal-isolant. Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan [2] montrent alors le rôle crucial de la dimension : pour  $d \leq 2$ , tout système électronique désordonné est isolant, la transition de phase ne pouvant se produire qu'en dimension  $d \geq 3$ . Expérimentalement, l'observation de la localisation forte n'est pas chose aisée puisque cette localisation est un effet cohérent, qui a pour origine l'interférence destructive des ondes électroniques due au potentiel de désordre. Or, dans les métaux, nous verrons qu'il existe de nombreux mécanismes limitant la cohérence de phase. Cette localisation forte n'a donc toujours pas été observée dans des métaux à  $d = 3$ , mais pour l'instant seulement dans des fils unidimensionnels obtenus à l'interface d'hétérojonctions semiconductrices [3].

Puis il a été réalisé que même dans le cas d'un désordre faible, les propriétés de transport des conducteurs peuvent être affectées de manière significative par ce désordre. Ceci définit le cadre de notre travail. Nous nous intéresserons au transport électronique dans les systèmes métalliques mésoscopiques. On qualifie de mésoscopique des systèmes dont l'échelle caractéristique est intermédiaire entre celle de la physique microscopique (atomes et molécules dont le comportement est régi par la mécanique quantique) et celle de la physique macroscopique classique (solides courants dont la physique est avant tout statistique). Et l'intérêt de leur étude vient justement de cette position médiane. Nous commencerons donc par introduire les longueurs caractéristiques de cette physique, ce qui nous permettra, en les comparant, de définir les différents régimes observables.

Nous verrons, qu'à basse température, une théorie d'électrons libres à la Drude décrit somme toute remarquablement bien les propriétés moyennes du transport électronique dans de tels systèmes métalliques. La présence d'un faible désordre ne sera responsable que d'une petite correc-

tion, mais particulière à chaque réalisation du désordre dans l'échantillon étudié. Même moyennée sur toutes les configurations de désordre on verra surtout qu'il subsiste une correction, appelée *localisation faible* [4, 5]. L'intérêt de cette correction quantique est qu'elle permet une mesure de la longueur de cohérence de phase. Nous montrerons, dans la dernière partie de ce chapitre, en quoi la dépendance en température de la longueur de cohérence de phase permet de caractériser les interactions microscopique auxquelles sont soumis les électrons dans un systèmes métalliques.

## 2.1 Les longueurs caractéristiques du transport

### 2.1.1 La longueur d'onde de Fermi

Dans un système métallique en équilibre, le transport électronique est dû aux quasiparticules dont l'énergie est comprise dans une bande  $k_B T$  autour du niveau de Fermi, où  $k_B$  est la constante de Boltzmann. La longueur d'onde de Fermi  $\lambda_F$  est la longueur d'onde associée à une particule au niveau de Fermi, d'énergie  $\epsilon_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$  où  $\hbar$  est la constante de Planck,  $k_F = 2\pi/\lambda_F$  le vecteur d'onde de Fermi,  $m^*$  la masse électronique effective de l'électron dans le système considéré. C'est une longueur fondamentale car c'est elle qui donne sens à la description de l'électron en terme de quasiparticule responsable du transport.

Parmi les longueurs caractérisant le transport, la longueur d'onde de Fermi  $\lambda_F$  est la plus faible. Elle varie de quelques angströms dans un métal à quelques centaines d'angströms dans les hétérostructures semiconductrices. Il y a donc suffisamment d'électrons dans un système mésoscopique pour définir la densité électronique suivant la façon usuelle ; à savoir :

$$n_e = s A_d \left( \frac{k_F}{2\pi} \right)^d \quad (2.1)$$

où  $A_d$  est le volume de la sphère unité en dimension  $d$  et  $s$  la dégénérescence de spin. La dimension  $d$  vaut  $d = 3$  ( $d = 2$ ) dans les métaux (dans les gaz d'électrons obtenus dans les hétérostructures semiconductrices) respectivement. Une quantité importante est aussi la densité d'états électroniques au niveau de Fermi  $\nu_F$  : elle donne la densité de particules qui sont susceptibles de participer au transport électronique. On peut l'écrire sous la forme :

$$\nu_F = n_e \frac{d A_d}{2s\epsilon_F} \quad (2.2)$$

La longueur d'onde de Fermi  $\lambda_F$  est donc la longueur caractéristique de la quasiparticule responsable du transport pour  $d > 1$ . Elle représente l'extension spatiale de l'électron. Pour un conducteur massif, on peut décomposer les états électroniques suivants les différents "canaux" unidimensionnels correspondant à la quantification transverse du vecteur d'onde électronique. Pour une section  $S$  à 3 dimensions, de largeur  $l$  à 2 dimensions, le nombre de canaux de conduction  $N_c$  est donné par  $N_c = S/\lambda_F^2$ ,  $N_c = 2l/\lambda_F$  respectivement. Pour un fil métallique typique de section  $S = 50 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ ,  $N_c$  est de l'ordre de 18000.

### 2.1.2 Le libre parcours moyen élastique

Dans un cristal parfait, les électrons sont libres : ils sont parfaitement décrits par des ondes de Bloch. Ils restent des ondes planes dont seule la relation de dispersion est renormalisée. En présence de désordre, on s'attend à ce que les diffusions sur les impuretés ou sur les défauts

cristallins changent leur vecteur d'onde  $\vec{k}$  et détruisent la base des états de Bloch. En fait il n'en est rien. Si la direction de  $\vec{k}$  change, sa norme est conservée car le désordre cristallin est statique en Physique du Solide. Il s'en suit que les collisions sur le désordre sont des collisions élastiques pour l'électron. Il y a conservation de l'énergie lors de la diffusion. Cela veut aussi dire que deux électrons diffusant sur la même impureté à deux instants différents vont être diffusés de la même façon. Ils seront donc toujours en phase. Bien que le désordre brouille les interférences, il n'implique en aucun cas une perte de cohérence [6].

$l_e$  est la longueur caractéristique de l'intensité du désordre dans un conducteur. On définit usuellement le libre parcours moyen  $l_e$  comme la distance moyenne entre deux chocs élastiques à laquelle est associée un temps caractéristique  $\tau_e$ , le temps de relaxation de Drude, par la relation :

$$l_e = v_F \tau_e \quad (2.3)$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi.

Il existe une autre mesure du désordre principalement utilisée pour le transport dans les métaux<sup>1</sup>. Il s'agit du coefficient de diffusion  $D$ . Pour un système métallique très grand devant  $l_e$ , un électron subit de nombreux chocs élastiques qui rendent son mouvement, dans son ensemble, aléatoire. La diffusion d'un électron dans un conducteur désordonné est donc brownienne. Il s'en suit que :

$$D = \frac{1}{d} v_F l_e \quad (2.4)$$

où  $d$  est la dimension de diffusion du système. L'analogie au mouvement brownien permet d'associer à tout phénomène dont le temps caractéristique  $\tau_i$  est grand devant le temps de relaxation de Drude une longueur caractéristique  $l_i$  telle que [7] :

$$l_i = \sqrt{D \tau_i} \quad (2.5)$$

Dans le cas contraire pour  $\tau_i < \tau_e$ , on aura plutôt :

$$l_i = v_F \tau_i \quad (2.6)$$

### 2.1.3 La taille de l'échantillon et la longueur thermique

Dans le cadre du transport en physique classique dans un système macroscopique, sa taille  $L$  n'a aucune influence. Toutes les grandeurs théoriques sont des grandeurs locales extensives, définies en moyenne dans un volume très grand devant  $\lambda_F$  et  $l_e$  et très petit devant  $L$  et les observables mesurées expérimentalement sont obtenus via la loi d'Ohm par proportionnalité.

Ceci n'est plus le cas dans les systèmes mésoscopiques. On a déjà dit que cette physique étudie des échantillons cohérents de petites tailles. On en déduit aisément que la physique de ces échantillons va aussi dépendre de ses conditions aux limites ; sa taille rentre donc en jeu. On appelle  $\tau_D$  le temps de diffusion ou temps de Thouless [8] le temps nécessaire à un électron diffusant pour parvenir aux bords de l'échantillon ; il s'écrit<sup>2</sup> :

$$\tau_D = \frac{L^2}{D} \quad (2.7)$$

1- On utilise plus fréquemment la mobilité pour caractériser le désordre dans les gaz d'électrons bidimensionnels (DEG) obtenus à l'interfaces d'hétérostructures semiconductrices.

2- Dans le cas des systèmes balistiques, où  $L \ll l_e$ , le temps  $\tau_d$  mis par l'électron pour traverser l'échantillon est alors  $L/v_F$  et l'énergie de Thouless  $E_c = \frac{\hbar v_F}{L}$ .

pour un système fini de volume  $\Omega = L^d$ . A ce temps caractéristique on peut associer une énergie appelée énergie de Thouless ; elle s'écrit :

$$E_c = \frac{h}{\tau_D} \quad (2.8)$$

où  $h$  est la constante de Planck.  $\tau_D$  est le temps caractéristique de la sensibilité de l'électron au caractère mésoscopique du milieu dans lequel il diffuse. Supposons maintenant qu'un électron diffuse sur toute la longueur de l'échantillon. Nous verrons dans ce chapitre que le formalisme adapté à la diffusion dans les conducteurs est l'approximation semi-classique, dans laquelle l'amplitude de probabilité possède une phase proportionnelle à l'intégrale d'action de l'électron au long de sa diffusion. Après avoir traversé l'échantillon, un électron d'énergie  $\epsilon$  acquiert une phase proportionnelle à  $\epsilon \tau_D / \hbar$ . Il y a donc interférences constructives entre deux électrons d'énergies différentes si leur différence de phase est inférieure à  $2\pi$ , soit si leur différence d'énergie  $\Delta\epsilon$  vérifie  $\Delta\epsilon \leq h/\tau_D = E_c$ . Ainsi, seuls les électrons dont l'énergie est comprise dans une bande d'énergie de largeur  $E_c$  autour du niveau de Fermi participent de manière cohérente aux phénomènes d'interférences. L'énergie de Thouless  $E_c$  est donc l'énergie fondamentale de la physique mésoscopique puisqu'elle détermine l'échelle d'énergie dans laquelle il est possible d'observer des effets cohérents.

Pour un système électronique à température  $T$  finie, il existe une autre échelle d'énergie importante : il s'agit de l'énergie  $k_B T$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann, qui donne la largeur de bande en énergie accessible aux quasiparticules pour changer d'état. Ce changement d'état brise évidemment la cohérence de phase. Le rapport de ces deux énergies  $E_c/k_B T$  permet donc de quantifier le caractère cohérent ou classique d'un échantillon mésoscopique à température finie. On introduit souvent une longueur caractéristique appelée longueur de diffusion thermique :

$$L_T = L \sqrt{\frac{E_c}{k_B T}} = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}} \quad (2.9)$$

#### 2.1.4 La longueur de cohérence de phase

La longueur de cohérence de phase est la longueur fondamentale en Physique Mésoscopique car il s'agit de la longueur caractéristique sur laquelle un électron diffuse tout en gardant la mémoire de sa phase. Il s'agit donc de l'échelle caractéristique des effets cohérents mesurés. On peut aussi définir un temps de cohérence de phase via l'équation (2.5) qui s'écrit, pour  $l_\phi > l_e$  :

$$l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (2.10)$$

Plus encore, il a été montré que le taux de relaxation des quasiparticules au niveau de Fermi est directement relié au taux de relaxation de la phase électronique. Pour le cas particulier de l'interaction électron-électron, nous détaillerons ce point dans la dernière partie de ce chapitre. La mesure du temps de cohérence de phase électronique revêt donc une importance capitale : la détermination de sa dépendance en température permet une comparaison directe avec les prédictions théoriques des excitations de basses énergie du système.

Si le désordre brouille les interférences et ne déphase les électrons que de façon déterministe, c'est parce que le désordre est gelé en Physique du Solide. Mais ses excitations, les phonons, peuvent échanger de l'énergie avec les électrons : la diffusion électron-phonon est inélastique. Plus généralement, toute interaction des électrons avec d'autres modes ou quasiparticules (électron, phonon, photon, impureté magnétique) va être une source de décohérence pour les électrons. La longueur de cohérence de phase est donc essentiellement limitée par la longueur inélastique  $l_{in}$  définie par [9] :

$$l_{in} = \min(l_{ee}, l_{eph}, l_{e\nu}, l_{em}) \quad (2.11)$$



où  $l_{ee}$  correspond à l'interaction électron-électron,  $l_{eph}$  l'interaction électron-phonon,  $l_{e\nu}$  l'interaction électron-photon et  $l_{em}$  l'interaction électron-moment local. On comprend aisément qu'un système quantique comme nos électrons va être finalement très sensible à tout son environnement. Une des principales difficultés des expériences en physique mésoscopique est donc l'obtention d'une grande longueur de cohérence de phase; il faut pouvoir limiter au maximum toutes les interactions inélastiques. Les basses températures permettent donc aussi de limiter l'interaction électron-photon. Le réfrigérateur à dilution est donc l'outil de base de l'expérimentateur en physique mésoscopique et l'essor de cette discipline a été directement lié aux développements technologiques en cryogénie.

Pour l'interaction électron-phonon, on se doute qu'il "suffit" de faire des mesures à suffisamment basses températures pour rendre  $l_{eph}$  bien plus grande que la taille du système. Le rayonnement de corps noir est proportionnel à  $T^4$ . Mais il ne faut pas oublier que l'expérimentateur et ses appareils de mesures sont à la température ambiante. Seul un filtrage très efficace permet d'atténuer le rayonnement haute fréquence descendant par les lignes coaxiales de mesures. Enfin on ne peut guère empêcher les électrons d'interagir entre eux, malgré l'écrantage. Pourtant, dans un modèle de Liquide de Fermi, seul un espace des phases de largeur  $k_B T$  est accessible aux excitations inélastiques pour l'électron. Il en résulte que la décohérence due à l'interaction électron-électron tend aussi vers zéro avec la température. Il reste l'interaction avec les impuretés magnétiques. Celle-ci fait l'objet de toute la seconde partie de cette thèse. On se contentera à ce stade de dire qu'a priori il doit être possible de trouver un système suffisamment propre pour les négliger ou bien que c'est un excellent moyen d'étudier leur influence.

Pourtant, même en prenant toutes ces précautions, l'ordre de grandeur typique de la longueur de cohérence de phase est le micromètre. Il a donc fallu attendre les développements technologiques de la microélectronique pour que la Physique Mésoscopique prenne son véritable essor.

## 2.2 Transport électronique

### 2.2.1 Les différents régimes de transport

*Comparaison entre  $\lambda_F$  et  $l_e$  :*

Dans tous les systèmes étudiés ici, on aura la hiérarchie suivante entre ces deux longueurs qui définit la diffusion dans un milieu complexe de faible désordre :

$$k_F l_e \ll 1 \quad (2.12)$$

Dans ce cas, on voit sur la figure (2.1) qu'entre chaque événement de diffusion sur une impureté, la fonction d'onde électronique a suffisamment de temps pour se reconstruire en onde plane. Le

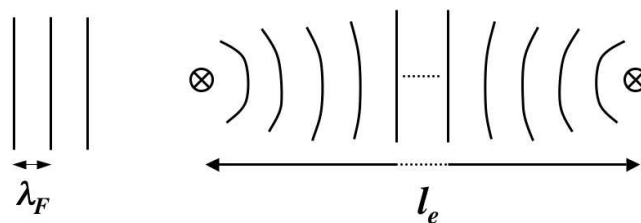


FIG. 2.1: Un faible désordre,  $\lambda_F \ll l_e$ , n'influence que faiblement le transport.

système métallique reste conducteur. Par contre, quand  $l_e \sim \lambda_F$ , les ondes planes n'ont plus le

temps de se reconstruire entre deux événements de diffusion, elles sont totalement localisées dans une région de volume typique  $\xi^d$  où  $d$  est la dimension du système et  $\xi$  la longueur de localisation d'Anderson. Cette relation porte le nom de critère de Ioffe-Regel [10]. Il régit la transition Métal-Isolant d'Anderson [1] qui est une localisation forte par le désordre.

*Comparaison entre  $l_e$  et  $L$  :*

**Le régime diffusif :** Ce régime caractérisé par  $L > l_e$ . Lors de la traversée de l'échantillon, les électrons subissent un grand nombre de collisions élastiques sur les impuretés statiques. Les bords de l'échantillon n'interviennent plus pour décrire les phénomènes mésoscopiques. C'est le régime des systèmes métalliques, dans lesquels nous avons  $l_e \sim 10$  nm et  $\lambda_F \sim 1$  nm.

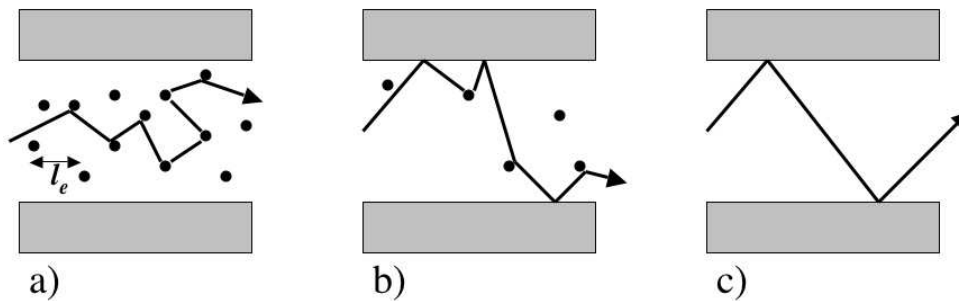


FIG. 2.2: Les différents régimes de transport électronique : a) le régime diffusif pour lequel la majorité des collisions ont lieu avec les impuretés; b) le régime quasi-ballistique et c) le régime ballistique où les collisions se font avec les parois.

**Le régime ballistique :** Ce régime caractérisé est par  $l_e > L$ . Lors de la traversée de l'échantillon, l'électron ne subit des chocs élastiques que sur les bords. Sa trajectoire n'est définie que par les réflexions diffusives ou spéculaires sur les parois de l'échantillon. Les propriétés électroniques d'un tel système dépendent alors fortement de sa géométrie.

**Le régime quasi-ballistique :** Dans ce régime, particulier aux fils gravés dans les 2DEG, le transport est diffusif selon la direction du fil et ballistique suivant la largeur [11]. Ce mélange de comportement rend toute analyse quantitative plus délicate.

*Comparaison entre  $l_\phi$  et  $L$  :*

**Le régime de diffusion libre :** Pour un système de volume fini, les conditions aux limites peuvent jouer un rôle important car ce sont elles qui reflètent la nature du couplage au monde extérieur incohérent. Dans le cas où  $l_\phi < L$ , l'électron perd la mémoire de sa phase avant de sortir du système. Il n'y a pas d'effet de bord.

**Le régime mésoscopique ou ergodique :** Si  $l_\phi > L$  tout le volume mis à la disposition de la marche au hasard est exploré. Il s'en suit que les propriétés de cohérence sont sensibles à la taille du système et aux conditions aux limites.

Tout au long de cette thèse nous étudierons des fils ou des réseaux de fils où la longueur de cohérence de phase est plus grande que les deux dimensions transverses mais plus petite que sa longueur : c'est le régime quasi-unidimensionnel (noté q1d par la suite) au sens de la diffusion

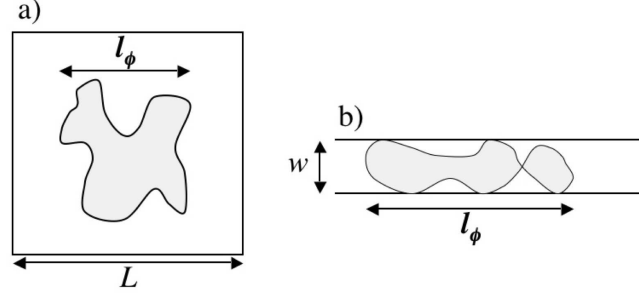


FIG. 2.3: Dimension au sens de la cohérence a) diffusion cohérente dans un plan ; b) diffusion cohérente dans un fil q1d : l'extension des trajectoires cohérentes sont limitées transversalement par la largeur du fil.

cohérente du schéma b) de la figure (2.3).

### 2.2.2 Transport classique diffusif

Selon la théorie des Liquides de Fermi, l'interaction électron-électron est écrantée sur une distance de l'ordre de quelques longueurs d'onde de Fermi. Dans un conducteur classique, on peut considérer les électrons comme des particules libres sans interaction, sous la condition d'une légère renormalisation de sa masse. De plus le caractère ondulatoire des électrons est masqué dans les conducteurs macroscopiques. Finalement, le modèle de Drude permet de très bien décrire les propriétés de transport dans ce cas. Dans ce modèle, la conductivité d'un milieu conducteur ne dépend que de son degré de désordre. Nous avons précédemment dit que le désordre est caractérisé par le libre parcours moyen  $l_e$  ou son coefficient de diffusion  $D$ . On peut relier la conductivité d'un gaz d'électrons libres à la densité de diffuseur statique caractérisée par  $\tau_e$  via l'équation de Boltzmann :

$$\sigma_D = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m^*} \quad (2.13)$$

où  $m^*$  est la masse effective de l'électron,  $e$  sa charge et  $n_e$  la densité électronique<sup>3</sup>. La théorie du mouvement Brownien permet aussi de relier la conductivité de Drude au coefficient de diffusion  $D$  par la relation d'Einstein :

$$\sigma_D = s \nu_F e^2 D \quad (2.14)$$

Ces deux relations (2.13) et (2.14) sont équivalentes (cf. équ. (2.2) et (2.4)).

Le point important de ces modèles classiques, c'est le fait qui permettent de définir la conductivité comme une grandeur moyenne sur une région très petite par rapport à la taille du système mais très grande par rapport à  $l_e$ . Pour arriver aux quantités mesurables expérimentalement comme la conductance, on utilise alors l'extensivité des grandeurs locales.

La conductance s'obtient à partir de la conductivité d'après la loi d'Ohm ; elle s'écrit pour un système de volume  $\Omega = L^d$  :

$$G = \sigma L^{d-2} \quad (2.15)$$

<sup>3</sup> -  $m^* = 1,1 m_e$  dans les métaux usuels tels que l'Or ou l'Argent et  $m^* = 0,067 m_e$  dans les 2DEG, les gaz d'électrons bidimensionnels avec  $m_e$  la masse de l'électron libre [12].

Nous allons introduire la conductance adimensionnée  $g$  qui s'écrit :

$$g = \frac{G}{e^2/h} \quad (2.16)$$

où  $h/e^2 = 25,8 \text{ k}\Omega$  est le quantum de résistance<sup>4</sup>. Généralement on a  $g \gg 1$  ( $\sim 10^2$ ), la conductance d'un système est avant tout un phénomène classique. On peut réécrire la conductance adimensionnée  $g$  d'un système de volume  $\Omega = L^d$  sous la forme d'un rapport de deux volumes à partir des équations (2.14) et (2.2) :

$$g = \frac{\sigma L^{d-2}}{e^2/h} = (s d A_d) \frac{L^d}{\lambda_F^{d-1} v_F \tau_D} \quad (2.17)$$

### 2.2.3 Transport cohérent diffusif

Tout au long de cette thèse nous présenterons des mesures d'effets de cohérence dans des systèmes métalliques de longueur millimétrique. Pourtant, la longueur de cohérence de phase dépasse difficilement les  $20 \mu\text{m}$  dans les systèmes métalliques les plus propres. Dans ce paragraphe nous essaierons de montrer comment des traces de la nature ondulatoire des électrons peuvent subsister pour des systèmes de taille millimétrique.

#### 2.2.3.1 Formulation en terme de chemin de transport

Considérons la diffusion électronique dans un milieu métallique désordonné :  $\lambda_F \ll l_e \ll L$ . La conductance d'un échantillon métallique est reliée à la probabilité  $P(r, r')$  pour un électron initialement au point  $r$  d'atteindre un point  $r'$ . Dans cette description en terme de chemins, l'amplitude de probabilité correspondante  $G(r, r')$  s'exprime comme une superposition linéaire des amplitudes complexes de tous les chemins permettant de joindre les points  $r$  et  $r'$ . Elle s'écrit :

$$G(r, r') = \sum_j A_j(r, r') \quad (2.18)$$

où  $A_j(r, r')$  est l'amplitude complexe de probabilité du chemin  $j$  qui relie les points  $r$  et  $r'$ . On peut l'écrire :

$$A_j(r, r') = a_j e^{iS_j} \quad (2.19)$$

où  $S_j$  est l'intégrale d'action semi-classique le long du chemin considéré. Dans le cas, général, elle s'écrit :

$$S_j = \frac{1}{\hbar} \int_j (\hbar k(r) - eA(r)) \cdot dr - \epsilon t \quad (2.20)$$

où, en toute généralité,  $k$  et  $A$  sont respectivement le vecteur d'onde et le potentiel vecteur le long du chemin de diffusion  $j$  à l'énergie  $\epsilon \simeq \epsilon_F$ <sup>5</sup>. Nous allons considérer pour l'instant le cas le plus simple où il n'y a ni relaxation en énergie ni champ magnétique appliqué. Le terme de phase

---

4– On peut s'étonner d'introduire ici une unité quantique de conductance. On verra par la suite qu'il s'agit de l'ordre de grandeur des corrections quantiques étudiées. Il existe pourtant une unité classique naturelle de la conductance, l'inverse de l'impédance du vide  $Z_{cl} = 1/\epsilon_0 c = 377\Omega$  où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $c$  la vitesse de la lumière. Il est intéressant de remarquer que le rapport entre ces deux unités naturelles est donné par la constante de structure fine  $\alpha = e^2/\hbar\epsilon_0 c$ .

5– Cette expression n'est valable qu'à faible champ, dans l'approximation eikonale, où l'on peut négliger l'effet de la force de Lorentz sur la courbure des trajectoires électroniques.

de l'équation 2.19 se réduit donc au terme de phase géométrique. Si on modélise le désordre gelé par un ensemble  $(r_1, \dots, r_n)$  de diffuseurs élastiques ponctuels, il s'en suit que la phase accumulée lors de la diffusion sur le chemin  $j$  est proportionnelle à la longueur du chemin de diffusion  $L_j$ . La probabilité d'aller du point  $r$  au point  $r'$  s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
P(r, r') &= G(r, r')G^*(r, r') = \left| \sum_j A_j(r, r') \right|^2 \\
&= \sum_j |A_j(r, r')|^2 + \sum_{j \neq j'} A_j(r, r') A_{j'}^*(r, r') \\
&= \sum_j a_j^2 + \sum_{j \neq j'} a_j a_{j'} e^{i(S_j - S_{j'})} \\
&= P(r, r')_{classique} + P(r, r')_{interferences}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

Cette formulation permet de mettre en évidence les effets des interférences quantiques sur le transport dans le régime faiblement localisé. On remarque que la probabilité se décompose en deux types de termes. Pour les termes regroupés sous  $P(r, r')_{classique}$ , seul le module des amplitudes de probabilité intervient. La nature ondulatoire des électrons est masquée. Par contre, pour la seconde somme, on observe un terme de phase non nul. Plus précisément on remarque que c'est la différence de phase accumulée entre tous les couples de chemins  $j$  et  $j'$  qui intervient.

La valeur  $L_j$  de l'intégrale d'action  $S_j$  le long d'un chemin  $j$  dépend de la configuration particulière de désordre visitée par l'électron sur le chemin de diffusion  $j$ . Les interférences en transport cohérent diffusif dépendent donc de la réalisation microscopique du désordre. Autrement dit pour un échantillon cohérent ( $L \sim l_\phi$ ), sa conductance doit être sensible à son détail microscopique. On dit que chaque mesure de conductance est une "empreinte digitale" de l'échantillon. C'est une propriété fondamentale des systèmes cohérents.

### 2.2.3.2 Moyenne sur le désordre et approximation de diffusion

On voudrait pourtant pouvoir prévoir les conséquences éventuelles du second terme dû aux interférences  $P(r, r')_{interferences}$  sur les propriétés de transport d'un échantillon quelconque de longueur  $L > l_\phi$ . Un tel échantillon peut être considéré comme une association en série et en parallèle d'échantillons mésoscopiques cohérents de dimension caractéristique  $l_\phi^d$ . Cet ensemble d'échantillons sont macroscopiquement identiques, le libre parcours moyen  $l_e$  est identique pour chacun. Ils sont tous cohérents, mais pour chacun la réalisation microscopique est différente.

Pour connaître les propriétés globales d'un tel système il faut donc moyenner la probabilité  $P(r, r')$  sur cet ensemble statistique d'échantillons. On parlera alors d'observables obtenues en "moyenne sur le désordre".

Dans la limite d'un échantillon macroscopique ( $L \gg l_\phi$ ), le nombre de collisions inélastiques est important. Les électrons perdent très rapidement, par rapport à leur temps de diffusion, la mémoire de leur phase. Et finalement le terme d'interférences est nul. Nous avons vu que ce terme apparie les phases relatives accumulées entre deux chemins différents  $j$  et  $j'$ . Or l'action  $S_j$  accumulée le long du chemin  $j$  étant proportionnelle à  $L_j$ , la longueur géométrique du chemin de diffusion, pour deux chemins  $j$  et  $j'$  différents on a toujours en moyenne  $|L_j - L_{j'}| \gg l_e$ , ce qui

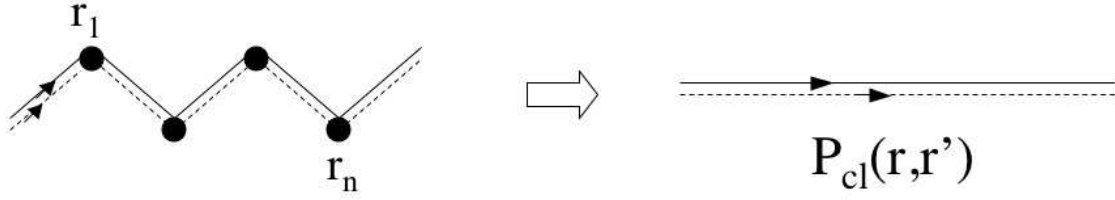


FIG. 2.4: En moyenne sur le désordre, il ne reste que la probabilité classique de diffusion  $P_{cl}$ .

signifie que ce terme d'interférence est nul en moyenne sur le désordre<sup>6</sup>. Dans l'approximation de diffusion, il n'y a pas d'effets d'interférences pour le transport quantique dans un milieu désordonné.

$$P_{tot}(r, r') = P_{cl}(r, r') = \sum_j |A_j(r, r')|^2 \quad \Leftrightarrow \quad \sigma = \sigma_D = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m^*} \quad (2.22)$$

Le terme d'interférences disparaît totalement et l'approximation de diffusion conduit aux valeurs classiques du transport de Drude. Cette probabilité classique décrit la propagation diffusive des électrons, elle obéit à une équation de Laplace [6] :

$$(\partial_t - D\nabla^2)P(r, r', t) = \delta(r - r')\delta(t) \quad (2.23)$$

### 2.2.3.3 Corrections quantiques : rétrodiffusion cohérente

Il existe néanmoins une classe de chemins que nous avons négligés qui interagissent constructivement. Dans l'hypothèse d'un échantillon où la longueur de cohérence de phase est suffisante, cette classe de trajectoires a une contribution non négligeable au transport. Il s'agit des trajectoires qui font des boucles. Ces boucles<sup>7</sup> sont formées par les trajectoires qui restent *invariantes par renversement du sens du temps*. Il faut noter qu'il ne s'agit pas d'un phénomène mésoscopique au sens strict. Il ne concerne pas forcément un échantillon de taille  $L \sim l_\phi$  : le facteur limitant ici est le nombre de trajectoires fermées contribuant à cette correction, i.e. la longueur de cohérence elle-même.

On s'intéresse donc ici plus particulièrement à la probabilité pour un électron d'effectuer une trajectoire fermée. On l'appellera "probabilité de retour à l'origine". Ces boucles sont possibles si  $r = r'$  avec le chemin  $j'$  parcouru dans le sens inverse du chemin  $j$ . Sur ces deux chemins les électrons acquièrent la même phase géométrique puisqu'ils diffusent exactement sur les mêmes impuretés. Il s'en suit que  $S_j = S_{j'}$ , en absence de champ magnétique. D'après l'équation (2.21), on en déduit que :

$$P_{tot}(r, r' = r) = 2P(r, r)_{cl} \quad (2.24)$$

On observe un doublement de la probabilité quantique de retour à l'origine par rapport au cas classique : c'est la *rétrodiffusion cohérente*. La prise en compte de la nature ondulatoire des électrons a pour conséquence d'augmenter la probabilité qu'ont les électrons de retourner à leur point d'origine. Cette correction sera donc une correction négative à la conductivité de Drude : on l'appelle la *localisation faible*. La figure suivante (2.5) présente cette correction. Cet effet existe

6 – La différence de phase accumulée entre les deux chemins  $k_F |L_j - l_{j'}| \gg k_F l_e \gg 2\pi$  cf. équation (2.12)

7 – La localisation forte d'Anderson peut être vue comme une prolifération de telles boucles.

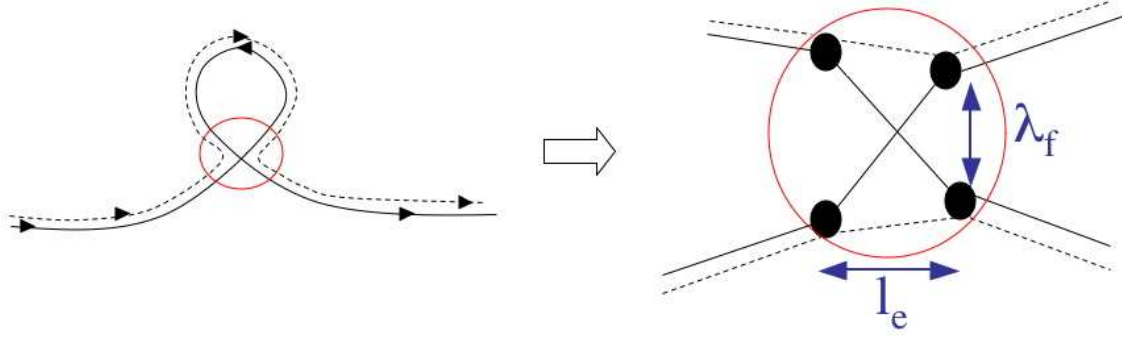


FIG. 2.5: La correction quantique robuste à la moyenne sur le désordre : la localisation faible. On observe sur le schéma de droite que la localisation faible implique un croisement quantique où interfèrent les amplitudes de probabilités.

aussi pour la diffusion de la lumière dans les milieux optiquement épais [13, 14, 6]. La différence pour les électrons est que leur charge implique un couplage avec le potentiel vecteur  $A$  dont dérive le champ magnétique.

Or, on observe que cette boucle est parcourue dans le sens inverse pour les deux trajectoires appariées : les termes de phase due à la circulation de  $A$  s'ajoutent donc. Il s'en suit que l'équation de diffusion pour la probabilité s'écrit en présence de champ magnétique [6] :

$$(\partial_t - D(\nabla - 2ieA))^2 P(r, r', t) = \delta(r - r')\delta(t) \quad (2.25)$$

Cette équation, où l'on voit apparaître une charge  $2e$ , permet de définir l'objet théorique central de la Physique mésoscopique : le Cooperon. On remarque aussi que celle-ci nécessite la présence d'un croisement entre les amplitudes de probabilité, comme le montre le schéma de droite de la figure 2.5. Pour connaître l'intensité du phénomène, on peut donc partir de la probabilité d'occurrence d'un de ces croisements.

## 2.2.4 Calcul de la correction de localisation faible

### 2.2.4.1 En absence de champ magnétique

Nous avons vu au paragraphe précédent que la correction de localisation faible, robuste à la moyenne sur le désordre, nécessite un croisement des amplitudes de probabilité et une boucle. La probabilité d'avoir un tel croisement au bout d'un temps  $dt$  est proportionnelle au volume du croisement (cf. schéma de droite de la figure 2.5) sur le volume total ; ce qui s'écrit :

$$dp_{cq}(t) = \frac{v_F dt \lambda_F^{d-1}}{\Omega} = \frac{s dt}{g \tau_D} \quad (2.26)$$

La correction relative de localisation faible à la conductance s'écrit :

$$\frac{\Delta g_{WL}}{g} = - \int dp_{cq}(t) Z(t) \quad (2.27)$$

On remarque le signe négatif car c'est une correction de localisation, elle diminue donc la conductance.  $Z(t)$  est l'intégrale sur tout le volume du système de la probabilité de retour à l'origine  $P(r, r, t)$ , solution de l'équation de diffusion (2.23). Elle dépend du régime de diffusion, libre ou ergodique. Elle s'écrit, pour  $t < \tau_D$ , [6] :

$$Z(t) = \left( \frac{\tau_D}{4\pi t} \right)^{d/2} \quad (2.28)$$

où  $d$  est la dimension au sens de la diffusion. Ainsi, pour un fil cohérent tel que sa largeur  $w$  et sa hauteur  $t$  soient inférieures à  $l_\phi$ , mais sa longueur  $L$  supérieure à  $l_\phi$ , on est ergodique dans les deux dimensions transverses et diffusif dans le sens de la longueur. On sera alors dans le cas unidimensionnel  $d = 1$  au sens de la diffusion. De la même façon, pour un film métallique d'épaisseur  $t$  inférieure à  $l_\phi$ , on sera dans le cas  $d = 2$ .

La correction à la localisation faible s'écrit alors :

$$\frac{\Delta g_{WL}}{g} = - \int \frac{s}{g} \left( \frac{\tau_D}{4\pi t} \right)^{d/2} \frac{dt}{\tau_D} \quad (2.29)$$

On a supposé pour l'instant que toutes les trajectoires conjuguées par renversement du sens du temps sont cohérentes en phase. Ceci n'est évidemment plus vrai si certains processus changent leur phase relative. Pour l'instant, sans expliciter l'effet de ces processus, on peut comprendre aisément que l'intégrale précédente ne doit être considérée que pour  $t < \tau_\phi$ . Il faut couper aux temps longs pour prendre en compte la disparition des longues trajectoires due à la décohérence. Cette expression n'a aussi de sens que dans le régime diffusif, c'est à dire pour  $t > \tau_e$ . Finalement, la façon la plus simple d'introduire le déphasage est de considérer une relaxation qui dépend exponentiellement en temps sur un temps caractéristique  $\tau_\phi$ . Dans *l'approximation d'une relaxation exponentielle*, la correction à la conductivité due à la localisation faible se réécrit sous la forme<sup>8</sup> :

$$\Delta g_{WL} = -s \int_{\tau_e}^{\infty} \left( \frac{\tau_D}{4\pi t} \right)^{d/2} \frac{dt}{\tau_D} e^{-t/\tau_\phi} \quad (2.30)$$

Pour  $L > l_\phi \gg l_e^9$ , la correction de localisation faible s'écrit donc [4, 6] :

$$\begin{aligned} \text{quasi 1d} \quad \Delta g_{WL} &= -s \frac{l_\phi}{L} \\ 2d \quad \Delta g_{WL} &= -\frac{s}{\pi} \ln \frac{l_\phi}{l_e} \end{aligned} \quad (2.31)$$

On remarque que l'expression de la correction de localisation faible dépend de la dimension du régime de diffusion. De plus, il s'agit d'une correction de faible amplitude : elle de l'ordre du quantum de conductance, c'est à dire de l'ordre d'un canal sur le nombre de canaux total.

#### 2.2.4.2 Effet du champ magnétique

En présence d'un champ magnétique perpendiculaire à la diffusion, les trajectoires symétriques par renversement du sens du temps acquièrent en diffusant le long de la boucle  $j$  une phase opposée, proportionnelle au flux du champ appliqué à travers la surface de la boucle (cf. équ. 2.20). Toutes les boucles de longueur inférieure à  $l_\phi$  vont donc apporter une contribution oscillante à la magnétoconductance, de période  $\phi_0/2$  à travers leurs surfaces respectives. La correction de localisation faible s'obtient en faisant la somme des contributions de toutes ces boucles. La période associée à chaque boucle variant d'une boucle à l'autre, les oscillations se brouillent.

Considérons une trajectoire fermée  $p$  soumise à un champ magnétique tel  $2\pi\phi_p/\phi_0 = \pi$ . Les trajectoires  $p$  et  $-p$  interfèrent alors destructivement. Elles ne contribuent plus à la magnétorésistance négative. Ce critère est équivalent à dire que les boucles dont le rayon est supérieur à une longueur caractéristique  $l_B \sim \sqrt{\hbar/eB}$  pour  $d = 2$  ( $l_B \sim \hbar/eBw$  à 1d où  $w$  est la largeur

8- L'introduction de la coupure à  $\tau_\phi$  est équivalente à ajouter un terme  $\gamma = 1/\tau_\phi$  dans l'équation de diffusion (2.23).

9- Si  $L < l_\phi$  on change de régime de diffusion, la coupure haute doit être à  $\tau_D$  et non plus à  $\tau_\phi$ .



du fil) ne contribue plus à la localisation faible. On peut montrer de façon rigoureuse [5, 6] que cet effet du champ magnétique de déphaser les trajectoires dont la longueur est supérieure à  $l_B$  peut être pris en compte en ajoutant une coupure due au temps caractéristique  $\tau_B = \sqrt{Dl_B}$  dans la formule (2.30) : l'application d'un champ magnétique perpendiculaire conduit donc à une relaxation exponentielle en temps de la phase électronique. La correction de localisation faible s'écrit :

$$\Delta g_{WL} = - \int_{\tau_e}^{\infty} Z(t) \frac{dt}{\tau_D} e^{-t/\tau_\phi} e^{-t/\tau_B} \quad (2.32)$$

Les formules (2.31) sont donc toujours valables à condition d'effectuer la substitution [5] :

$$\frac{1}{l_\phi^2} \rightarrow \frac{1}{l_\phi^2(B)} = \frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{l_B^2} \quad (2.33)$$

La prise en compte supplémentaire d'un terme de déphasage exponentiel en temps s'obtient donc en faisant une somme "à la Matthiesen" des différents taux de déphasage. Nous aurons besoin de l'expression exacte de  $l_B$  dans le cas d'un fil q1d ; elle s'écrit <sup>10</sup> [6] :

$$\text{quasi 1d : } \frac{1}{l_B^2} = \frac{e^2 B^2 w^2}{3\hbar^2} \quad (2.34)$$

Par rapport à l'optique ondulatoire, on a donc l'avantage en physique mésoscopique grâce au couplage entre la charge et le potentiel vecteur de pouvoir moduler la différence de marche entre les amplitudes de probabilités responsables des interférences. Une mesure de magnétorésistance permet donc d'effectuer une véritable expérience de "temps de vol" du Cooperon [15].

### 2.2.4.3 Effet du couplage spin-orbite

On observe que la prise en compte de l'effet de la pénétration du champ magnétique aboutit finalement à l'introduction à la "Mathiesen" d'un nouveau taux de relaxation  $\tau_B^{-1}$ . On verra dans les métaux que la rétrodiffusion cohérente produit en fait expérimentalement une antilocalisation (magnétorésistance positive). Ceci est dû au couplage spin-orbite. Brièvement, on peut dire que dans le cas d'un couplage spin-orbite, la dégénérescence spin up / spin down est levée. La nouvelle base diagonale d'états propres est la base singulet / triplet et chacun apporte une contribution différente à la localisation faible. Le singulet est invariant par renversement du sens du temps, sa contribution à la correction de localisation faible est donc la même que sans interaction spin-orbite, (cf. 2.31) pondérée par  $s = -1/2$ . Le triplet n'est pas invariant par renversement du sens du temps ; de la même façon que pour l'application d'un champ magnétique, on peut montrer que sa prise en compte introduit un nouveau temps de coupure  $\tau_{so}$ . Finalement, on peut montrer que le couplage spin-orbite conduit aussi à une relaxation exponentielle de la phase. Les équations (2.31) sont donc toujours valables, à condition d'ajouter la contribution des deux états en effectuant pour chacun les substitutions "à la Matthiesen" suivantes [16, 17, 6] :

$$\begin{aligned} \text{singulet : } \quad s = -1 \quad \text{et} \quad \frac{1}{l_\phi^2} &\rightarrow \frac{1}{l_{\phi, \text{sing}}^2(B)} = \frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{l_B^2} \\ \text{triplet : } \quad s = 3 \quad \text{et} \quad \frac{1}{l_\phi^2} &\rightarrow \frac{1}{l_{\phi, \text{trip}}^2(B)} = \frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{l_B^2} + \frac{4}{3} \frac{1}{l_{so}^2} \end{aligned} \quad (2.35)$$

10 – Dans le régime balistique, la largeur géométrique  $w$  doit être remplacée par une largeur effective  $w_{eff}$  qui prend en compte les effets de la réflexion spéculaire sur les bords de l'échantillon [11].

où  $l_{so}$  est la longueur spin-orbite et où  $l_B$  est définie à l'équation (2.34). Dans le cas des métaux où  $l_{so} \ll l_\phi$  (à basses températures tout du moins), la contribution du triplet est négligeable devant celle du singulet et on observe donc une antilocalisation d'amplitude moitié par rapport au cas sans spin-orbite.

## 2.3 Temps de vie de la quasi particule et temps de cohérence de phase

La physique mésoscopique permet la mesure d'un temps caractéristique des interférences électroniques, appelés temps de cohérence de phase. La question qu'on peut se poser est sa relation avec le temps de vie d'une quasiparticule  $\tau_{qp}$ . Ce dernier correspond au temps de relaxation d'un état électronique bien défini au dessus de la mer de Fermi. Sa détermination part de la règle d'Or de Fermi. Le temps de cohérence de phase que nous mesurons est le temps de vol du "coopéron", le temps de déphasage entre deux états cohérents à l'instant initial. Pour le calculer, on fabrique donc une superposition cohérente de deux états bien définis et on regarde leur évolution relative. On ne peut pas dire a priori qu'ils coïncident. Par contre, il est évident qu'au delà de  $\tau_{qp}$ , il ne peut plus y avoir d'effet de cohérence car la quasiparticule a changé d'état. On a donc au moins  $\tau_\phi \leq \tau_{qp}$ . Nous montrerons dans ce paragraphe, pour le cas particulier d'un fil q1d, que ces deux temps coïncident. Le lecteur trouvera dans les références [18, 19, 6] les dérivations exactes, on se contera ici de rappeler les principaux résultats.

### 2.3.1 Temps de vie de la quasiparticule dû à l'interaction électron-électron

#### 2.3.1.1 Rappel : sans désordre

L'interaction coulombienne est fortement écrantée par la présence des autres électrons. La théorie de Landau des Liquides de Fermi formalise le concept de quasiparticules, où chaque électron est habillé par son nuage d'écrantage. Elle montre que les propriétés de ces électrons sont essentiellement les mêmes que celle des électrons sans interaction, moyennant une renormalisation des paramètres physiques tels que la masse de l'électron. Ces quasiparticules ne sont pas totalement libres; elles interagissent faiblement entre elles. Il s'en suit que le temps de vie des quasiparticules est fini. Considérons une quasiparticule d'énergie  $\epsilon$  mesurée au dessus du niveau de Fermi. En absence de désordre, la probabilité  $P(t)$  que la quasiparticule reste dans son état initial s'écrit :

$$P(t) = e^{-t/\tau_{qp}(\epsilon, T)} \quad (2.36)$$

où  $\tau_{qp}(\epsilon)$  est le temps de vie de la quasiparticule. Landau a montré qu'en absence de désordre pour  $d = 3$  il s'écrivait <sup>11</sup> [20] :

$$\frac{1}{\tau_{qp}(\epsilon, T)} \simeq \max\left(\frac{\epsilon^2}{\epsilon_F}, \frac{T^2}{\epsilon_F}\right) \quad (2.37)$$

Le concept de quasiparticule est donc bien défini puisque que le temps de vie d'un état tend plus vite vers 0 que son énergie tends vers  $\epsilon_F$ .

#### 2.3.1.2 Avec désordre et à température nulle.

En présence de désordre, la diffusion multiple "ralentit" les électrons et donc augmente la probabilité que deux électrons interagissent entre eux. L'interaction électron-électron s'en trouve

---

11 – La dimension  $d$  est à prendre au sens de la densité d'états, i. e.  $d = 3$  dans les métaux, et non au sens du régime de diffusion comme habituellement.

renforcée ce qui implique que le temps de vie de la quasiparticule diminue par rapport au cas ballistique. Pour calculer le temps de vie électronique, on injecte un électron à une énergie  $\epsilon > \epsilon_F$ . Il interagit avec un état occupé  $\epsilon' < \epsilon_F$ . La conservation de l'énergie impose que l'état final comprenne deux états excités à  $\epsilon - \omega$  et  $\epsilon' + \omega$  et un trou. En utilisant la règle d'Or, moyennée sur le désordre, on peut montrer que le temps de vie électronique est relié à la probabilité intégrée de retour à l'origine  $Z(t)$  et s'écrit [18, 19, 6] :

$$\frac{1}{\tau_{qp}(\epsilon, T=0)} \propto \int_0^\epsilon d\omega \int_0^\infty dt Z(t) \sin \omega t \propto \int_0^\epsilon \frac{d\omega}{\omega} \left( \frac{\omega}{E_c} \right)^{d/2} \propto \left( \frac{\epsilon}{E_c} \right)^{d/2} \quad (2.38)$$

La dernière égalité n'étant vraie que dans le régime diffusif.

### 2.3.1.3 Avec désordre et à température finie

On pourrait croire que le passage de température nulle/énergie finie à température finie/énergie nulle se fait, comme dans le cas ballistique, par simple substitution de  $\epsilon$  par  $T$ . Il n'en est rien. A température finie, il faut s'assurer que le processus de déexcitation de l'électron (et du trou) est possible en terme d'occupation des niveaux, par l'introduction de facteurs de Fermi. Supposons pour l'instant que la relation (2.36) reste vraie à température finie. On peut montrer alors que la relation (2.38) à température nulle se réécrit sous la forme [18, 19, 6] :

$$\frac{1}{\tau_{qp}(\epsilon=0, T)} \propto \int_0^\epsilon \frac{d\omega}{\sinh \beta \omega} \int_0^\infty dt Z(t) \sin \omega t \propto T \int_0^T \frac{d\omega}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{E_c} \right)^{d/2} \quad (2.39)$$

où  $\beta = 1/k_B T$ . On remarque que la divergence de la dernière intégrale pour  $d \leq 2$  à cause de sa borne inférieure. *La décohérence électronique est donc dominée par les transferts de faible énergie pour  $d \leq 2$ .* Pour résoudre cette divergence, une solution est de borner l'intégrale à  $1/\tau_{qp}$ . On obtient alors le résultat pour  $d = 1$  :

$$\frac{1}{\tau_{qp}(T)} \propto \left( \frac{T}{E_c^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (2.40)$$

En fait, il peut paraître un peu artificiel d'introduire le taux de relaxation comme coupure et de résoudre l'équation (2.39) de façon autocohérente. La raison profonde de cette divergence infrarouge vient du fait que la relaxation des particules (2.36) n'est plus exponentielle à basse dimension [21, 6]. Elle s'écrit pour  $d = 1$  :

$$P(t, T) \sim e^{-(t/\tau_{qp}(T))^{3/2}} \quad (2.41)$$

avec le  $\tau_{qp}$  calculé précédemment.

### 2.3.2 Temps de cohérence de phase dû aux interactions électron-électron

L'interaction électron-électron est une interaction inélastique. Elle va donc introduire une fonction décroissante  $f$  et un temps caractéristique de déphasage  $\tau_{ee}$  pour couper les longues trajectoires de diffusion. En toute généralité, la correction de localisation présentée à l'équation (2.30) se voit donc rajouter un déphasage supplémentaire sous la forme :

$$\Delta g_{WL} = - \int \frac{dt}{\tau_D} Z(t) e^{-t/\tau_\phi(B)} f(t/\tau_{ee}) \quad (2.42)$$

Dans ce paragraphe nous allons essayer d'expliciter  $f$  et  $\tau_{ee}$ . Pour calculer la correction de localisation faible, on veut donc déterminer le déphasage relatif d'un électron dû à l'interaction avec tous les autres électrons accumulés le long d'une boucle parcourue en un temps  $t$  et dans les deux sens. Suivant [22], on remplace l'interaction coulombienne par un champ électromagnétique moyen fluctuant dû aux autres électrons. La correction de localisation faible présentée à l'équation (2.30) se voit donc rajouter un déphasage supplémentaire sous la forme :

$$\Delta g_{WL} = - \int Z(t) \frac{dt}{\tau_D} e^{-t/\tau_\phi(B)} \langle e^{i\Phi(t)} \rangle_V \quad (2.43)$$

où la moyenne s'effectue sur les fluctuations du champ et sur les chemins de diffusion. La phase  $\Phi(t)$  accumulée due à l'interaction électron-électron dépend des variations du "paysage" du champ électromagnétique vu par les électrons au cours de leur diffusion :

$$\Phi(t) = \frac{e}{\hbar} \int_0^t d\tau [V(r(\tau), \tau) - V(r(\bar{\tau}), \tau)] \quad (2.44)$$

où  $\bar{\tau} = t - \tau$ . On remarque que seules les hautes fréquences de ce champ fluctuant vont apporter une contribution au déphasage. Si le champ varie lentement par rapport à  $1/\tau_\phi$ , l'électron voit la même phase en parcourant la boucle dans un sens ou dans l'autre : il n'y a pas de contribution à la différence de phase. En considérant des fluctuations du champ gaussiennes, on obtient  $f(t/\tau_{ee}) = e^{-\frac{1}{2}\langle \Phi(t)^2 \rangle}$ .

Pour un système q1d, le taux de relaxation caractéristique peut se mettre sous la forme [23] :

$$\frac{1}{2} \frac{d\langle \Phi^2 \rangle}{dt} \sim \frac{e^2 k_B T}{\hbar^2 \sigma_D S} r(t) = \frac{1}{\tau_N} \frac{r(t)}{\sqrt{D\tau_N}} \quad (2.45)$$

où on a introduit ici le temps de Nyquist, qui s'écrit [24, 6] :

$$\tau_N = \left( \frac{\hbar^2 \sigma_D S}{e^2 k_B T \sqrt{D}} \right)^{2/3} \quad (2.46)$$

On peut montrer, suivant [25], que cette équation est une forme locale du théorème de fluctuation-dissipation où les fluctuations de la phase sont reliées au bruit en tension d'un échantillon de résistance  $R(t) = r(t)/\sigma_D S$  avec  $r(t) = |r(\tau) - r(\bar{\tau})|$  la distance typique parcourue pendant un temps de diffusion  $t$ . Dans le régime diffusif,  $r(t) \sim \sqrt{Dt}$  on obtient finalement une relaxation due à l'interaction électron-électron de la forme :

$$f(t/\tau_{ee}) = e^{-(t/\tau_N)^{3/2}} \quad (2.47)$$

La relaxation de la cohérence de phase électronique a donc la même expression que celle des quasiparticules (cf. équ. 2.41) ; plus encore des dérivations plus rigoureuses donnent exactement le même résultat pour les deux. On remarque aussi que c'est le temps de Nyquist introduit à l'équation (2.46) qui est le temps caractéristique de la décohérence due à l'interaction électron-électron.

### 2.3.3 Retour sur la localisation faible dans un fil quasi-unidimensionnel infini

En fait, les expressions (2.47) et (2.41) ne sont valables que dans la limite des temps courts, pour  $t \ll \tau_N$ . On peut montrer, pour le temps de cohérence par exemple, que la "vraie" relaxation s'écrit [21] :

$$\langle e^{i\Phi(t)} \rangle_V = f(t/\tau_N) \neq e^{-(t/\tau_N)^{3/2}} \quad (2.48)$$

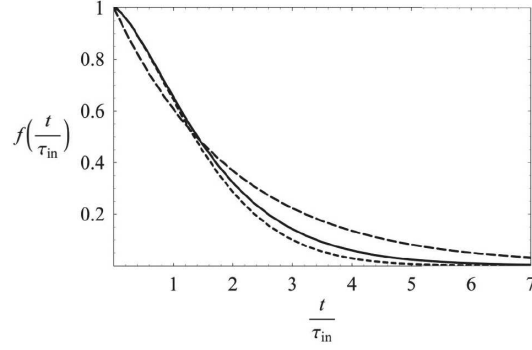


FIG. 2.6: Comportement de la relaxation de la phase électronique due à l'interaction électron-électron, ici  $\tau_{in} = \tau_N$ . La ligne continue est la solution exacte. La ligne en pointillée correspond à la solution au temps courts des équations (2.47) et (2.41)  $\propto e^{-(t/\tau_N)^{3/2}}$ . La ligne en trait discontinu représente la relaxation exponentielle utilisée couramment  $\propto e^{-t/2\tau_N}$ . D'après G. Montambaux et E. Akkermans [21].

où la fonction  $f$  est représentée à la figure (2.6) suivante. On y remarque aussi que l'expression (2.47) dérivée précédemment est une très bonne approximation au temps courts. On peut dans le cas d'un régime de diffusion unidimensionnel montrer que la correction de localisation faible s'écrit alors [22, 6] :

$$\Delta g_{WL} = -s \int dt Z(t) \langle e^{i\Phi(t)} \rangle_V e^{-t/\tau_\phi(B)} = -s \sqrt{\frac{\tau_N}{\tau_D}} \frac{Ai(\tau_N/\tau_\phi(B))}{Ai'(\tau_N/\tau_\phi(B))} \quad (2.49)$$

Cependant, cette expression s'approxime, à 4% près [26], par <sup>12</sup> :

$$\Delta g_{WL} \simeq -\frac{s}{\sqrt{\frac{\tau_D}{2\tau_N} + \frac{\tau_D}{\tau_\phi(B)}}} \quad (2.50)$$

Or, si on fait l'approximation que l'interaction électron-électron induit une coupure exponentielle en temps avec le temps caractéristique  $\tau_{ee}$ , on obtient :

$$\Delta g_{WL} = -s \int dt Z(t) e^{-t/\tau_{ee}} e^{-t/\tau_\phi(B)} = -\frac{s}{\sqrt{\frac{\tau_D}{\tau_{ee}} + \frac{\tau_D}{\tau_\phi(B)}}} \quad (2.51)$$

Dans un fil q1d, on peut donc considérer en fait que l'interaction électron-électron est responsable d'une relaxation exponentielle de la phase avec un temps caractéristique  $\tau_{ee} = 2\tau_N \propto T^{-2/3}$  : on observe en effet sur la figure 2.6 que la fonction  $f$  est très proche de la ligne en traits discontinus  $e^{-t/2\tau_N}$ .

En conclusion, quoique l'interaction électron-électron conduise à une relaxation de la phase électronique non exponentielle en temps, il est quasi impossible expérimentalement de mesurer cette déviation dans un fil q1d. En effectuant les substitutions introduites aux équations (2.34) et (2.35), on utilisera donc l'expression suivante pour extraire le temps de cohérence de phase de la correction de localisation faible dans nos fils [9] :

$$\Delta R_{wl} = \frac{2}{L} \frac{R^2}{R_k} \left( \frac{3/2}{\sqrt{\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{4}{3l_{so}^2} + \frac{1}{l_B^2}}} - \frac{1/2}{\sqrt{\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{l_B^2}}} \right) \quad (2.52)$$

12 – Il faut noter que dans le cas où  $l_N \propto l_{so}$  la différence entre ces deux relations double et serait observable expérimentalement.

avec  $l_B^{-2} = \frac{1}{3} \left( \frac{w B e}{\hbar} \right)^2$ .  $R$  est la résistance du fil de longueur  $L$ , de largeur  $w$  et soumis à un champ magnétique perpendiculaire  $B$ .  $l_{so}$  est la longueur spin-orbite, indépendante de la température et  $l_\phi$  la longueur de cohérence de phase. La figure suivante simule une courbe de localisation faible à partir de la formule (2.52) pour  $l_{so}/l_\phi = 0,15$ .

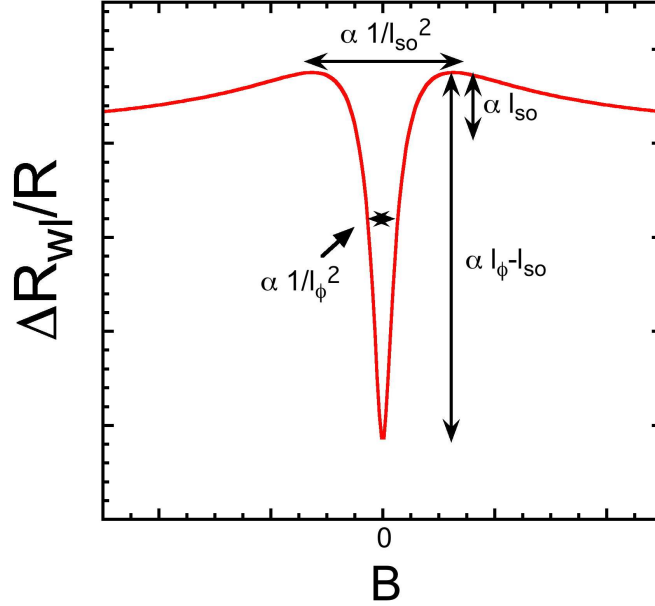


FIG. 2.7: Correction théorique de localisation faible pour  $l_{so}/l_\phi = 0,15$  calculée à partir de la formule (2.52).

Si l'on mesure le temps de cohérence de phase  $\tau_\phi$  à différentes températures et qu'on extrait une dépendance en  $T^{-2/3}$ , ceci indique que c'est l'interaction électron-électron qui est responsable du déphasage. Nous revoyons le lecteur à la deuxième partie de cette thèse où nous étudions plus en détail le sujet (cf. paragraphe 5.2.1).

À haute température, l'interaction électron-phonon doit être le processus dominant qui limite la cohérence de phase. On considère généralement que cette interaction induit une relaxation exponentielle de la phase avec un temps caractéristique  $\tau_{eph}$ . Sa dépendance en température varie suivant le régime de diffusion et l'intensité du désordre [27, 28]; on donne souvent dans le cas d'un faible désordre pour un fil q1d  $1/\tau_{eph} \propto T^3$ .

Finalement, dans le cas d'un métal pur, on s'attend à ce que la dépendance extraite de la relation (2.52) s'écrive :

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_{eph}} = a_{theo} T^{2/3} + b T^3 \quad (2.53)$$

où  $a_{theo} = \left( \pi \frac{R}{R_k} \frac{k_B}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{2\tau_D}} \right)^{2/3}$ . La mesure de la dépendance en température du temps de cohérence de phase nous renseigne donc directement sur les mécanismes microscopiques d'interactions auxquels sont soumis les électrons.

Première partie

Etude des effets de la cohérence phase  
dans des réseaux métalliques





# DE LA PHYSIQUE MÉSCOSCOPIQUE À LA PHYSIQUE MACROSCOPIQUE

---

Dans cette partie nous allons présenter les résultats obtenus sur l’amplitude des effets de cohérence dans des réseaux métalliques à température fixe en fonction du nombre de mailles élémentaires. Cette étude a été initiée par F. Schopfer à la fin de sa thèse. Nous serons donc très bref sur la fabrication des réseaux et les techniques expérimentales utilisées pour mesurer ces effets <sup>1</sup>. Nous présenterons les résultats définitifs et leur analyse [30].

Nous montrerons que dans des conducteurs doublement connexes comme les anneaux, les cylindres ou les réseaux d’anneaux il est possible d’observer des oscillations de magnétoconductance. Nous introduirons tout d’abord ces effets cohérents étudiés dans le cas le plus simple d’un anneau unique. Cela nous permettra de nous familiariser avec les oscillations en champ magnétique dénommées oscillations Aharonov-Bohm (notée AB par la suite) de période  $\phi_0$  et les oscillations Altshuler-Aronov-Spivak (notée AAS par la suite) de période  $\phi_0/2$ , où  $\phi_0$  correspond à un quantum de flux à travers la surface de l’anneau. Après avoir présenté l’expérience de “textbook” de Umbach et al. [31], nous montrerons en quoi cette même étude effectuée sur nos réseaux de rapport d’aspect anisotropique a permis de revisiter le problème de la moyenne d’ensemble des effets de cohérence. Grâce à notre grand nombre de réseaux anisotropiques de taille différente, on pourra passer d’un système incohérent dans les deux dimensions à un système incohérent dans une seule dimension et cohérent dans l’autre. Nous verrons que dans ce cas que l’amplitude des corrections mésoscopiques présente des dépendances non triviales en fonction de la taille des réseaux. Finalement cela nous permettra de préciser ce qu’est en fait la moyenne d’ensemble en physique mésoscopique.

## 3.1 l’anneau unique

### 3.1.1 Oscillations Altshuler-Aronov-Spivak

Il est possible d’observer des oscillations de magnétoconductance de période  $\phi_0/2$  dans un anneau ou un réseau d’anneaux. Expérimentalement les premières oscillations AAS ont été observées par Sharvin and Sharvin [32, 33] dans un cylindre métallique, puis dans des réseaux bidimensionnels métalliques [34, 35, 36].

---

1 – *Le lecteur pourra trouver dans son manuscrit [29] de plus amples informations.*

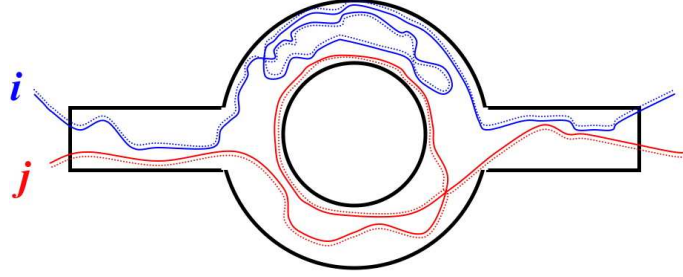


FIG. 3.1: Anneau cohérent de périmètre  $L$  et de largeur de bras  $w$ . Deux types de couples de trajectoires inversées par renversement du sens du temps vont apporter leurs contributions à la localisation faible : les boucles  $j$  sont responsables de la partie oscillante de période  $\phi_0/2$  à travers la surface moyenne de l'anneau, les boucles  $i$  sont responsables de l'enveloppe de la localisation faible ; cf. fig. 3.2.

En effet, dans la géométrie d'un anneau, seules certaines trajectoires électroniques sont sélectionnées par rapport à un plan continu. Il s'agit des trajectoires qui encerclent au moins une fois l'anneau. Plus précisément, on observe qualitativement sur la figure 3.1 que pour un anneau de périmètre  $L \sim l_\phi$  deux types de boucles vont participer de façon différente à la magnétorésistance. Tout d'abord il y a les couples de trajectoires type  $i$  qui vont produire une correction de localisation faible semblable à celle étudiée précédemment dans un fil 1d. Il s'agit de la localisation faible due à la pénétration du champ magnétique dans la largeur de l'anneau. La magnétorésistance associée va donc décroître sur un champ caractéristique  $B_c \propto 1/w$  (cf. équation 2.34). Mais on voit aussi sur cette figure qu'il existe les couples de trajectoires type  $j$  qui encerclent chacune le flux imposé par la surface moyenne de l'anneau. La différence de phase entre elles s'écrit (cf. équ. 2.20) :

$$S_j - S_{j'} = \frac{2\pi}{\phi_0} \left( \oint_i A \cdot dr - \oint_{-i} A \cdot dr \right) = 2\pi \times 2 \frac{\phi}{\phi_0} \quad (3.1)$$

où  $\phi_0 = e/h$  est le quantum de flux normal et  $\phi$  est le flux du champ magnétique appliqué à travers la surface moyenne de l'anneau. Ces trajectoires vont être responsables d'une composante oscillante de la magnétorésistance de période en champ  $B_{AAS} = 8\pi\phi_0/L^2$  avec  $L$  le périmètre moyen de l'anneau. Sous la condition d'un bon rapport d'aspect  $w \ll L$ , il est donc possible

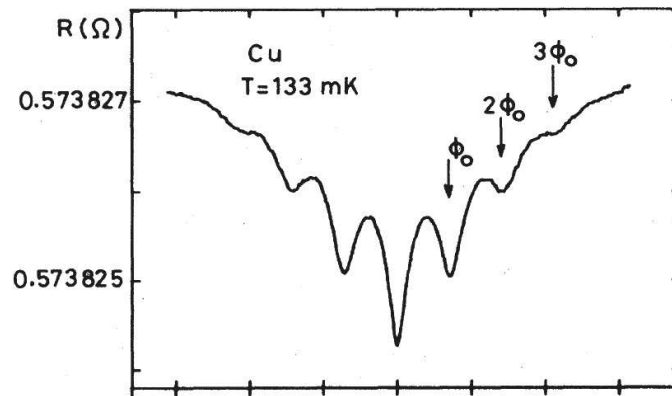


FIG. 3.2: Oscillations de magnétorésistance mesurées dans un réseau métallique non supraconducteur en nids d'abeilles se développant dans la localisation faible due à la pénétration du champ magnétique dans la largeur d'un bras du réseau. La flèche indique le nombre entier de quanta de flux par boucle élémentaire (ici  $\phi_0 = h/2e$ ). D'après Pannetier et al. [34].

d'avoir  $B_{AAS} > B_c$  soit plusieurs oscillations à  $\phi_0/2$  visibles dans la largeur de la localisation. La

figure 3.2 présente des mesures de magnétorésistance à faible champ dans un réseau métallique de Cuivre en nids d'abeille de B. Pannetier et al. [34]. Les oscillations AAS de période  $\phi_0/2$  dans la surface d'une boucle élémentaire y sont clairement visibles.

### 3.1.2 Oscillations Aharonov-Bohm

Pour un anneau de périmètre  $L \sim l_\phi$  on a affaire à un système qui est quasi totalement cohérent. Ce dernier doit donc devenir sensible à sa propre configuration microscopique de désordre et on s'attend à ce que des effets purement mésoscopiques que nous avons négligés jusqu'alors apparaissent.

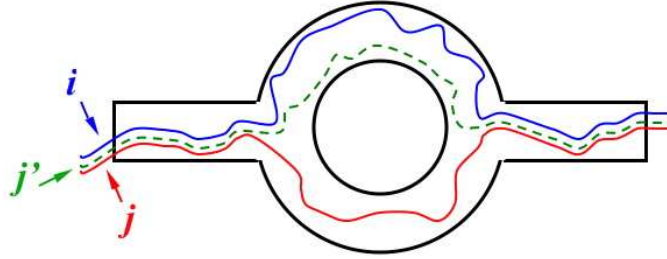


FIG. 3.3: Anneau cohérent de périmètre  $L$  et de largeur de bras  $w$ . L'appariement des chemins de diffusion  $i$  et  $j$  va apporter un terme oscillant aux fluctuations de magnétoconductance de période  $\phi_0$  à travers la surface moyenne de l'anneau. L'appariement des chemins  $i$  et  $j'$  va produire des fluctuations de magnétoconductance, responsable d'un bruit blanc en champ pour des fréquences inférieures à  $f_c \propto w$ .

Reprenons notre modélisation de transport cohérent. Le terme d'interférences provient de l'appariement de tous les couples possibles de trajectoires. Considérons l'appariement des chemins de diffusion type  $i$  et  $j$  de la figure 3.3. Cette expérience est exactement l'analogue électronique des fentes d'Young en optique. On observe sur la figure que les interférences entre ces chemins vont introduire une différence de marche de la forme :

$$\begin{aligned} S_i - S_j &= 2\pi \left( \frac{\phi}{\phi_0} + \frac{|L_i - L_j|}{l_e} \right) \\ &= 2\pi \left( \frac{\phi}{\phi_0} + \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

où  $\phi$  est le flux du champ magnétique appliqué à travers la surface moyenne de l'anneau. On observe deux différences par rapport au cas du paragraphe précédent. Tout d'abord, la magnétoconductance va osciller à une période en champ  $B_{AB}$  telle qu'on ait un quantum de flux  $\phi_0$  à travers la surface moyenne de l'anneau, et non plus  $\phi_0/2$ . Mais, le plus important est l'apparition du terme de phase non nul  $\delta_{ij}$ . Ce terme a pour origine la différence géométrique de longueur des chemins de diffusion  $i$  et  $j$ . Celui-ci est nul pour les oscillations AAS car on apparie des amplitudes de probabilité diffusant exactement sur le même chemin de diffusion. Il n'y a plus aucune raison qu'il le soit maintenant. Notons que dans le cas des oscillations AB ce sont des trajectoires différentes qui s'apparient, on s'attend donc à ce que la longueur thermique  $L_T$  apparaissent dans leur expression. Ces oscillations ont été mises en évidence expérimentalement pour la première fois par R. A. Webb et al. en 1985 [37]. La figure suivante 3.4 présente leurs résultats expérimentaux.

Pour conclure, dans un anneau mésoscopique, il est possible d'observer deux types d'oscillations dues au caractère cohérent du transport diffusif et à la géométrie doublement connexe [38].

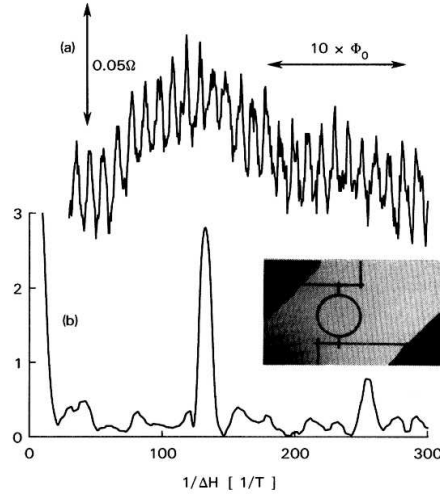


FIG. 3.4: (a) : magnétorésistance d'un anneau d'or unique (cf. image MEB en insert) à 10 mK . (b) : Le spectre de puissance dans l'espace de Fourier montre clairement un pic à  $\phi_0$  et sa première harmonique à  $\phi_0/2$ . D'après Webb et al. [37].

Tout d'abord, à faible champ, il existe les oscillations AAK de période  $\phi_0/2$  dont la phase est toujours nulle à champ nul. On peut aussi observer, à n'importe quel champ, des oscillations de période  $\phi_0$ . Par contre ces oscillations ont une phase en champ nul aléatoire; celle-ci est d'origine purement mésoscopique : elle dépend de la configuration locale du désordre visitée par les amplitudes de probabilité de diffusion qui interfèrent. Notons enfin l'existence d'interférences liées à l'appariement des chemins type  $i$  et  $j'$  de la figure 3.3. Cet appariement crée des boucles cohérentes de toute surface tant que leurs périmètres n'excèdent pas la longueur de cohérence  $l_\phi$ . Ce qui signifie qu'on aura des interférences en champ pour toutes les périodes supérieures à  $B_{UCF}$  tel que  $B_{UCF} = \phi_0/w l_\phi$ . On en déduit que ces appariements de boucles vont être responsables de fluctuations de magnétoconductance, caractérisées par un bruit blanc en champ pour des fréquences inférieures à  $1/B_{UCF}$ . Elles sont appelées fluctuations universelles de conductance (UCF). On obtient qualitativement *in fine* le même critère de visibilité que celui du paragraphe précédent pour distinguer les oscillations AB des fluctuations UCF, à savoir qu'il faut un anneau avec un bon rapport d'aspect [37] : son périmètre doit être très grand devant sa largeur.

### 3.2 Moyenne d'ensemble dans une chaîne d'anneaux

Nous avons vu que la différence essentielle entre les oscillations AAS et les oscillations AB est leur phase en champ nulle : elle est bloquée à zéro pour les premières et elle est aléatoire pour les secondes. On peut se demander comment évoluent les amplitudes relatives des ces oscillations quand on mesure plusieurs anneaux en série. Cette expérience a été réalisée en 1986 par Umbach et al. [31]. Ils étudient les amplitudes relatives des oscillations AAS et AB dans une chaîne d'anneau en fonction de son nombre d'anneau (de 1 à 30). Ces auteurs ont montré, comme on le voit à la figure 3.5 que l'amplitude des oscillations AAS par nombre d'anneaux est indépendante du nombre d'anneaux  $N$ , alors que l'amplitude relative des oscillations AB décroît en  $1/\sqrt{N}$ . Puisque les oscillations AAS sont toujours en phase, elle s'ajoute de façon cohérente : leur amplitude relative est donc indépendante de la taille du système. Les oscillations AB, dont la phase est aléatoire pour chaque anneau s'ajoutent par contre de façon incohérente. Leur amplitude relative décroît donc en  $1/\sqrt{N}$ . Il faut noter que dans leur expérience la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$  est plus petite que le périmètre d'un seul anneau. Il s'agit donc du cas le plus simple de passage à la moyenne

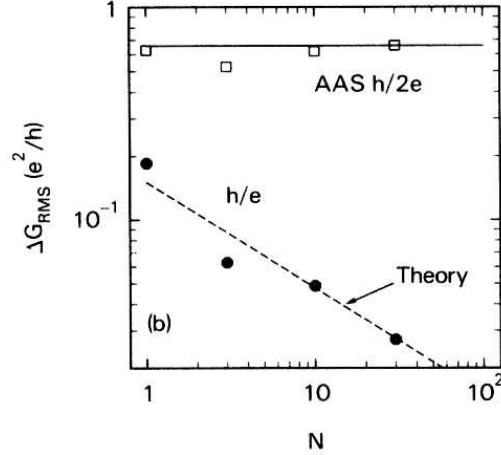


FIG. 3.5: Amplitude relative des oscillations AB et AAS en fonction du nombre d'anneaux dans une chaîne incohérente d'anneau d'argent. D'après Umbach et al . [31].

d'ensemble, où ajoute de façon incohérente des blocs cohérents. Nous verrons l'importance de ce critère en comparant avec les résultats de notre expérience où la longueur de cohérence de phase est bien plus grande que le périmètre de la boucle élémentaire composant le réseaux.

### 3.3 Moyenne d'ensemble dans des réseaux bidimensionnels anisotropes

La moyenne sur le désordre est l'outil qui permet de passer de la physique mésoscopique à la physique classique. Comprendre donc comment les amplitudes relatives des oscillations AB et AAS dépendent de la taille du système revêt un grand intérêt. Une autre question très importante est savoir ce qui se passe dans le cas où la longueur de cohérence de phase devient de l'ordre de grandeur de la taille du réseau. Celui-ci devient alors un système totalement cohérent et le régime de diffusion change. Dans notre cas, on peut s'attendre à ce que le changement de régime de diffusion implique aussi un changement de régime dans la dépendance des oscillations AB et AAS en fonction de la taille du système.

Nous verrons dans la seconde partie de cette thèse que la longueur de cohérence de phase dépasse difficilement la dizaine de microns dans les métaux le plus purs aux plus basses températures mesurables ( $\sim 10$  mK). Nous avons donc décidé d'étudier ces effets dans des réseaux de rapport d'aspect anisotrope, ce qui nous a permis d'atteindre un régime dans lequel on est cohérent donc mésoscopique dans la direction transverse et incohérent donc macroscopique dans la direction longitudinale. Nous montrerons que dans ce cas, les oscillations AAS et AB présentent une dépendance inattendue avec  $N$  quand la largeur du réseau devient plus petit que la longueur de cohérence de phase.

#### 3.3.1 Echantillons

Les échantillons étudiés ont été fabriqués par F. Schopfer au LPN, Marcoussis, en collaboration avec D. Mailly. Il s'agit de réseaux métalliques en Argent de deux différentes topologies carrée et  $T_3$  [39, 40], dont le nombre de plaquettes élémentaires varie de  $N = 10$  à  $N = 10^6$ . La surface élémentaire de chaque plaquette a été choisie de façon à avoir un quantum de flux  $\phi_0$  pour un champ magnétique appliqué de 10 mT. Ceci donne une longueur de brin élémentaire de  $a = 640$  nm (690 nm) pour le réseau carré (réseau  $T_3$ ) respectivement (cf. figure 4.1 pour

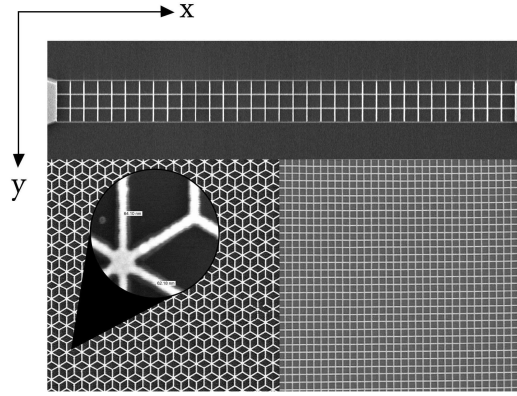


FIG. 3.6: Echantillons de photographies par Microscope Electronique à Balayage (MEB) des réseaux étudiés. On voit les deux contacts reliés aux plots de mesure pour l'échantillon à 99 cellules. Réalisés au LPN, Marcoussis.

la définition de  $a$ ). La largeur de chaque brin du réseau a été mesurée à 60 nm par MEB. La longueur totale de ces réseaux varie donc de 7  $\mu\text{m}$  pour le plus petit jusqu'à 2 mm pour le plus grand. Ce dernier est donc clairement un système macroscopique. Cela nous permet aussi de faire une remarque sur l'extrême difficulté à réaliser de tel système. Etre précis à quelques nanomètres près sur un réseau de taille millimétrique nécessite un réaligement au nanomètre près de la platine portant l'échantillon entre deux champs d'insolation. Enfin, tous les échantillons ont été lithographiés et métallisés en même temps dans le but que  $l_e$  et  $l_\phi$  soient du même ordre pour tous <sup>2</sup>.

La figure 3.6 montre un échantillon d'images par microscopie électronique à balayage des réseaux mesurés. On y observe le réseau de  $N = 100$  plaquettes élémentaires en entier. On voit que le rapport entre la longueur  $L_x$  et la largeur  $L_y$  a été choisi à  $L_x/L_y = 10$ . Tous les autres réseaux ont ce même rapport d'aspect anisotrope, de sorte que lorsque l'on passe d'un réseau à  $x$  cellules à un réseau avec  $N$  fois plus de cellules, c'est à la fois la longueur et la largeur qui sont multipliées par  $\sqrt{N}$ . Une conséquence est que leur résistance est similaire, de l'ordre de 100  $\Omega$ . Le libre parcours moyen est de l'ordre de  $l_e \sim 20$  nm et le coefficient de diffusion de l'ordre de  $D = 90$   $\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ .

### 3.3.2 Résultats expérimentaux

#### 3.3.2.1 Extraction de l'amplitude de l'oscillation AB à $\phi_0$

Nous avons vu que les oscillations AB se manifestent à tout champ, contrairement aux oscillations AAS qui ne se manifestent qu'autour du champ nul. Les mesures pour extraire l'amplitude de l'oscillation AB dans chaque réseau ont donc été effectuées à fort champ. Plus précisément, la magnétoconductance a été mesurée sur une gamme de 0,6 T autour de 1 T. La figure 3.7 montre un échantillon de données de magnétoconductance pour les réseaux  $N = 300$ ,  $N = 3\,000$  et  $N = 30\,000$  et les spectres de Fourier correspondants. On voit clairement les oscillations de la résistance avec une période de 10 mT sur les données brutes. C'est à notre connaissance la première fois qu'un effet purement mésoscopique a été mesuré sur un échantillon de longueur millimétrique. On observe aussi sur ces données la grande dépendance de l'amplitude de l'oscillation AB en fonction de la taille du réseau. L'amplitude de cette oscillation a été calculée de façon précise à partir de l'aire du pic à 10 mT de la transformée de Fourier numérique (FFT) des données

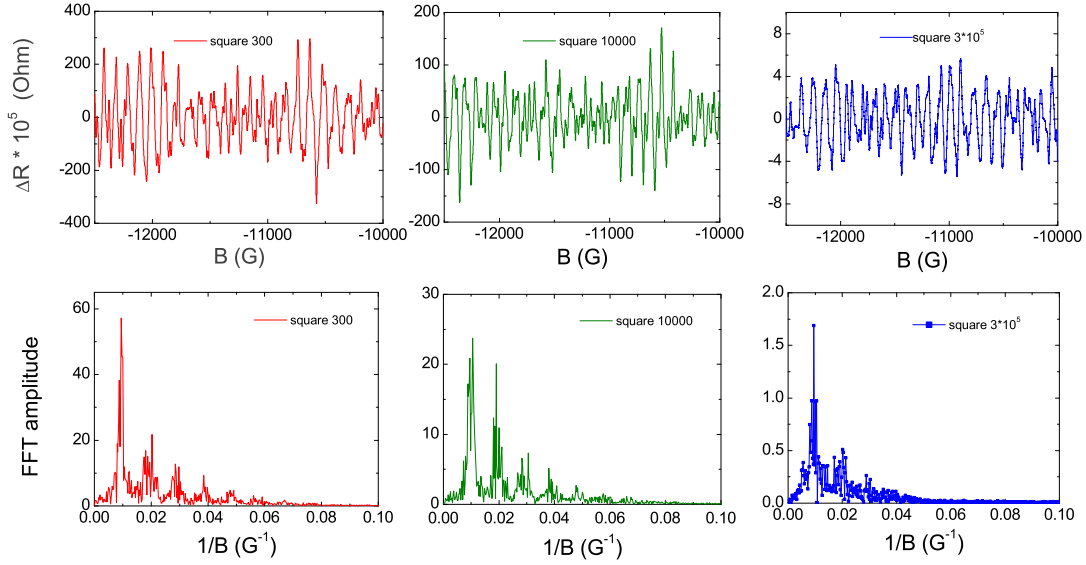


FIG. 3.7: En haut : magnétorésistance des réseaux carrés à  $N = 300$ ,  $N = 3000$  et  $N = 30000$  cellules élémentaires à fort champ après filtrage des fluctuations lentes. En bas : transformées de Fourier numérique (FFT) des ces données.

expérimentales, après filtrage numérique des composantes basses fréquences dues, entre autres, aux dérives thermiques des appareils de mesures. Pour les plus grands réseaux, où l'amplitude des oscillations AB devient très faible, nous avons aussi mesuré la magnétoconductance dans les mêmes conditions mais à champ fixe. On en a extrait le bruit de fond total de notre système de mesure, qu'on a soustrait aux spectres expérimentaux, comme il est fait pour les mesures très sensibles de courants permanents [41, 42]. Finalement les résultats de l'amplitude de l'oscillation AB en fonction du nombre de cellules élémentaires sont présentés à la figure 3.9.

### 3.3.2.2 Extraction de l'amplitude de l'oscillation AAS à $\phi_0/2$

La valeur de l'amplitude de l'oscillation AAS a été extraite de l'amplitude du pic de la transformée de Fourier de la magnétorésistance entre 0, 12 T et  $-0, 12$  T. Un exemple est montré pour le réseau carré à  $N = 3000$  cellules sur la figure 3.8. Il y a par contre une complication pour les plus petits réseaux. Dans ces derniers, les oscillations AB ne sont plus négligeables par rapport aux oscillations AAS. Or les oscillations AB sont présentes à toute valeur de champ, même si elles sont masquées à faible champ par la localisation faible. Et comme la première harmonique de l'oscillation AAS a la même fréquence que la seconde harmonique de l'oscillation AB, l'aire du pic à  $\phi_0/2$  contient ces deux contributions. Pour les décorrélérer, on s'est servi du fait que les mesures sur ces réseaux ont été faites en configuration 2 fils. Cela veut dire que si la phase en champ nulle de l'oscillation AB est a priori aléatoire, dans notre cas les relations de symétrie de la matrice de transmission sous champ magnétique impliquent que la phase est bloquée à la valeur 0 ou à la valeur  $\pi$  [43, 44, 45, 46]. Cette phase de l'oscillation AB a été déterminée au plus bas champ possible. Et ainsi suivant sa valeur on a ajouté ( $\pi$ ) ou soustrait (0) l'amplitude de la seconde harmonique de AB déterminée à fort champ à l'aire du pic à  $\phi_0/2$  à champ nul. La figure 3.9 présente nos résultats de l'amplitude de l'oscillation AAS en fonction du nombre de cellules élémentaires.

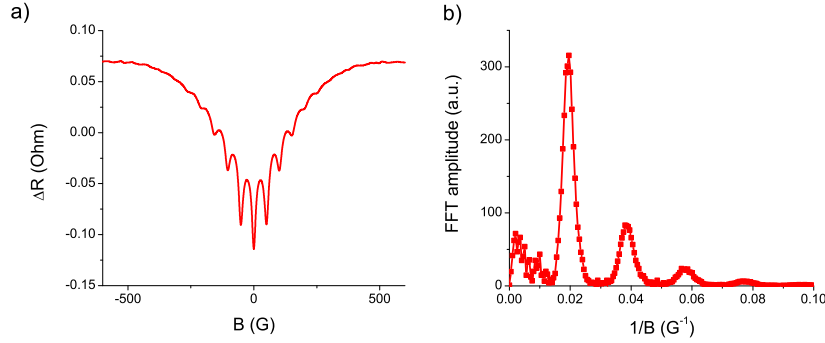


FIG. 3.8: a) Magnétorésistance autour du champ nul du réseau carré à  $N = 3000$  cellules élémentaires et b) sa transformée de Fourier numérique (FFT).

### 3.3.3 Interprétation

La figure 3.9 résume l'ensemble de nos résultats sur l'amplitude de la correction à la conductance (adimensionnée) due aux oscillations AAS et AB en fonction de  $N$ , le nombre de cellules constituant le réseau, et cela pour les deux types de réseaux, carré et  $T_3$  à la température de  $T = 400$  mK<sup>3</sup>. A un facteur numérique près, il faut noter tout d'abord qu'aucun effet de topologie n'est observé : les deux types de réseaux présentent la même dépendance en fonction de  $N$ . De plus, pour les grands réseaux ( $N \gtrsim 300$ ), l'amplitude de l'oscillation AB décroît bien en  $N^{-1/2}$  alors que l'amplitude de l'oscillation AAS est constante, comme dans l'expérience de référence [31]. Par contre, pour les plus petits réseaux ( $N \lesssim 300$ ), on observe un changement de régime pour lequel l'amplitude de la correction à la conductance de la contribution AAS se met à dépendre de la dimension du réseau, en  $N^{-1/2}$ , et pour lequel celle associée à la contribution AB dépend plus fortement du nombre de cellules élémentaires, en  $N^{-3/4}$ . Nous allons montrer que ces exposants non triviaux résultent d'un changement du régime de diffusion, du cas bidimensionnel au cas unidimensionnel, quand la longueur de cohérence de phase devient plus petite que la dimension transverse de notre système.

Dans le premier chapitre nous avons dérivé aux équations (2.31) la dépendance en fonction de la dimension au sens du régime de diffusion de la localisation faible. Les oscillations AAS sont la première harmonique de la localisation faible [47]. En ce qui concerne la correction AB, sa détermination est plus délicate, puisque en moyenne sur le désordre elle est nulle. Pourtant ces deux phénomènes sont liés. Ils ont avant tout la même origine physique, à savoir l'existence de longueur de cohérence de phase. On peut en effet montrer que les oscillations AB, qui sont reliées aux fluctuations de conductance, peuvent être exprimées théoriquement à l'aide de la première harmonique de la fonction de corrélation de la conductivité moyenne [48]. On s'attend donc à ce que ces deux phénomènes soient tous deux également sensibles au régime de diffusion [49, 23]. Dans la limite où  $L_T < l_\phi$ , valeur moyenne et variance sont reliées par l'expression [6] :

$$\delta\sigma_{AB}^2 = \frac{e^2}{h} \frac{4\pi}{3} \frac{L_T^2}{Vol} \Delta\sigma_{AAS} \quad (3.3)$$

Il n'est pas étonnant de voir apparaître dans cette expression, à travers la longueur thermique, l'énergie de Thouless : il faut se souvenir qu'elle nous donne la largeur en énergie des électrons

3– Les amplitudes relatives ont été multipliées par 1, 3 (1, 5) pour les réseaux carré ( $T_3$ ) pour prendre en compte la connectivité différente des deux réseaux



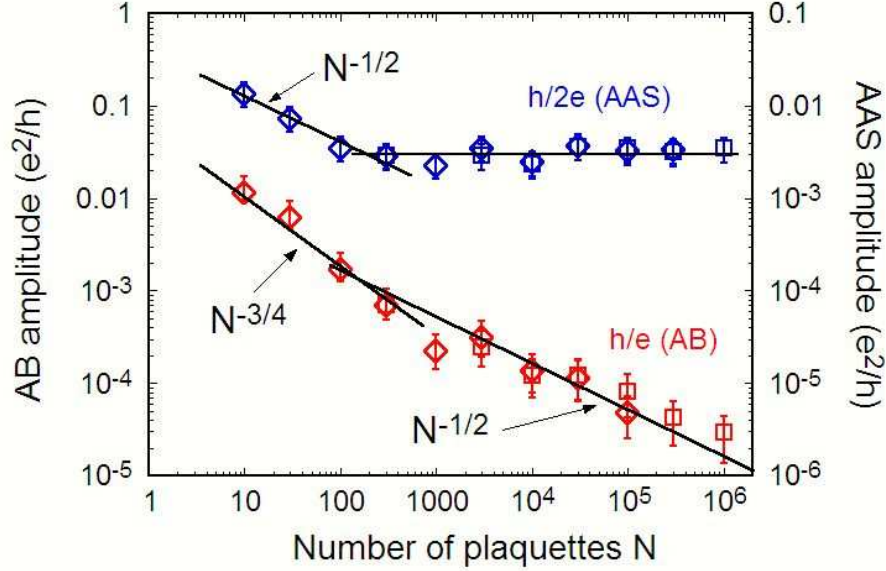


FIG. 3.9: Amplitude des oscillations AAS  $\Delta g_{AAS}$  (bleu) et des oscillations AB  $\Delta g_{AB}$  (rouge) en fonction du nombre de cellules  $N \propto L_x \times L_y$  pour les deux types de réseaux carré ( $\square$ ) et  $T_3$  ( $\diamond$ ).

pouvant contribuer aux interférences. Dans nos réseaux de volume  $Vol = L_x \times L_y$ , cette relation s'écrit en terme de conductance :

$$\delta g_{AB}^2 = \frac{2\pi}{3} \frac{L_T^2}{L_x^3} \Delta g_{AAS} \quad (3.4)$$

Soit  $\delta g_{AB}^2 \propto \Delta g_{AAS}/N$ . Avec les équations (3.4) et (2.31) nous pouvons maintenant expliquer nos résultats, en n'oubliant pas que toutes les mesures ont été effectuées à la même température. A noter que dans notre expérience, contrairement à l'habitude,  $l_\phi$  et  $L_T$  sont constants; c'est la taille des réseaux qui change.

Si la longueur de cohérence de phase est plus petite que la dimension transverse du système, on est dans le cas  $2d$  pour l'équation (2.31), soit  $\Delta\sigma_{AAS} \propto \ln l_\phi/l_e \propto 1$ . En effet, dans ce régime de diffusion libre, les électrons perdent la mémoire de leur phase avant d'atteindre les limites du système. Ils sont insensibles à ses limites, il en découle donc que la correction à la conductivité est indépendante de la taille du système. La contribution à la conductance  $\Delta g_{AAS}$  est déduite de la loi d'Ohm qui s'écrit dans notre cas  $g \propto \sigma L_y/L_x$ ; soit finalement :

$$\Delta g_{AAS}^{(2d)} \propto L_y/L_x \propto N^0 \quad (3.5)$$

Pour les grands réseaux, où la longueur de cohérence de phase est plus petite que ses dimensions, la correction AAS à la conductance est bien indépendante de la taille du système. La correction AB se déduit de (3.4), soit :

$$\Delta g_{AB}^{(2d)} \propto (\Delta g_{AAS}^{(2d)}/N)^{1/2} \propto N^{-1/2} \quad (3.6)$$

On retrouve bien les exposants expérimentaux habituels, observés sur nos plus grands réseaux.

A mesure que la taille des réseaux diminue, la longueur de cohérence de phase peut devenir plus grande que la dimension transverse. Nous avons vu dans ce cas, que l'on changeait de régime de diffusion. La correction à la conductivité change aussi et se met à dépendre maintenant de la taille du système. Plus précisément, l'équation (2.31) donne :  $\Delta\sigma_{AAS}^{(1d)} \propto l_\phi/L_x \propto N^{-1/2}$ . La

correction à la conductance s'écrit donc :

$$\Delta g_{AAS}^{(1d)} \propto L_\phi / L_x L_y / l_x \propto N^{-1/2} \quad (3.7)$$

Pour les plus petits réseaux, où la longueur de cohérence de phase devient plus petite que  $L_y$ , la correction AAS à la conductance dépend de la longueur du réseau, en  $N^{-1/2}$ . Pour la correction AB, on obtient :

$$\Delta g_{AB}^{(1d)} \propto (\Delta g_{AAS}^{(2d)} / N)^{1/2} \propto N^{-3/4} \quad (3.8)$$

C'est aussi la dépendance obtenue expérimentalement. Il reste cependant un point à vérifier pour soutenir notre analyse. Le changement de régime sur la figure 3.9 a lieu entre les réseaux à  $N = 300$  et  $N = 1000$  cellules, soit pour une longueur transverse  $L_y$  de  $3,8 \mu\text{m}$  à  $6,5 \mu\text{m}$ . Nous présenterons au chapitre suivant la mesure de la longueur de cohérence de phase. A  $400 \text{ mK}$ ,  $l_\phi$  est de l'ordre de  $6 \mu\text{m}$  dans un fil q1d évaporé en même temps sur le même "wafer". Cette comparaison, qui ne peut être plus que qualitative, confirme notre analyse.

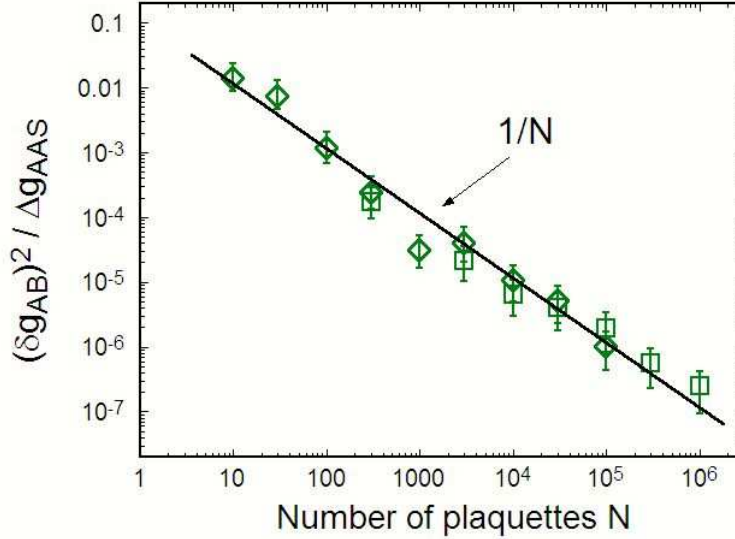


FIG. 3.10:  $\Delta g_{AB}^2 / \Delta g_{AAS}$  en fonction du nombre de plaquettes élémentaires pour les réseaux carrés ( $\square$ ) et  $T_3$  ( $\diamond$ ).

Pour conclure ce chapitre, il reste une autre façon de corroborer notre analyse qui est fondée sur l'équation (3.4). Le rapport  $\delta g_{AB}^2 / \Delta \sigma_{AAS}$  est indépendant de  $l_\phi$  et du régime de diffusion, il ne dépend en fait que de la température et de de la taille du système. Cette relation fondamentale est clairement visible pour nos données sur la figure 3.10 où nous avons représenté  $\delta g_{AB}^2 / \Delta \sigma_{AAS}$  en fonction du nombre de cellules  $N$ . Il s'agit de la première détermination expérimental de cette relation qui est pourtant fondamentale <sup>4</sup>. Elle unit les corrections de localisation faible aux corrections de fluctuations car fondamentalement toutes ces corrections ont une seule origine : la cohérence de phase. Il s'agit en fait de la véritable moyenne d'ensemble au sens théorique. Cette relation n'est rien d'autre que le théorème de limite centrale : la variance diminue  $N^{-1/2}$  par rapport à la valeur moyenne.

Nous avons montré dans ce chapitre que les corrections AAS et AB exhibaient une dépendance non triviale en fonction de la taille du système. Plus profondément, nous avons prouvé que

<sup>4</sup>– La dépendance en  $L_T \propto 1/\sqrt{T}$  de cette relation a été mise en évidence expérimentalement par Wasburn et al. [50] dans le régime q1d uniquement.

ce changement de comportement était dû à un changement de régime de diffusion, quand le réseau devient totalement cohérent dans sa dimension transverse. Dans ce nouveau régime, les oscillations AAS dépendent de la taille du système, en  $N^{-1/2}$ , et par conséquent les oscillations AB décroissent en  $N^{-3/4}$ . Ce nouveau régime, jamais observé jusque là, nous a permis de mettre en évidence expérimentalement pour la première fois la relation fondamentale qui unit les corrections quantiques au transport classique dans les systèmes mésoscopiques.



# DIFFUSION, COHÉRENCE ET RELAXATION DUE AUX INTERACTIONS : ÉTUDES DES CORRECTIONS QUANTIQUES ET MESURES DE LA LONGUEUR DE COHÉRENCE DE PHASE

---

Une question intéressante à se poser est de savoir si un électron peut ressentir la topologie du système dans lequel il diffuse. A priori, la diffusion des électrons dans un métal est très bien décrite par un modèle de mouvement brownien. Le libre parcours moyen  $l_e$  est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, bien plus petit que la longueur d'un brin des réseaux. L'électron subit donc de nombreuses collisions élastiques qui rendent son mouvement dans l'ensemble aléatoire et on peut naïvement penser que cela le rend insensible à la topologie du système dans lequel il diffuse. Nous montrerons dans cette partie que l'électron cohérent, quoique diffusif, garde une mémoire de la topologie du réseau dans lequel il diffuse.

Une question plus fondamentale est de savoir si la topologie a une influence sur la cohérence de phase. A priori, la cohérence ne dépend que du régime de diffusion. Ainsi, que ce soit pour des fils ou un réseau fait des mêmes fils, on s'attendrait à obtenir la même dépendance en température pour la longueur de cohérence de phase. Dans la seconde partie de ce chapitre nous comparerons la dépendance en température de la longueur de phase extraite de différentes manières. Nous verrons que les données expérimentales coïncident à haute température, quand les interactions avec les phonons dominent les processus de décohérence. Par contre, à basse température, on observera des comportements très différents des diverses longueurs caractéristiques de décohérence. Bien qu'il n'y ait pas à l'heure actuelle de théorie adéquate, nous essaierons de faire sentir que ces différences résultent sans doute d'une corrélation non triviale entre des effets de diffusion dans une géométrie connectée telle un réseau et du caractère particulier de la décohérence due à l'interaction électron-électron.

## 4.1 Signature de la topologie dans le spectre des oscillations AAS

### 4.1.1 Diffusion dans un anneau isolé

Que ce soit dans un fil ou un anneau, la correction de localisation faible s'exprime toujours à partir du produit de deux termes :

$$\Delta g_{WL} \propto \int Z(t) f(t/\tau) dt \quad (4.1)$$

où  $Z(t)$  regroupe toute les informations sur la diffusion et  $f$  est la fonction qui prend en compte la décohérence en coupant les longues trajectoires. On comprend aisément que, si cette formule est valable quelque soit la géométrie, l'expression de la correction de localisation sera différente dans le cas d'un fil ou d'un anneau car  $Z(t)$ , la solution de l'équation de diffusion, dépend évidemment de la géométrie dans laquelle se propagent les électrons.

Plus particulièrement, on a vu dans le chapitre précédent que dans le cas d'un anneau se développent des oscillations à l'intérieur du pic de localisation faible. On peut montrer, dans le cas somme toute assez théorique d'un anneau isolé (sans bras), que la probabilité intégrée de retour à l'origine se décompose simplement en harmoniques sous la forme [6, 23] :

$$Z(t) = \left(\frac{\tau_D}{4\pi t}\right)^{1/2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-n^2\tau_D/4t} e^{in\theta} \quad (4.2)$$

où  $\theta = 4\pi\phi/\phi_0$ . On remarque que l'harmonique  $n$  de période  $\phi_0/2$  correspond à une boucle qui encercle  $n$  fois la surface moyenne définie par l'anneau. On peut vérifier que  $n_t$ , le nombre typique de tours d'anneau parcouru au bout d'un temps  $t$ , varie bien en  $\sqrt{t}$  comme on s'y attend pour de la diffusion brownienne. Cette décomposition est très importante car, en prenant une décohérence exponentielle en temps de la forme  $f(t/\tau) = e^{-t/\tau\phi}$ , il s'ensuit que les harmoniques de la magnétoconductance s'écrivent :

$$\Delta g_n = -\frac{l_\phi}{L} e^{-|n|L/l_\phi} \quad (4.3)$$

Le résultat n'est pas surprenant. En considérant une relaxation exponentielle de la phase, l'amplitude de l'harmonique  $n$  dépend exponentiellement du rapport entre la distance parcourue pour encercler  $n$  plaquettes et la longueur de cohérence de phase.

### 4.1.2 Analyse sommaire du spectre des oscillations AAS dans les réseaux $T_3$ et carré

La situation est un peu différente dans nos réseaux. La figure suivante 4.1 présente les trajectoires les plus simples enserrant 1, 2 et 3 fois une plaquette élémentaire. Les boucles (vertes) qui n'encerclent qu'une seule fois une plaquette élémentaire vont donc participer à l'amplitude de la première harmonique à  $\phi_0/2$ . Faire le tour d'une plaquette correspond à une longueur de  $4a$ . En suivant les résultats obtenus pour l'anneau unique, la première harmonique aura un poids en  $e^{-4a/l_\phi}$ , comme pour l'anneau unique.

La seconde harmonique correspond à une longueur de boucle de  $6a$ . Elle sera donc pondérée par un terme en  $e^{-6a/l_\phi}$ . On voit déjà poindre ici un effet de topologie. En effet, dans le cas de l'anneau, la seconde harmonique correspond aux trajectoires qui font deux fois le tour de l'anneau, i.e. de longueur  $8a$ . Le spectre de Fourier de la magnétoconductance dans les réseaux est donc beaucoup plus riche que celui d'un simple anneau.

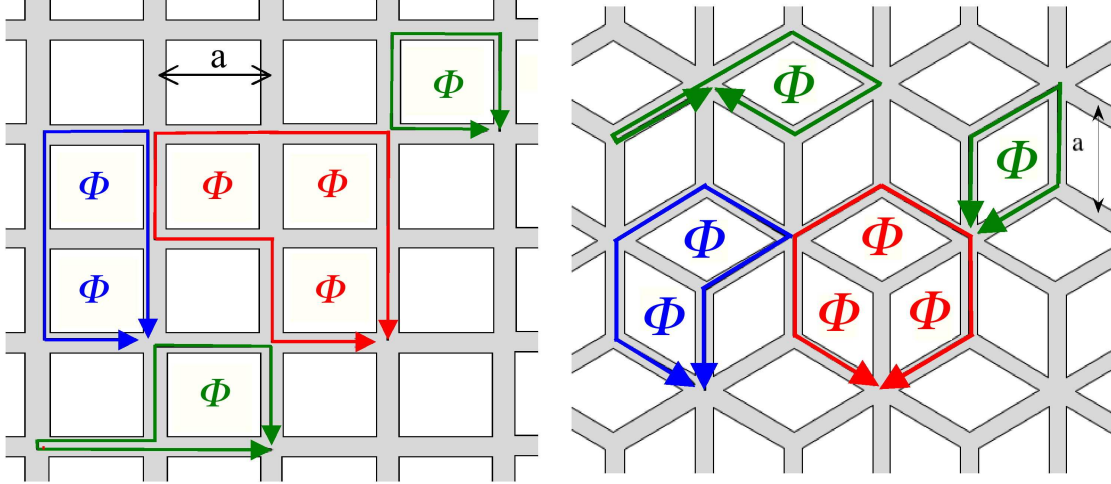


FIG. 4.1: Chemins possibles pour encercler  $n$  fois une surface élémentaire dans un réseau carré (à gauche) et  $T_3$  (droite).

Quant à la troisième harmonique, on voit sur la figure 4.1 que la longueur parcourue est différente suivant le type de réseau. Dans le réseau carré, elle vaut  $8a$  alors que dans le réseau  $T_3$  elle vaut encore  $6a$ . Il apparaît clairement ici un effet de la topologie : le rapport de la troisième harmonique sur la seconde devrait décroître exponentiellement pour le réseau carré, et non pour le réseaux  $T_3$ . Le tableau suivant résume les dépendances de ces trois premières harmoniques.

	réseau carré	réseau $T_3$
harmonique à $\phi_0/2$ :	$\propto e^{-4a/l_\phi}$	$\propto e^{-4a/l_\phi}$
harmonique à $\phi_0/4$ :	$\propto e^{-6a/l_\phi}$	$\propto e^{-6a/l_\phi}$
harmonique à $\phi_0/6$ :	$\propto e^{-8a/l_\phi}$	$\propto e^{-6a/l_\phi}$

Le spectre de Fourier des oscillations AAS contient donc une trace évidente de la topologie du système dans lequel diffuse les électrons ; pour deux réseaux identiques de même maille et de même longueur de cohérence de phase, l'amplitude de la troisième harmonique sera bien plus importante dans le cas du réseau  $T_3$  que du réseau carré (et de l'anneau unique). Plus encore, si on fait le rapport entre la seconde et la troisième harmonique, on obtiendra une dépendance exponentielle pour le réseau carré et approximativement constante pour le réseau  $T_3$ . Le spectre de Fourier de l'oscillation AAS est donc une empreinte digitale de la topologie du système diffusif.

On remarque aussi que l'amplitude des pics dans l'espace de Fourier dépend exponentiellement du rapport entre le pas du réseau et la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$ , elle est donc très sensible à la longueur de cohérence de phase. A l'inverse la mesure des amplitudes des différents pics doit donc être une méthode très précise d'extraction du rapport  $l_\phi/a$ .

En regardant la figure 4.1, on remarque cependant que dans le cas des réseaux il existe aussi des chemins où l'électron se perd dans des bras sans pour autant insérer un autre flux à travers une plaquette. On se doute alors que ce développement n'est valable que dans la limite  $l_\phi < a$ , où l'on n'est finalement que peu sensible au réseau. Il existe en effet un développement qui prend en compte explicitement toutes ces trajectoires possibles [36, 51] . Celui-ci peut s'avérer par contre fastidieux ; nous présentons dans le paragraphe suivant une façon numérique systématique de

résoudre l'équation de diffusion dans un réseau.

### 4.1.3 Résolution numérique de l'équation de diffusion sur un réseau.

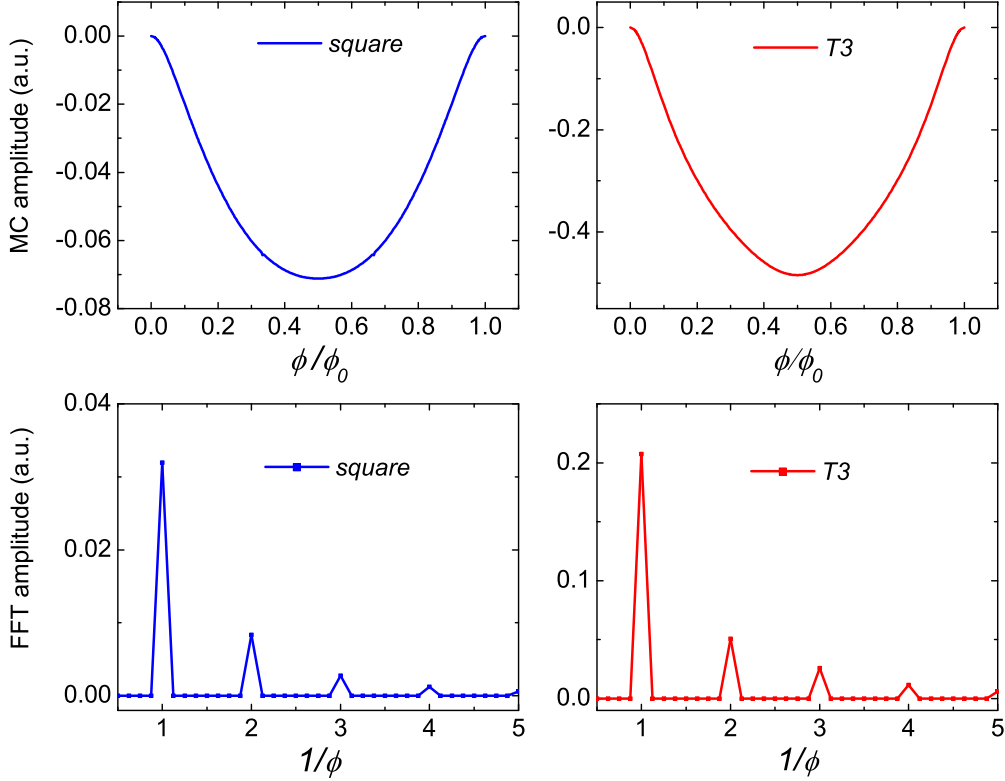


FIG. 4.2: En haut : correction de localisation faible calculée numériquement pour  $l_\phi/a = 0.5$  pour un réseau carré (à gauche) et  $T_3$  (droite). Données numériques de G. M. En bas : transformée de Fourier numérique (FFT) obtenue sur 8 périodes.

Nous avons déjà vu que la façon la plus simple de prendre en compte la décohérence des longues trajectoires introduite par la fonction  $f$  à l'équation (4.1) est d'introduire phénoménologiquement un taux de coupure  $\gamma$  tel que la correction de localisation faible s'écrive :

$$\Delta g_{WL} = \int Z(t) e^{-\gamma t} dt \quad (4.4)$$

Nous répétons que, s'il a été prouvé théoriquement que cela était rigoureux pour prendre en compte l'application d'un champ magnétique perpendiculaire, ceci est seulement approximatif dans le cas de l'interaction électron-électron (cf. premier chapitre). En ce qui concerne l'interaction électron-phonon, il n'y a pas à notre connaissance de démonstration de ce fait ; on admet juste que cela doit être aussi le cas. L'intérêt de cette formulation est que mathématiquement la correction de localisation faible devient directement liée à la transformée de Laplace du noyau de la chaleur  $Z(t)$  de l'équation de diffusion. Supposons qu'on puisse résoudre l'équation de diffusion sur les réseaux carré et  $T_3$ .  $Z(t)$  s'écrit alors très simplement en fonction des valeurs propres  $E_n$  de



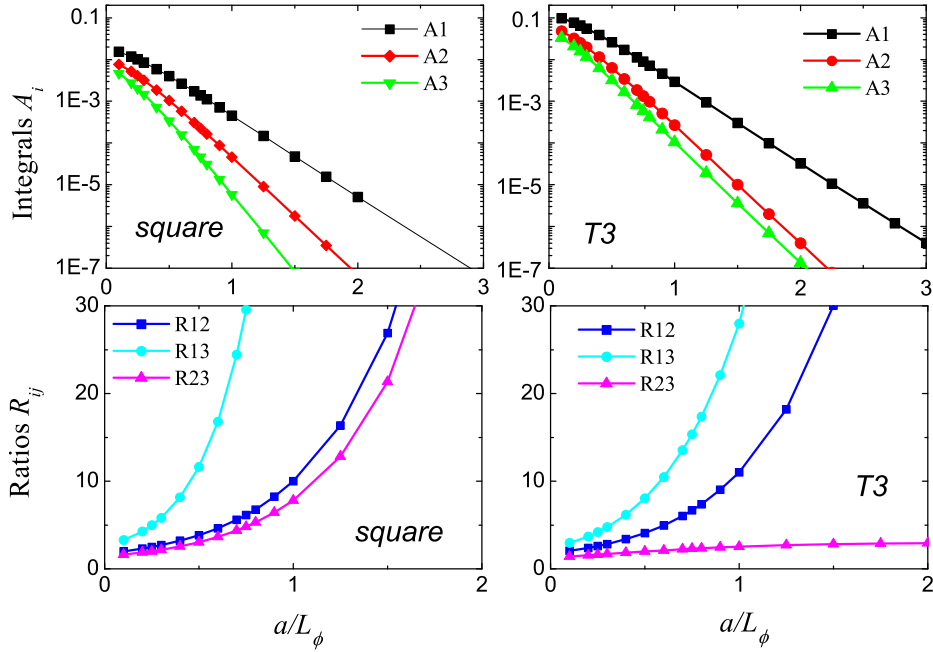


FIG. 4.3: En haut : Amplitudes des 3 premières harmoniques de l'oscillation AAS pour un réseau carré (à gauche) et  $T_3$  (droite) en fonction de  $a/l_\phi$ . En bas : rapport  $R_{ij}$  entre l'amplitude de l'harmonique  $i$  et  $j$  en fonction de  $a/l_\phi$ .

l'équation de diffusion :

$$Z(t) = \sum_n e^{-E_n t} \quad (4.5)$$

La correction de localisation faible s'écrit alors :

$$\Delta g_{WL} \propto \int dt Z(t) e^{-\gamma t} \propto \sum_n \frac{1}{E_n + \gamma} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \ln S_d(\gamma) \quad (4.6)$$

où l'on a introduit le déterminant spectral de l'équation de diffusion :

$$S_d(\gamma) = \prod_n (\gamma + E_n) \quad (4.7)$$

Pour déterminer la correction de localisation faible dans un système connecté, il "suffit" donc de pouvoir y résoudre l'équation de diffusion. Pour toutes valeurs de  $l_\phi/a$ ,  $S_d(\gamma)$  peut être calculé de façon numérique en ne prenant en compte que la topologie et la connectivité d'un réseau régulier. Nous présentons sur la figure 4.2 la magnétorésistance en fonction du champ magnétique réduit appliqué dans le cas où  $l_\phi = 0.5 a$ . Ces calculs numériques ont été réalisés, pour plusieurs valeurs de  $l_\phi/a$  par Christophe Texier et Gilles Montambaux (notés C. T. et G. M. dans la suite) pour les deux types de réseaux qui nous intéressent, à savoir carré et  $T_3$ .

De ces courbes de magnétorésistance, nous avons obtenu l'amplitude (en unité arbitraire) de l'harmonique  $i$  en intégrant l'aire sous le  $i^{eme}$  pic de Fourier des FFT numériques sur 8 périodes. Les résultats sont présentés à la figure 4.3, où les amplitudes des différents pics sont tracés en

fonction de  $a/l_\phi$ . On remarque que ces données numériques de C. T. et G. M. sont clairement de moins en moins sinusoïdales à mesure que  $l_\phi$  augmente, ce qui implique un spectre très riche en harmoniques pour les oscillations AAS dans les réseaux. Comme attendu, dans la limite où  $l_\phi < a$  (i.e.  $a/l_\phi$  grand) l'amplitude des harmoniques décroît bien exponentiellement avec  $a/l_\phi$ . Pour le réseau carré, on obtient des pentes de  $-4$ ,  $-6$  et  $-8$  pour les harmoniques 1, 2 et 3 respectivement du réseau carré, et des pentes de  $-4$ ,  $-6$  et  $-8$  pour les harmoniques 1, 2 et 3 respectivement du réseau  $T_3$ . Ceci est en accord avec notre analyse sommaire au paragraphe précédent. On retrouve donc la prédiction du paragraphe précédent sur les rapports des harmoniques : leur étude nous renseigne directement sur la topologie du réseau étudié.

#### 4.1.4 Résultats expérimentaux

La difficulté d'une telle expérience réside dans le fait que, si l'on veut pouvoir étudier quantitativement le spectre des oscillations AAS jusqu'à la troisième harmonique, il faut que  $l_\phi$  soit grand pour que l'électron aie une probabilité importante de faire plusieurs fois le tour d'une plaquette élémentaire. L'électron peut alors explorer de façon cohérente une grande portion du réseau ce qui conduit à un très riche contenu en harmonique. Il a donc fallu réaliser des réseaux métalliques d'Argent de très grande pureté et dont le pas  $a$  n'est pas trop grand, tout en gardant à l'esprit les critères de visibilité présentés au chapitre précédent.

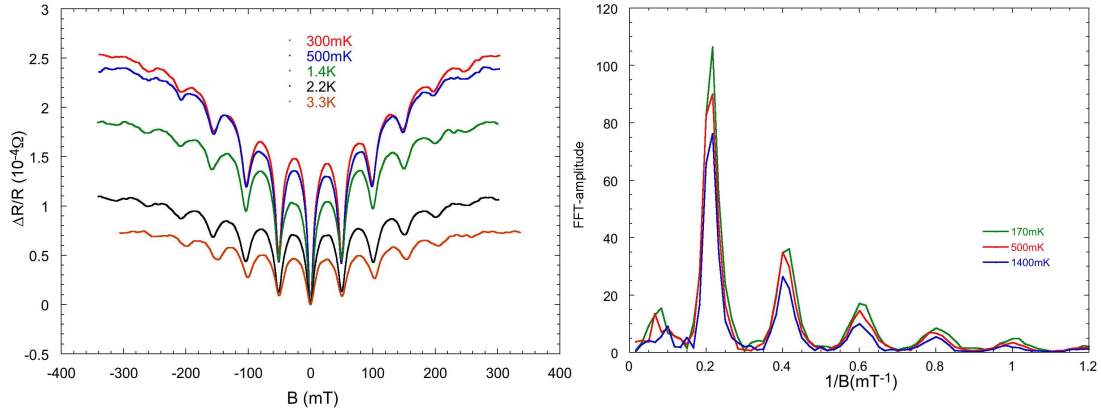


FIG. 4.4: A gauche : oscillations de magnétoconductance pour différentes températures pour le réseau carré à 30 000 plaquettes. A droite : spectre de Fourier obtenu par FFT des courbes précédentes, après soustraction de l'enveloppe.

Expérimentalement, nous avons mesuré la magnétorésistance des plus grands réseaux (30 000, 100 000 et 300 000 et 1 000 000 plaquettes) entre  $-60$  mT et  $60$  mT. Après avoir soustrait l'harmonique zéro, nous avons effectué des transformées de Fourier numériques des données entre  $-30$  mT et  $30$  mT. Pour faire varier le rapport  $l_\phi/a$ , les mesures ont été prises en faisant varier la température, de  $50$  mK à  $5$  K. Des courbes de magnétorésistances ainsi que des spectres typique de localisation faible sont présentés à la figure 4.4.

L'amplitude de l'harmonique  $i$  est alors obtenue en intégrant le  $i^{\text{eme}}$  pic du spectre de FFT sur une fenêtre de largeur constante en fréquence. De la même façon qu'au chapitre précédent, nous avons mesuré le bruit de fond de l'expérience en effectuant les mêmes mesures dans les mêmes conditions, mais sans varier le champ. Ceci nous a permis de soustraire le spectre du bruit de fond de l'expérience, ce qui est nécessaire à une détermination précise des amplitudes à haute température, où le rapport signal sur bruit des harmoniques supérieures est relativement faible.

Finalement la figure suivante 4.5 présente nos résultats sur le rapport des trois premières harmoniques, pour les deux types de réseaux.

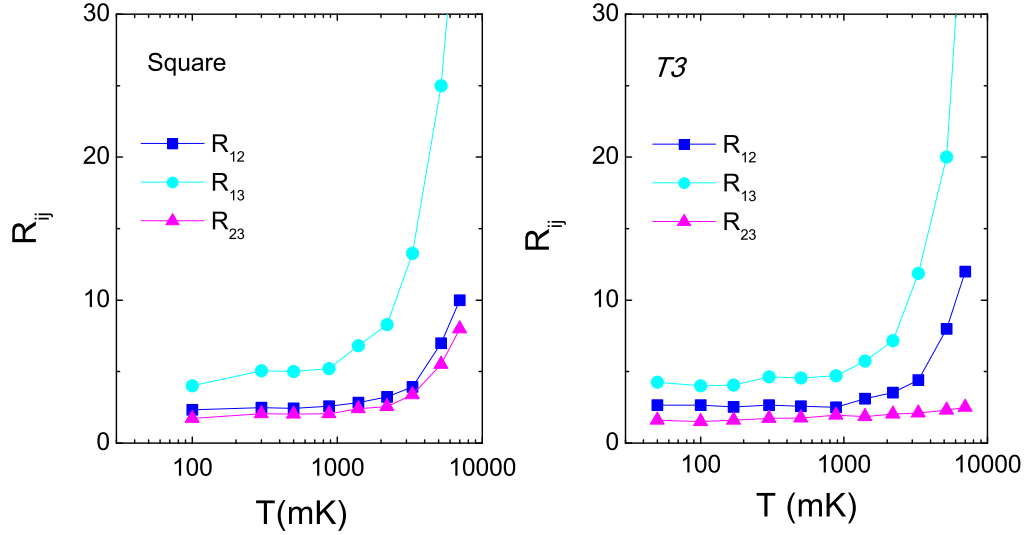


FIG. 4.5: Rapports  $R_{ij}$  des harmoniques  $i$  et  $j$  en fonction de la température pour les réseaux carré (à gauche) et  $T_3$  (à droite) contenant 100 000 plaquettes.

On remarque sur cette figure que, comme attendu, tous les rapports d’harmoniques  $R_{ij}$  croissent fortement avec la température. Seul le rapport  $R_{23}$  du réseau  $T_3$  est pratiquement indépendant de la température. Nous l’avons vu, ceci est exactement dû à la topologie particulière du réseau  $T_3$ , où les boucles élémentaires qui enserrent 2 et 3 fois le flux appliqué (i.e. contribuant respectivement aux seconde et troisième harmoniques) ont exactement la même longueur. Cette différence de comportement en température du rapport  $R_{23}$  dans les réseaux  $T_3$  et carré est la preuve claire que la cohérence électronique rend des électrons browniens sensibles à la topologie du réseau dans lequel ils diffusent.

## 4.2 Mesures de la longueur de cohérence de phase

Nous présenterons dans cette partie une étude comparative de la dépendance en température du temps de cohérence de phase extrait de différentes manières. Nous commencerons par présenter les résultats obtenus sur un fil q1d qui a été réalisé sur le même “wafer” et donc métallisé en même temps que tous les réseaux. Ensuite nous passerons aux réseaux, où l’on a à notre disposition deux façons différentes d’extraire la dépendance en température du temps de cohérence de phase. On s’intéressera d’abord à l’enveloppe de la localisation faible : on étudiera la décohérence des trajectoires qui n’enroulent pas de cellule élémentaire. Finalement nous nous servirons de la méthode originale développée récemment au LPS à Orsay [52] pour étudier le temps de cohérence de phase à partir des harmoniques des oscillations AAS.

### 4.2.1 Longueur de cohérence de phase dans un fil q1d

Ce paragraphe présente les résultats de la dépendance en température de la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$  dans un fil q1d fabriqué en même temps que les réseaux, que nous appellerons Ag1 dans toute la suite. Nous renvoyons le lecteur à la dernière partie de ce mémoire pour de plus amples précisions à son endroit. Ce qui nous importe pour l'instant, ce sont les valeurs de son libre parcours moyen  $l_e \sim 25$  nm et de son coefficient de diffusion  $D = 105$  cm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>, qui sont bien du même ordre que celles extraites pour les réseaux. Les propriétés électriques de ces différents systèmes sont donc bien semblables.

La dépendance en température de la longueur de cohérence de phase est extraite de façon standard à partir des ajustements à la formule (2.52) des courbes de magnétoconductance autour du champ nul. Les paramètres constants entre les différents ajustements sont sa longueur  $L = 465$   $\mu$ m, sa largeur  $w = 120$  nm et la valeur de longueur spin-orbite  $l_{so} = 0,5$   $\mu$ m. Sa résistance est de l'ordre de 3 k $\Omega$ . La figure 4.6 présente nos résultats expérimentaux.

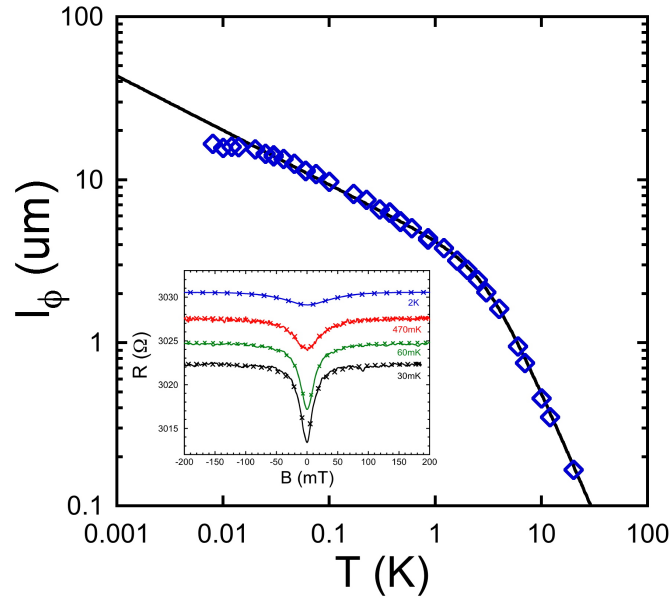


FIG. 4.6: Dépendance en température du temps de cohérence de phase pour le fil q1d Ag1. La ligne continue est un ajustement avec la relation (2.53). En insert, quelques courbes expérimentales de magnétoconductance. Les ( $\times$ ) sont les ajustements à la formule (2.52).

On observe une très bonne adéquation entre les données expérimentales et l'ajustement en traits continus à la formule (2.53). On détermine ainsi expérimentalement que  $L_N = \sqrt{D\tau_N}$  est de  $3,2$   $\mu$ m.K<sup>-1/3</sup>, en bon accord avec la valeur théorique de l'ordre de  $3,7$   $\mu$ m.K<sup>-1/3</sup>. Cette bonne adéquation à la théorie AAK et le fait que  $l_\phi$  atteigne aux plus basses températures  $15$   $\mu$ m est la preuve expérimentale de la très grande pureté de cet échantillon et des réseaux fabriqués en même temps.

### 4.2.2 Extraction de la longueur de cohérence de phase à partir de l'enveloppe de la localisation faible

C. T. et G. M. ont pu dériver une expression analytique de la correction de localisation faible sur un réseau carré à champ nul ; elle s'écrit [52] :

$$\Delta R_{wl} = -\frac{R^2}{R_k} \Delta g_{WL} = \frac{s R^2 l_\phi}{2 R_k L_{eff}} \left[ \coth \frac{a}{l_\phi} - \frac{l_\phi}{a} + \frac{2}{\pi} \tanh \frac{a}{l_\phi} K \left( \frac{1}{\cosh \frac{a}{l_\phi}} \right) \right] \quad (4.8)$$

où  $a$  est la taille d'un brin du réseau et  $K$  l'intégrale elliptique complète du premier type<sup>1</sup>.  $L_{eff} = aL_x/L_y$  est la longueur du réseau effectif avec une seule cellule dans la direction transverse. Dans la limite  $a \gg l_\phi$ , on retrouve bien la limite du fil q1d à savoir  $\Delta R_{wl} = s \frac{R^2 l_\phi}{R_k L}$ . Dans la limite inverse  $l_\phi \gg a$ , on obtient  $\Delta R_{wl} = s \frac{R^2 a}{\pi R_k L} \ln(l_\phi/a)$ , qui est une réminiscence de la magnétoconductance d'un plan (cf. équ. 2.31).

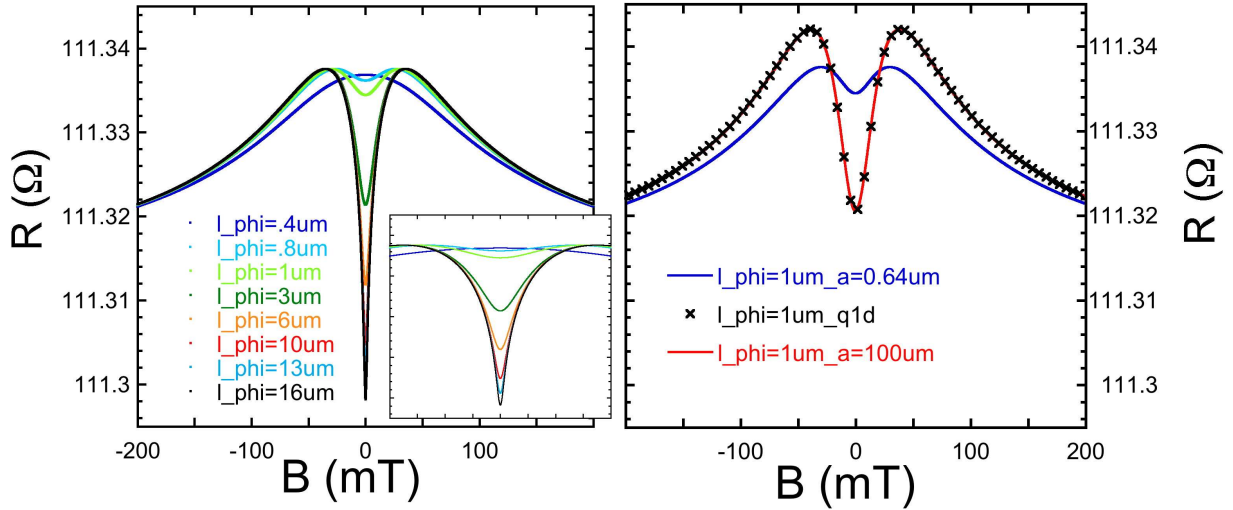


FIG. 4.7: A gauche : simulation d'enveloppes de localisation faible pour le réseau carré à  $N = 300\,000$  à l'aide de la formule (4.8) pour différentes valeurs de  $l_\phi$ . Les autres paramètres nécessaires sont listés dans le tableau 4.1 ; en insert : zoom entre  $\pm 40$  mT. A droite : à  $l_\phi = 1 \mu\text{m}$  constant, les mêmes simulations d'enveloppes de localisation faible pour  $a = 0,64 \mu\text{m}$  (en bleu) et  $a = 100 \mu\text{m}$  (en rouge). Pour la ligne en (x), on a utilisé la formule pour un fil q1d infini (2.52).

Pour obtenir les courbes de l'enveloppe de magnétoconductance, il faut prendre en compte l'effet du couplage spin-orbite et l'effet de la pénétration du champ magnétique dans la largeur finie  $w$  des brins du réseau en effectuant la substitution habituelle introduite aux équations (2.35) et (2.34). La figure 4.7 montre quelques simulations d'enveloppes faites à partir de cette expression (4.8). A gauche, pour les paramètres du réseau à  $N = 300\,000$  cellules (cf. tableau 4.1), on a tracé l'enveloppe de la localisation faible en faisant varier seulement  $l_\phi$ . On voit très clairement se creuser le pic d'antilocalisation dès que  $l_\phi$  est supérieure à quelques  $a$ . Pour la suite de la discussion, il faut remarquer que, dès que  $l_\phi > a$ , les ailes due au couplage-spin-orbite se superposent :

<sup>1</sup> – Je tiens à remercier C. T. qui, entre autres, m'a fait remarquer que "Mathematica" dispose d'une définition non usuelle de cette fonction ; pour ajuster les données avec ce programme l'argument de  $K$  doit être mis au carré.

Echantillon	$R$ ( $\Omega$ )	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$a$ ( $\mu\text{m}$ )	$w$ (nm)	$l_{so}$ ( $\mu\text{m}$ )
300 000	111	7	0,64	61	0,47
1 000 000	87	7	0,64	64	0,48

TAB. 4.1: Paramètres des ajustements expérimentaux de l'enveloppe de la localisation faible dans les réseaux carré à 300 000 et 1 000 000 plaquettes élémentaires. La longueur des réseaux  $L$  correspond au réseau équivalent de même rapport d'aspect mais de longueur transverse  $L_y = a$ , avec  $a$  la longueur d'un côté du carré.  $w$  est la largeur des fils composant le réseau.  $l_{so}$  est la longueur spin-orbite, rentrant dans l'équation (2.35).

on n'atteint jamais le régime d'antilocalisation. Sur la figure de droite, à  $l_\phi$  constant, on a simulé l'enveloppe de la magnétorésistance pour deux valeurs de paramètre de maille  $a$  différents. On y remarque que dans notre cas, où  $a = 640$  nm (courbe bleue), l'allure de la localisation faible est très différente de celle d'un fil q1d de mêmes paramètres (symboles  $\times$ ). Par contre, en faisant tendre  $a$  vers l'infini (courbe rouge), on retrouve bien les valeurs du fil q1d. Ceci est la preuve non ambiguë qu'en étudiant ainsi l'enveloppe de la localisation c'est un effet de réseau que l'on observe, où le rapport  $l_\phi/a$  rentre en jeu.

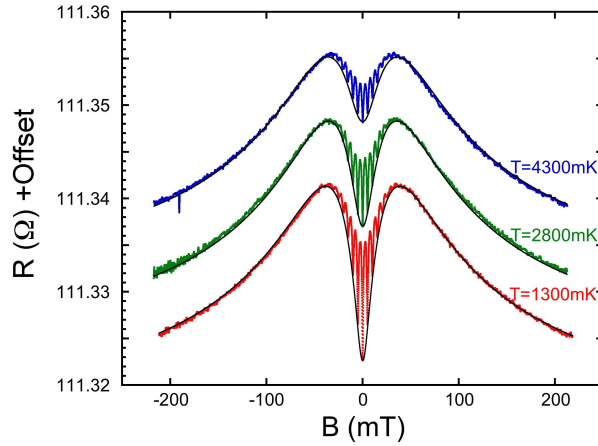


FIG. 4.8: Ajustement avec la formule (4.8) de l'enveloppe de la magnétorésistance dans le réseau carré à 300 000 plaquettes pour les hautes températures. Les courbes aux différentes températures ont été décalées par soucis de visibilité.

La figure 4.8 montre des ajustements expérimentaux avec l'expression (4.8); les paramètres qui ne doivent pas varier avec la température sont regroupés dans le tableau 4.1. Les valeurs des paramètres géométriques sont bien ceux mesurés par microscopie électronique. De plus, il faut noter que la longueur spin-orbite est la même pour le fil et les réseaux. On observe sur cette figure qu'à haute température, il est possible de faire de très bons ajustements des données expérimentales, pour un rapport  $l_\phi/a$  variant de 0,1 à 5. Cela valide donc dans ce régime les approximations effectuées pour obtenir la relation (4.8). La dépendance en température de  $l_\phi$  ainsi extraite pour les deux réseaux carrés est présentée à la figure 4.9, où l'on a reproduit celle dans le fil q1d du paragraphe précédent. À haute température, on observe un accord parfait entre les longueurs de cohérence de phase extraites des réseaux et du fil.

Par contre, typiquement au dessous de 1,5 K, il ne nous a pas été possible d'ajuster les enveloppes de la magnétoconductance en gardant tous les paramètres autres que  $l_\phi$  constant. Plus

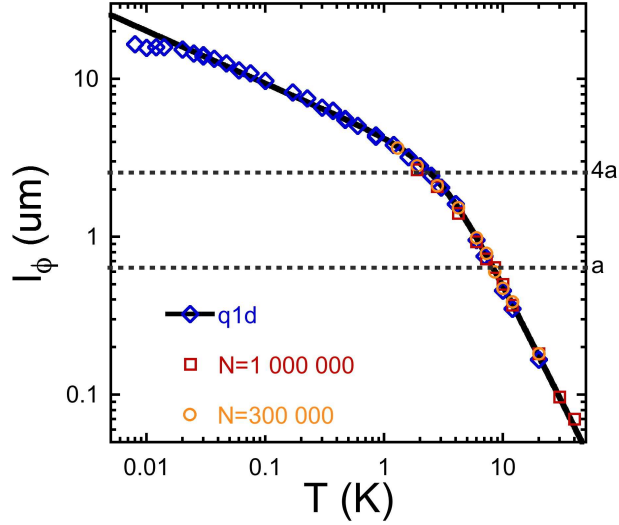


FIG. 4.9: Dépendance en température de la longueur de cohérence de phase pour le fil q1d et pour les deux réseaux carrés à  $N = 300\,000$  et  $N = 1\,000\,000$  cellules.

précisément, comme on le voit à la figure 4.10, la formule (4.8) ne nous permet plus de décrire les résultats expérimentaux. On observe sur ces données expérimentales que le pic d'antilocalisation s'est élargi, et, plus grave encore, les ailes dues au couplage spin-orbite sont maintenant invisibles. Nous avons vu sur la figure de simulation 4.7 que cela ne se produisait pas, même pour  $l_\phi \sim 25 l_{so} \sim 15 \mu\text{m}$ . La figure 4.11 montre comment ces ailes évoluent.

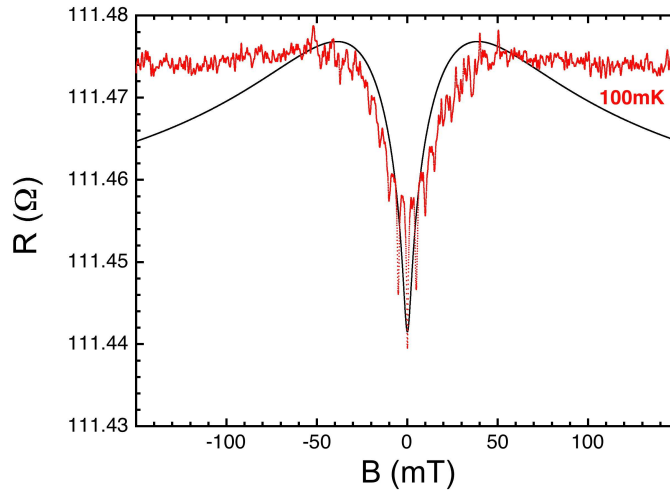


FIG. 4.10: Magnétoconductance expérimentale à 100 mK pour le réseau carré à  $N = 300\,000$ . La ligne continue est une tentative d'ajustement à l'équation (4.8), avec les paramètres du tableau 4.1.

### 4.2.3 Interprétation

Nous avons vu que la théorie qui sous-tend les deux formules d'ajustements que nous avons utilisées pour le fil d'une part (2.52) et pour le réseau d'autre part (4.8) utilise l'hypothèse la plus simple pour la relaxation de la phase électronique : la fonction  $f$  qui coupe les longues trajectoires est en  $e^{-t/\tau_\phi}$ . En ce qui concerne la décohérence induite par l'interaction électron-phonon, qui est le processus dominant à haute température, il est toujours postulé qu'elle peut s'exprimer



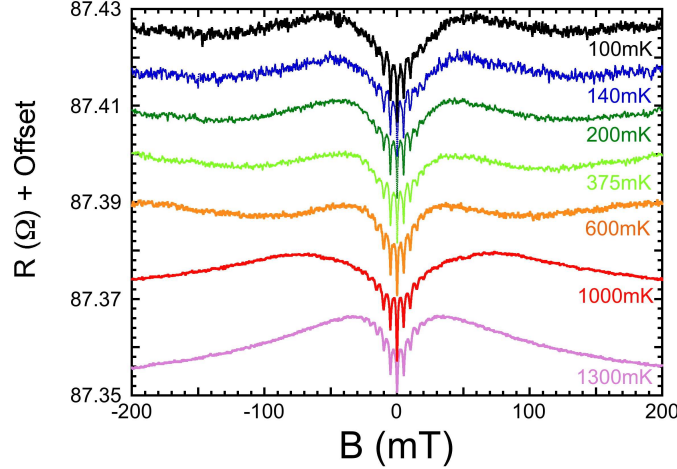


FIG. 4.11: Magnétoconductances expérimentales à différentes températures pour le réseau carré à  $N = 1\,000\,000$ .

ainsi. Le fait que nos mesures dans ce régime, pour deux géométries différentes dans lesquelles les formules théoriques sont clairement non équivalentes (cf. fig. 4.7) et ceci indépendamment des valeurs des rapports  $l_\phi/a$  et  $l_\phi/l_{so}$ , soient en excellente adéquation est une démonstration manifeste de cette conjecture. Il s'agit à notre connaissance de la première preuve expérimentale de cette hypothèse et de la première conclusion de ce travail.

Il n'y a donc qu'un seul pas à faire pour affirmer que les divergences observées aux températures inférieures sont les conséquences de la corrélation non triviale des effets de la diffusion dans un réseau et du caractère singulier de la relaxation due à l'interaction électron-électron. Dans le premier chapitre, nous avons remarqué que si ce caractère singulier est démontré théoriquement, son effet expérimental est trop faible pour être mis en évidence dans un fil q1d. Dans un réseau il n'y a pas à l'heure actuelle de théorie adéquate. On se doute cependant que, dans la limite  $l_\phi < a$ , il n'y a que peu d'effet de réseau et qu'ainsi la formule (4.8) peut décrire les données expérimentales. Comme dans le cas du fil q1d, on retrouvera  $l_\phi \sim l_N$  [25]. Par contre, dans la limite inverse, on peut penser que la corrélation entre cet effet de réseau et l'effet de l'interaction électron-électron rend l'hypothèse de relaxation exponentielle fautive : ce serait la raison fondamentale de l'inaptitude de l'équation (4.8) à décrire correctement les données expérimentales.

Plus intrigantes sont les allures des magnétoconductances expérimentales à très basse température. Nous avons vu qu'en diminuant la température, on passait continûment de courbes de localisation à haute température à des courbes d'antilocalisation à basse température et que cela était en contradiction avec les simulations effectuées à partir de la formule théorique (4.8). Pourtant, cette évolution est habituelle dans les mesures de localisation faible : nous avons observé exactement le même comportement pour la magnétoconductance du fil q1d. Dans un métal, on observe une localisation à haute température, quand, dans les substitutions introduites aux équations (2.35), c'est la contribution du triplet qui domine, i.e.  $l_{\phi,trip} < l_{\phi,sing}$ . Ceci a donc lieu à haute température où  $l_\phi \ll l_{so}$ . Dans la limite inverse, à basse température, on a  $l_\phi \gg l_{so}$  : c'est la contribution du singulet qui domine et on observe une antilocalisation de valeur moitié par rapport au cas sans spin-orbite. Nous avons donc essayé d'ajuster les données expérimentales en ne considérant que cette dernière contribution à très basse température, bien que ceci soit en désaccord avec les simulations d'enveloppes effectuées à partir de l'équation (4.8) en prenant les paramètres physiques de nos réseaux. Plus précisément, nous avons mesuré l'amplitude de la correction expérimentale à champ nul due à la localisation faible, en soustrayant de la valeur mesurée



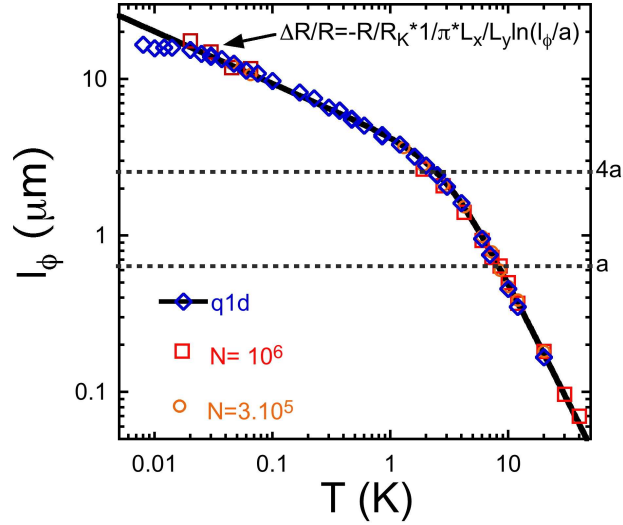


FIG. 4.12: Dépendance en températures de  $l_\phi$  extraite du fil q1d (bleu), de l’analyse des enveloppes à hautes températures et de l’analyse de la correction à champ nul à basses températures pour les deux réseaux carré précédemment présentés.

à  $B = 0$  la valeur constante à fort champ. Puis, à partir de l’équation limite pour  $l_\phi/a \gg 1$  de la magnétoconductance dans un réseau carré, qui s’écrit  $\Delta R_{wl} = s \frac{R^2}{\pi R_k} \frac{a}{L_{eff}} \ln(l_\phi/a)$ , nous avons extrait la valeur de  $l_\phi$  (en prenant  $s = -1$  pour le cas de la contribution singulet). Les résultats de la dépendance en température de la longueur  $l_\phi$  ainsi extraite sont présentés sur la figure 4.11.

Ces résultats sont surprenants. Ils confirment tout d’abord le fait que la formule (4.8) est *in fine* adéquate pour étudier la correction de localisation faible en champ nul pour toutes valeurs de  $l_\phi/a$ . Il ne faut pas oublier que cette formule fait l’extrapolation entre un comportement de diffusion 1d (pour  $l_\phi \ll a$ , où  $\Delta g_{WL} \propto l_\phi$ ), à un comportement de diffusion 2d (pour  $l_\phi \gg a$  où  $\Delta g_{WL} \propto \ln l_\phi$ ). Nos résultats expérimentaux montrent donc clairement que nous observons dans nos réseaux un “crossover” entre ces deux régimes. On remarque aussi que la longueur de cohérence de phase extraite des enveloppes à très basse température coïncide avec celle extraite sur le fil q1d. Cela signifie que, quoique la diffusion soit bidimensionnelle dans ce régime, la décohérence reste unidimensionnelle. En effet, la longueur de Nyquist pour une décohérence à  $d = 2$  s’écrit [6] :

$$l_{N,2d} \propto L_T \quad (4.9)$$

donnant une dépendance en température de la forme  $T^{-1/2}$ . Bien que, pour l’instant, nous n’ayons des résultats que sur une décade, il apparaît clairement que la longueur de cohérence ne suit pas, dans nos réseaux une telle dépendance en température. De toute façon, ce résultat est somme toute logique. Certes, la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$  étant grande devant  $a$  le pas du réseau, les trajectoires de diffusion explorent le réseau dans ses deux dimensions : la diffusion est donc bidimensionnelle et la correction de localisation faible est logarithmique. Mais, les trajectoires de diffusion restent limitées par la section des fils composant le réseau : la décohérence due à l’interaction électron-électron reste celle causée le bruit thermique du champ électromagnétique classique dans un conducteur unidimensionnel, où  $l_\phi \propto T^{-1/3}$ .

En conclusion, nous avons donc vu, dans cette étude comparative de l’enveloppe de la correction de localisation faible pour un fil q1d et pour un réseau composé de fils q1d, que nous extrayons, à haute et à basse température, la même dépendance en température pour la longueur

de cohérence de phase. Ceci n'est pas surprenant, car en étudiant l'enveloppe des oscillations AAS dans un réseau, ce sont avant tout les trajectoires qui n'enserrent pas le flux imposé par la géométrie fermée que nous étudions : ce sont donc les mêmes trajectoires que celles qui contribuent à la localisation dans un simple fil. Nous avons aussi montré que ceci est robuste au régime de diffusion, que l'on soit  $1d$  ou  $2d$ , la décohérence pour l'enveloppe reste unidimensionnelle, limitée par le bruit de Johnson Nyquist dans un conducteur résistif de la largeur des brins du réseau. Par contre, nous avons vu qu'il nous était impossible de décrire totalement l'enveloppe de la magnétoconductance pour les réseaux à basse température, bien qu'à champ nul elle décrive correctement le passage de  $1d$  à  $2d$ . Nous soutenons que l'inadéquation à basse température de cette formule (4.8) à décrire le passage du régime  $2d$  à champ nul au régime  $1d$  à champ fort résulte des hypothèses trop restrictives nécessaires à sa dérivation : l'influence de tous les processus de relaxation ont été incorporés de la façon la plus simple, en les coupant de façon exponentielle. Nous rappelons qu'il est démontré que l'interaction électron-électron a un effet plus complexe. De plus, nous pointons aussi du doigt l'effet du couplage spin-orbite sur la cohérence dans les réseaux, quand sa longueur caractéristique est de l'ordre de la maille. Nos résultats prouvent l'impossibilité de prendre en compte simplement à la "Matthiesen" l'effet du couplage spin-orbite en introduisant une longueur caractéristique  $l_{so}$  constante en température via les équations (2.35).

#### 4.2.4 Extraction de la longueur de cohérence à partir du rapport des harmoniques

Outre la formule de l'enveloppe de localisation faible, C. T. et G. M. ont calculé numériquement l'amplitude des oscillations AAS, dans la même approximation, pour toute valeur de  $l_\phi/a$  : ces données ont été présentées au début de ce chapitre. En suivant la méthode développée récemment au LPS (Orsay) [52, 25], il existe une manière élégante et sans paramètres ajustables de déterminer la dépendance du rapport  $l_\phi/a$  en fonction de la température. Il faut comparer le rapport des harmoniques des oscillations AAS aux calculs numériques présentés en début de chapitre.

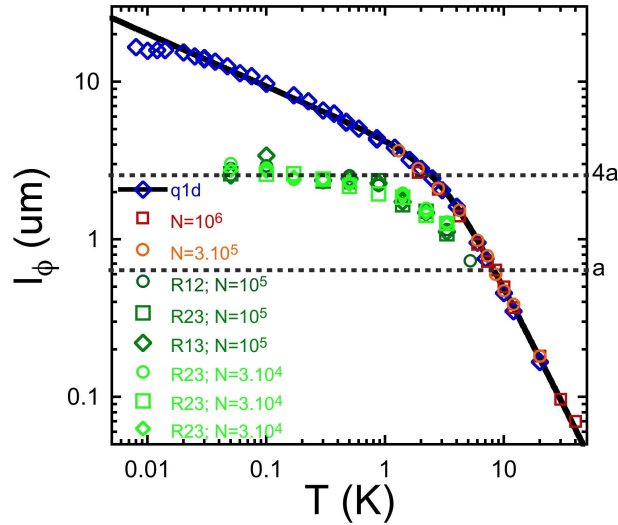


FIG. 4.13: Dépendance en température de la longueur de cohérence de phase extraite des différents rapports possibles des trois premières harmoniques, pour les réseaux carré à 100 000 (symboles verts foncés) et à 30 000 (symboles verts clairs) cellules élémentaires.

La figure 4.13 présente les résultats de la dépendance en température de la longueur de cohérence de phase extraite des 3 rapports possibles des trois premières harmoniques, et ceci pour

les réseaux carré de 30 000 et 100 000 de plaquettes élémentaires. On y a reproduit aussi les dépendances en température des longueurs de cohérence de phase présentées précédemment. Les amplitudes des différentes harmoniques ont été extraites, comme aux chapitres précédents, de l'aire des pics respectifs des transformées de Fourier numériques des données de magnétoconductances, à différentes températures, à pas en champ constant entre  $-30$  et  $+30$  mT, après soustraction de l'harmonique zéro. La première chose qu'il faut remarquer est qu'à chaque température les différentes valeurs de  $l_\phi$  extraites des différents rapports et des différents réseaux coïncident : cela valide donc cette méthode d'extraction de  $l_\phi$  dans nos réseaux.

Par contre, il saute aux yeux que l'on observe, sur quasiment toute la gamme de température, une profonde divergence entre le comportement de  $l_\phi$  extrait des enveloppes et le comportement de  $l_\phi$  extrait des harmoniques. A haute température, les oscillations sont de très faibles amplitudes, mais on se doute que les différentes  $l_\phi$  tendent à se rejoindre quand  $l_\phi < a$ . Par contre, à basse température, typiquement dès que  $l_\phi > a$ , on observe des divergences.

Nous n'avons pas, à l'heure actuelle, de théorie adéquate pour étudier, dans la limite où la longueur de cohérence est grande devant la maille du réseau, la dépendance des harmoniques des oscillations AAS en fonction de la température. Pour l'instant, seul le cas de l'anneau unique connecté à été traité [49, 23]. Ces études pointent un résultat fondamental dont nos mesures sont une preuve expérimentale. Alors que tout un chacun pensait que, dans un anneau de périmètre  $L$ , les harmoniques des oscillations étaient toujours proportionnelles à  $e^{-|n|L/l_\phi}$  et que la prise en compte de la décohérence due à l'interaction électron-électron, par mimétisme avec le cas du fil q1d, s'effectuait toujours à l'aide de la substitution  $l_\phi \rightarrow l_N$ , Ludwig et Mirlin ont prouvé, dans le cas où  $l_N \ll L$ , que le caractère particulier des effets sur la cohérence de l'interaction électron-électron impliquait que les harmoniques dépendaient d'une combinaison non triviale de  $l_N$  et de  $L$  sous la forme [49] :

$$\Delta g_n \propto e^{-|n|L/L_C} \quad (4.10)$$

où  $L_C = L_N^{3/2}/L^{1/2}$ . La conséquence fondamentale de ce résultat est que la dépendance en température de la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$ , extraite de la relation  $\Delta g_n \propto e^{-|n|L/l_\phi}$ , est en  $T^{-1/2}$  et non plus  $T^{-1/3}$ .

Texier et Montambaux, quant à eux, ont étudié le régime inverse et ont montré, dans le cas où  $l_N \gg L$ , que les électrons passent finalement beaucoup de temps dans les bras, où ils perdent de la cohérence, sans pour autant encercler la surface élémentaire définie par l'anneau. Ceci a pour effet de rendre la diffusion effective dans l'anneau anormalement lente : le nombre typique  $n_t$  de tours d'anneau effectué pendant un temps  $t$  n'est plus  $n_t \propto t^{-1/2}$  comme dans le cas d'une marche au hasard brownienne classique, mais  $n_t \propto t^{-1/4}$ . L'amplitude des harmoniques des corrections quantiques diminue donc et s'écrit [23] :

$$\Delta g_n \propto e^{-|n|\sqrt{2L/l_\phi}} \quad (4.11)$$

Dans ce cas, la substitution habituelle  $l_\phi \rightarrow l_N$  pour prendre en compte l'interaction électron-électron est toujours valable, mais conduit à une dépendance en température de l'amplitude des harmoniques en  $T^{-1/6}$ . La dépendance en température extraite de l'étude des harmoniques dans nos réseaux est encore plus douce ; il n'en demeure pas moins que ce résultat pour l'anneau unique permet d'intuiter le comportement dans nos réseaux de la longueur de cohérence de phase extraite des rapports d'harmoniques.

## 4.2.5 Perspectives

### 4.2.5.1 À haute température

La première perspective de ce travail est d'utiliser les données numériques de la partie oscillante de la magnétoconductance pour reconstruire la totalité des courbes expérimentales au dessus de 1 K, là où la formule analytique dérivée pour l'enveloppe s'est avérée capable de décrire nos mesures. Cela nous permettrait de confirmer nos hypothèses sur la relaxation dans le régime où la décohérence est limitée par les interactions avec les phonons. De plus, cela nous permettrait aussi d'étudier l'effet du couplage spin-orbite sur la partie oscillante de la magnétoconductance, que nous avons négligé jusqu'alors.

### 4.2.5.2 À basse température

Plutôt que d'étudier directement le rapport des harmoniques, il semble tout d'abord nécessaire, pour mieux comprendre la physique complexe qui régit diffusion et décohérence des oscillations AAS dans nos réseaux, d'étudier seulement la dépendance des différentes harmoniques en fonction de la température. Des calculs préliminaires de C.T. tendent à prouver que les harmoniques doivent se comporter, dans la limite  $l_\phi \gg a$ , de la façon suivante :

$$\Delta g_{WL} \propto -\frac{a}{4\pi|n|L_{eff}} \left[ 1 - \frac{\pi n a^2}{l_\phi^2} \left( \ln \frac{l_\phi^2}{\pi n a^2} + cste \right) \right] \quad (4.12)$$

Il s'agit maintenant de comparer ce résultat à nos mesures pour en extraire la relation non triviale qui unit  $l_\phi$  et  $L_N$  dans nos réseaux.

## Deuxième partie

# Etude expérimentale de la cohérence de phase électronique en présence d'impuretés magnétiques



# ÉLÉMENTS DE THÉORIE SUR L'EFFET KONDO.

---

## 5.1 L'effet Kondo en Physique du Solide

### 5.1.1 Transport électronique à basse température dans les métaux

Dans les métaux purs, les électrons de conduction sont bien décrits par un modèle de liquide de Fermi : ils se comportent comme des quasiparticules très faiblement couplées. Ainsi dans un modèle d'électrons libres à la Drude, si on diminue la température, et donc avec l'amplitude des vibrations du réseau cristallin, les électrons vont pouvoir diffuser plus facilement et la résistance électrique du métal chute. Finalement, elle atteint aux alentours de quelques Kelvin une valeur de saturation proportionnelle à la densité de défauts statiques. Au premier ordre, on peut donc écrire la dépendance en température de la résistance de métaux purs tels que l'or ou l'argent sous la forme [53, 54] :

$$R_0(T) = R_0(1 + aT^n) \quad (5.1)$$

où  $R_0$ , la valeur de saturation à température nulle, est proportionnelle à l'intensité du désordre statique (impuretés non magnétique, défauts du réseau cristallin). Le second terme traduit l'augmentation de la résistivité à haute température, due à l'activation de processus inélastiques tels que la diffusion électron-phonon. On donne généralement une valeur de  $n$  variant de 3 à 5.

Cependant le comportement de ces métaux change radicalement si on y dilue des atomes magnétiques. Ces atomes, tels que le cobalt, le fer ou le manganèse, correspondent aux éléments qui ont les couches atomiques localisées d ou f non pleines et possèdent ainsi un moment magnétique d'origine électronique non nul. Plutôt que de saturer, la résistance de ces alliages magnétiques dilués possède un minimum puis augmente de façon logarithmique quand la température diminue : c'est l'effet Kondo.

Après sa découverte en 1930, les premières expériences [55, 56, 57] ont mis évidence le rôle crucial des impuretés magnétiques : cette augmentation de la résistivité est corrélée expérimentalement à un comportement type Curie-Weiss de la susceptibilité magnétique [58, 59, 54], ce qui traduit la présence de moments magnétiques libres. Plus tard, des mesures faites sur des alliages très dilués (avec des concentrations  $c_{imp} < 0.1\%$ ) ont montré que cette remontée est aussi proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques : il s'agit donc d'un effet d'impuretés

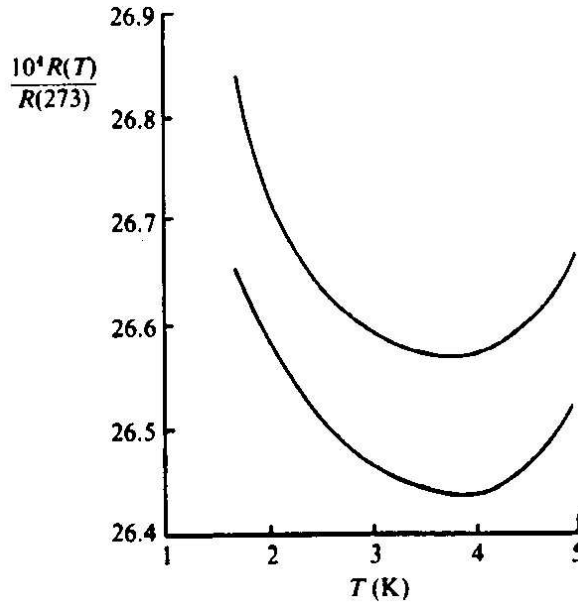


FIG. 5.1: Minimum dans la résistivité électrique de l'Or. D'après de Hass et al. 1934 [55].

indépendantes. De plus, toutes les données pour différentes impuretés et différents métaux ne dépendent que d'une seule échelle d'énergie  $T_K$  [57], appelée température de Kondo. On obtient pour chaque observable physique une courbe universelle qui ne dépend que de la variable  $T/T_K$ . Pourtant celle-ci varie selon les alliages sur plusieurs ordres de grandeurs.

A l'époque, toute analyse théorique de cet effet se heurtait à trois principaux obstacles. Tout d'abord, le fait que la résistance dans un métal augmente quand la température diminue est contre intuitif, tout processus de diffusion électronique devant s'annuler à mesure que l'espace de phase accessible aux excitations diminue avec la température. De même, l'origine de cette nouvelle échelle d'énergie  $T_K$  était d'autant plus obscure qu'elle peut varier sur plusieurs ordres de grandeurs. Enfin, le fait que toutes les données peuvent se scaler sur une seule et même courbe laissait poindre le fait qu'il s'agissait d'un problème assez général; il fallait donc trouver un modèle simple et universel.

## 5.1.2 Les traitements théoriques du problème des alliages magnétiques dilués

### 5.1.2.1 Explication de J. Kondo du minimum de résistivité :

L'Hamiltonien d'électrons diffusant dans un métal pur désordonné s'écrit :

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}, \sigma} + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} c_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} c_{\mathbf{k}', \sigma} \quad (5.2)$$

où le premier terme représente les électrons de conduction, et le terme  $V$  est le potentiel de désordre. Moyennant un changement de base,  $H_0$  est diagonal. Le modèle de départ de Kondo<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> – ce modèle phénoménologique peut être dérivé, par une transformation dite "transformation de Schrieffer-Wolff"



appelé modèle s-d, prend en compte le couplage entre un unique moment magnétique local  $\vec{S}$ , placé à l'origine, et le spin des électrons de conduction [62] :

$$H_{sd} = H_0 + J \vec{S} \cdot \vec{s}_e(0) \quad (5.3)$$

$\vec{s}_e(0)$  est l'opérateur densité de spin des électrons de conduction au point de l'impureté<sup>2</sup>.

L'ingrédient essentiel de ce modèle vient du couplage antiferromagnétique ( $J < 0$ ) entre les électrons de conduction et le spin  $S$ . On a interaction entre un continuum d'états, la mer de Fermi électronique, et des états localisés, représentant l'impureté magnétique. Cette dernière possède des degrés de libertés internes dégénérés ; le spin de l'impureté peut prendre n'importe quelle valeur. On a donc interaction entre des électrons libres et des diffuseurs dynamiques. Considérons pour l'instant le cas simple où  $S = 1/2$  : l'impureté magnétique ne possède que deux états, tout comme les électrons. J. Kondo montre qu'en poussant le calcul perturbatif en  $J$  jusqu'au troisième ordre, la dégénérescence de spin de l'impureté a un effet significatif sur la diffusion à basse énergie des électrons de conduction. A cet ordre, il faut prendre en compte explicitement les degrés de liberté internes de l'impureté, ainsi on peut avoir des processus *de retournement de spin de l'impureté et de l'électron diffusant*. J. Kondo montre que ces processus rendent le taux de relaxation des quasiparticules à basse énergie très dépendant de l'énergie. Plus particulièrement il obtient des termes logarithmiques. Pour la résistivité, il obtient l'expression [62] :

$$R(T) = R_0(T) + c_{imp} R_1 (1 - \ln(k_B T/D)) \quad (5.5)$$

où  $D$  est la largeur de la bande de conduction et  $R_0(T)$  est définie à l'équation (5.1).

Cette expression possède un minimum ; par dérivation on obtient :

$$T_{min} = \left( \frac{R_1}{na} \right)^{1/n} c_{imp}^{1/n} \quad (5.6)$$

La figure 5.2 de gauche est tirée de l'article original de J. Kondo [62]. Son calcul perturbatif permet bien d'expliquer la remontée de la résistance à basse température. Il permet aussi d'expliquer quantitativement le minimum de résistivité, comme le montre la figure 5.2 de droite. Pourtant, l'expression (5.5) présente manifestement un problème pathologique : elle diverge à température nulle, ce qui n'a pas de sens physique. Le problème Kondo a été de trouver une solution valable à  $T = 0$ .

### 5.1.2.2 Echec du traitement perturbatif à basse température

Si on regarde les termes dominants des ordres supérieurs du développement perturbatif, on obtient encore des termes logarithmiques qui divergent de plus en plus [64]. Une solution crût être

[60] d'un modèle microscopique plus général appelé modèle d'Anderson [61]. Dans ce modèle, les électrons de conduction peuvent peupler le site atomique de l'impureté. Il est donc plus adapté aux calculs *ab initio* et à l'étude de l'effet Kondo dans les boîtes quantiques.

2- il s'écrit en fonction des matrices de Pauli :

$$\vec{s}_e(0) = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\alpha, \beta} c_{\mathbf{k}, \alpha}^\dagger \left( \frac{\vec{\sigma}}{2} \right)_{\alpha\beta} c_{\mathbf{k}', \beta} \quad (5.4)$$

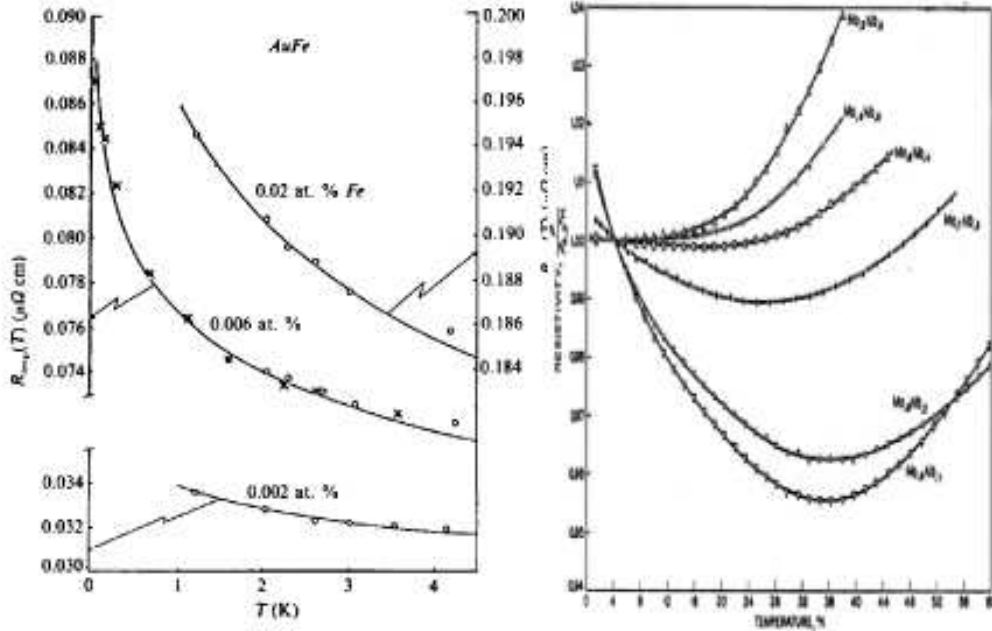


FIG. 5.2: A gauche : résistivité de l'Or en fonction de la température pour différentes concentrations en Fer, reproduction de l'article original de J. Kondo de 1964 [62]. Les lignes en continu sont des ajustements avec l'équation (5.5). A droite : minimum de résistivité des alliages Mo-Nb and Mo-Re en fonction de la concentration en impuretés magnétiques de Fer. D'après Sarachik et al. [63].

trouvée par Suhl en sommant alors tous les diagrammes d'excitation à un électron, pas seulement les prépondérants (méthode dite de la RPA : Random Phase Approximation). Certes, le problème des divergences est résolu : toutes les observables physiques deviennent des fonctions universelles continues de  $T/T_K$  [65, 66]. Par exemple, Hamann obtient pour la résistivité avec cette méthode la loi [67] :

$$R_{imp}(T) = \frac{R_{imp}(0)}{2} \left( 1 - \frac{\ln(T/T_K)}{\sqrt{\ln^2(T/T_K) + \pi^2 S(S+1)}} \right) \quad (5.7)$$

où la température de Kondo  $T_K$  est définie par :

$$k_B T_K \sim D e^{-1/2 J \nu_F} \quad (5.8)$$

avec  $\nu_F$  la densité d'états électronique du métal hôte.

Mais la comparaison avec les résultats expérimentaux n'est satisfaisante que pour  $T \gg T_K$ . Dans la limite inverse,  $T \ll T_K$ , la résistivité à basse température semble plutôt suivre une loi de puissance du type [68, 69] :

$$R_{imp}(T) = R_{imp}(0) \left( 1 - \left( \frac{T}{\theta_R} \right)^2 + O \left( \frac{T}{\theta_R} \right)^4 \right) \quad (5.9)$$

Le problème est encore plus grave pour la susceptibilité magnétique à champ nul  $\chi_{imp}$ . Si à haute température, il y a accord entre données expérimentales et théorie sur un comportement type Curie-Weiss, synonyme de moments magnétiques libres, les données à basse température semblent plutôt suivre une loi de la forme [70] :

$$\chi_{imp}(T) = \chi_{imp}(0) \left( 1 - \left( \frac{T}{\theta_\chi} \right)^2 + O \left( \frac{T}{\theta_\chi} \right)^4 \right) \quad (5.10)$$

Or, une susceptibilité magnétique finie  $\chi_{imp}(0)$  à température nulle implique qu'il n'y ait plus de magnétisme. Les impuretés magnétiques sont écrantées à basse température ; il faut revoir encore la théorie pour expliquer ce "crossover" [71].

### 5.1.2.3 De nouveaux outils théoriques

C'est pour résoudre le problème Kondo que Anderson [72] introduisit le concept de "Scaling" en physique, qui a depuis acquis un statut bien plus général. Dans le problème Kondo, Anderson part de la constatation que la divergence de l'équation (5.5) à basse température est aussi une divergence à grand  $D$ . Or, ce sont les propriétés du fondamental qui sont recherchées, c'est à dire les propriétés de basse énergie. L'essence de cette approche de scaling est que les excitations de haute énergie, responsables de ces divergences, peuvent être absorbées par une renormalisation des constantes de couplage du problème, à savoir  $J$ . On doit pouvoir créer un modèle équivalent, sans divergence, qui possède donc le même fondamental que le problème primitif. Ainsi on peut accéder au fondamental du problème Kondo. En faisant ce "poor man scaling", Anderson montre qu'il n'y a pas de point fixe dans le cas antiferromagnétique pour  $J$ . Le couplage entre l'impureté magnétique et les électrons diverge, ce qui veut dire que les électrons écrantent totalement l'impureté à température nulle. Cela explique l'absence de magnétisme observé à basse température.

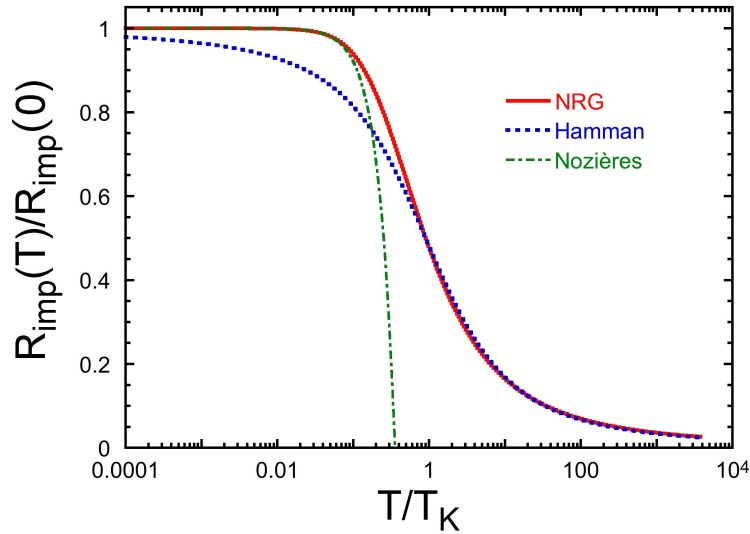


FIG. 5.3: Contributions théoriques à la résistivité dues à la diffusion sur une impureté magnétique de spin  $S = 1/2$ . Le développement perturbatif de Hamman (5.7) dans le régime de couplage faible  $T \gg T_K$  est acceptable expérimentalement tant que  $T > T_K$ . Le développement perturbatif à partir du modèle de liquide de Fermi local de Nozières (5.9) dans le régime de couplage fort  $T \ll T_K$  est valable pour  $T < 0,1 T_K$ . La courbe NRG est définie à l'équation (5.13). Les données numériques de renormalisation (NRG) sont dues à T. A. Costi.

Dans le cas  $S = 1/2$ , le spin localisé est écranté par le nuage de compensation des électrons. Cet écrantage peut être visualisé comme un analogue pour le spin de ce qu'est l'écrantage de Thomas-Fermi pour la charge, bien que les mécanismes microscopiques dont ils dépendent soient différents. On a la formation d'un objet complexe, un singulet qui est un système de  $N$  électrons en interaction écrantant une impureté magnétique. L'énergie de liaison de ce singulet est  $T_K$  ; ainsi pour  $T \ll T_K$ , les électrons de conduction ne peuvent casser ce singulet qui agit alors comme un diffuseur statique.

On comprend mieux le problème Kondo ; car en partant perturbativement d'une impureté décollée du gaz d'électron ( $T \gg T_K$  ; limite de couplage faible) les états spin-up et spin-down sont dégénérés et le fondamental dans cette limite est un doublet. On peut aller aussi loin que l'on veut en perturbation, on ne changera pas la symétrie de l'état fondamental choisi. L'essence du problème Kondo est là : c'est cette levée de dégénérescence de l'état fondamental qui est responsable des divergences logarithmiques de la théorie de perturbation. Nozières [73, 74, 75, 76] montre plus tard que cet objet complexe reste un liquide de Fermi, mais local. Il dérive ses excitations de basses énergies et retrouve alors les lois (5.9) et (5.10). La taille caractéristique de cet objet complexe, appelé "nuage de Kondo" est donnée par la longueur de cohérence de Kondo. Dans le cas balistique, elle s'écrit :

$$\xi_K \sim \frac{\hbar v_F}{k_B T_K} \quad (5.11)$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi. Dans le cas diffusif, on obtient plutôt :

$$\xi_K \sim \sqrt{\frac{k_B T_K}{\hbar D}} \quad (5.12)$$

Pour  $T_K = 1$  K, la taille du nuage est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  dans une hétérostructure typique (de vitesse de Fermi  $v_F = 3.10^5$  m.s<sup>-1</sup>), de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  dans un métal typique (de coefficient de diffusion  $D = 100$  cm.s<sup>-1</sup>).

Pour finir, la description sur toute la gamme de température du crossover entre le comportement de moments libres à haute température et de moments liés à basse température est due à L. Wilson [77]. En utilisant des concepts venant de la théorie des champs et les arguments de scaling d'Anderson, il développe une méthode non-perturbative, appelée (semi)groupe de renormalisation numérique (NRG). Elle confirme le caractère lié du fondamental. Elle permet surtout de faire le lien entre les deux régimes grâce à l'introduction du concept d'*universalité*. Toutes les observables du problème peuvent se scaler sur des fonctions universelles qui ne dépendent que de la variable  $T/T_K$ . On obtient ainsi par exemple pour la résistivité une expression de la forme :

$$R_{imp}(T) = R_{imp}(0) * f(T/T_K) = c_{imp} \rho_k * f(T/T_K) \quad (5.13)$$

où  $\rho_k$  correspond à l'augmentation de résistivité due à la diffusion sur l'impureté écrantée. Elle est appelée limite unitaire<sup>3</sup>. La fonction  $f$  est une fonction universelle qui ne dépend que des symétries du problème considéré. Elle est présentée à la figure 5.3.

Cette figure 5.3 résume cette partie théorique sur l'effet "Kondo historique". Elle montre le succès de la NRG à décrire le crossover entre le comportement magnétique au dessus de  $T_K$  et

3— Il s'agit du maximum de résistivité due à la diffusion sur l'objet macroscopique complexe qu'est le "nuage de Kondo". Nous ne rentrerons pas dans les détails de son calcul. Il est possible d'en obtenir une expression analytique via la théorie des déphasages de Friedel [78, 79, 80].

le comportement non magnétique en dessous. Elle permet aussi de faire une dernière remarque. Il existe dans la littérature beaucoup de définitions différentes de  $T_K$  [54]. Dans la suite de cette thèse, on suivra la définition introduite par Micklitz et al. [81]. Nous appellerons  $T_K$  l'énergie caractéristique du singulet Kondo mesurée par susceptibilité magnétique à champ et température nuls. Elle s'écrit :

$$\chi_{imp}(0) = \frac{(g\mu_B)^2}{4k_B T_K} \quad (5.14)$$

Nous verrons aussi qu'il s'agit de l'énergie à laquelle a lieu le maximum de déphasage. On voit sur la figure 5.3 qu'à  $T = 0,9 T_K$  la contribution à la résistivité due à l'effet Kondo vaut la moitié de sa valeur maximale.

L'effet Kondo occupe donc une place centrale en Physique des Solides : il est lié à certains des plus importants développements théoriques du XX<sup>ième</sup> siècle. Les concepts de renormalisation ont permis de résoudre de nombreux problèmes de transition de phase dans lesquels les méthodes standards de Champ Moyen se révèlent impuissantes. On le retrouve dans le vaste domaine des Fermions lourds et de la supraconductivité non conventionnelle. Les progrès en fabrication de nanostructures l'ont fait réapparaître dans les boîtes quantiques et il est fort à parier qu'il occupe une place centrale dans le développement de la nouvelle électronique de spin. Le problème Kondo est un modèle de référence pour étudier le sempiternel problème des N corps en interaction. Il permet de décrire des systèmes où se produit "crossover" entre un comportement libre à haute énergie et un comportement liées à basse énergie, dont la généralité va jusqu'à la description du confinement des Quark [82].

## 5.2 L'effet Kondo en Physique Mésoscopique

### 5.2.1 Effet Kondo et décohérence à très basse température.

Dans cette partie, on va essayer de présenter brièvement un problème central de la physique mésoscopique, à savoir la dépendance expérimentale à très basse température du temps de cohérence de phase. Nous avons vu à la fin du premier chapitre que la théorie AAK [22] prévoit une divergence en  $T^{-2/3}$  du temps de cohérence de phase dans un fil 1d. Plus généralement, en suivant les concepts de la théorie des liquides de Fermi, on peut prédire aisément que le temps de cohérence de phase doit diverger à température nulle : avec la température, c'est l'espace de phase accessible aux excitations électroniques qui tend vers zéro, il ne peut y avoir d'échange d'énergie à température nulle. L'état quantique de la quasiparticule électronique est parfaitement défini : son temps de vie est donc infini. Pourtant, la plupart des expériences réalisées dans les années 80 montrent que le temps de cohérence de phase sature ou tout au moins varie beaucoup moins vite, cela en dessous d'un Kelvin [83]. Certes le but de ces premières expériences était moins de mesurer de façon précise la dépendance en température du temps de cohérence de phase que de caractériser le métal. Aussi a-t-il été souvent argué que cette saturation résultait d'un chauffage des électrons dû à un mauvais filtrage des radiofréquences [84], et surtout à la présence d'impuretés magnétiques [35, 85, 86] ; bref, l'opinion commune était qu'en prenant les précautions expérimentales nécessaires on retrouverait les prédictions AAK.

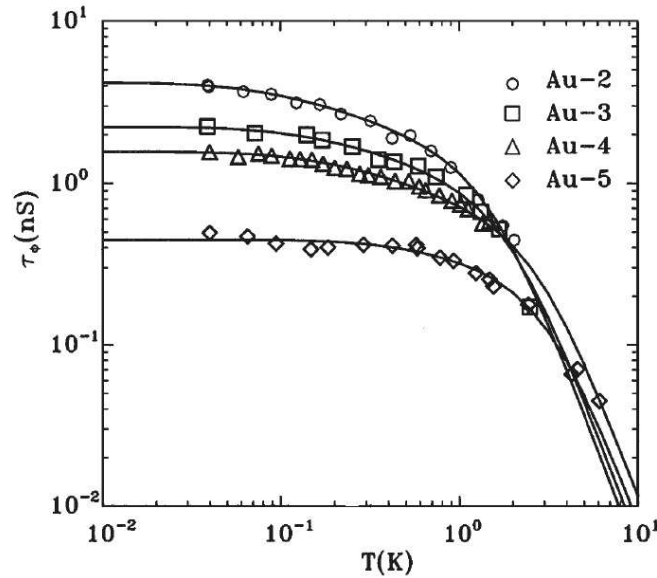


FIG. 5.4: Temps de cohérence de phase électronique en fonction de la température extrait par des mesures de localisation faible sur des fils d'Or. D'après Mohanty et al. [87]

En 1993, Echternach et al. retrouvent en effet le comportement en  $T^{-2/3}$  sur des fils d'or très purs jusqu'à 100mK [88]. Pourtant, en 1997, Mohanty et al. ont réitéré ces expériences sur de l'or, en ajoutant à leurs propres mesures d'autres données issues d'expériences indépendantes [87]. Dans tous ces échantillons ils observent une saturation du temps de cohérence de phase (cf. figure 5.4). Ils ont alors conclu au caractère universelle et intrinsèque de cette saturation [89], ce qui est en contradiction avec les prédictions théoriques du Liquide de Fermi.

Deux interprétations de cette saturation expérimentale ont alors vu le jour : elle serait intrinsèque, liée aux interactions électron-électron, même à température nulle [90, 91, 92, 93, 94, 95]

ou elle serait extrinsèque, liée à des couplages avec d'autres degrés de liberté [96, 97, 98, 99].

Puis, Khavin et al. mesurent le temps de cohérence de phase dans des fils gravés à partir d'hétérostructures semiconductrices et trouvent un bon accord avec AAK en dessus de 1 K [3]. Enfin, des mesures sur des fils d'argent très purs faites par Pierre et al. [26] ont montré un bon accord avec la théorie AAK jusqu'à 40 mK dans des fils q1d d'Argent très purs et les déviations observées dans d'autres échantillons à ces températures ont été attribuées à la présence d'impuretés magnétiques en très faible quantité (<ppm). Bref, le débat sur la saturation du temps de cohérence de phase est réduit actuellement à la question de savoir si la présence d'impuretés magnétiques en infime concentration peut expliquer les déviations observées expérimentalement au comportement AAK à basse température, en occultant tous les autres processus possibles. Par ailleurs, d'autres auteurs ont aussi observé une saturation du temps de cohérence de phase qui dépendait des dimensions géométriques de l'échantillon [100]. De plus, ce fait expérimental n'est pas circonscrit au domaine des métaux seulement : on retrouve aux plus basses températures des déviations à la théorie AAK dans les systèmes semiconducteurs à base de 2DEG comme des films ( $d=2$ ) [101], des fils gravés ( $d=1$ ) [102, 103, 3] ou des boîtes quantiques ( $d=0$ ) [104, 105, 106, 107], dans lesquels il est plus difficile d'arguer de la présence d'impuretés magnétiques.

Il nous semble en fait regrettable que la place de l'effet Kondo en physique mésoscopique soit limitée à expliquer cette manifeste saturation aux plus basses températures. Certes, il est bien connu que la diffusion par retournement de spin, qui est responsable de la remontée logarithmique de la résistance, conduit à de la décohérence électronique. Cette diffusion modifie le spin électronique et le spin de l'impureté ; ce sont des degrés de liberté internes que nous ne contrôlons pas lors d'une mesure de transport classique sur un fil mésoscopique. A mesure qu'un électron diffuse sur des impuretés magnétiques aléatoirement distribuées dans la matrice métallique, il est évident qu'il perde ainsi la mémoire de sa phase. Mais toute la richesse et le caractère fondamental en Physique du Solide de l'effet Kondo est le comportement en dessous de la température de Kondo. Dans la limite de couplage fort, on s'attend à ce que l'écrantage total de l'impureté magnétique restaure une théorie de Liquide de Fermi. Le temps de cohérence de phase doit diverger à température nulle, avec ou sans impuretés magnétiques<sup>4</sup>. En fait, très peu d'expériences, principalement celles de Bergmann, ont essayé de comprendre l'influence des impuretés magnétiques sur la cohérence électronique [108, 109, 110]. Certes, dans le régime  $T \gtrsim T_K$ , à la suite des travaux de F. Pierre, une étude systématique de l'influence des impuretés magnétiques sur la cohérence a été entreprise dans le groupe Quantronics du CEA à Saclay [111, 112, 113, 114]. Il faut d'ailleurs noter que ces derniers possèdent une mesure complémentaire de l'effet des impuretés magnétiques sur les mécanismes d'interactions subies par les électrons [115]. Par contre, aucune mesure vraiment systématique de l'influence des impuretés magnétiques n'a été entreprise bien en dessous de  $T_K$ <sup>5</sup>. Pourtant nous avons vu que c'est sur le phénomène d'écrantage de l'impureté magnétique que repose la théorie de l'effet Kondo. Nous étudierons ce problème en détail dans la suite, mais tout d'abord il nous faut préciser quelles sont les connaissances théoriques actuelles sur le déphasage lié à la présence d'impuretés magnétiques et sur son influence sur la cohérence de phase électronique.

---

4– Tout comme en présence de n'importe quelle autre source de décohérence extrinsèque, en dessous de la température caractéristique du couplage.

5– Il faut enfin noter que l'alliage Ag/Fe, que nous présenterons par la suite, a été aussi étudié de façon indépendante et en même temps par le groupe N. Birge à l'Université du Michigan ; leurs résultats sont très similaires aux nôtres [116].

### 5.2.2 Décohérence due à la présence d'impuretés magnétiques

A haute température ( $T \gg T_K$ ) la règle d'or de Fermi appliquée à la partie spin-flip du modèle s-d (5.3) donne un terme de déphasage dû aux impuretés magnétiques de la forme [117] :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{\pi n_{imp} S(S+1)}{\nu_F \ln^2 T/T_K} \quad (5.15)$$

où  $S$  est la valeur du spin des impuretés magnétiques de densité  $n_{imp}$  ;  $\nu_F$  est la densité d'états au niveau de Fermi du métal hôte.

Dans la limite inverse,  $T \ll T_K$ , une impureté magnétique de spin  $S = 1/2$  est totalement écrantée. On retrouve les excitations de basse énergie du modèle de liquide de Fermi local de P. Nozières . On peut en effet dériver le temps de vie d'un état électronique diffusant sur un singulet Kondo qui s'écrit [81, 54] :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = c_{FL} \frac{4n_{imp}}{\pi\nu_F} \left( \frac{T}{T_K} \right)^2 \frac{\pi^4}{24} \quad (5.16)$$

Ici  $c_{FL}$  est une constante de l'ordre de 1 qui dépend de la dimensionalité du système au sens de la diffusion. (dans notre cas,  $d = 1$  ce qui donne  $c_{FL} \approx 0,927$ )

Il n'y avait, jusqu'à 2004, aucun calcul de renormalisation pour relier ces deux cas limites. Enfin, il faut aussi noter l'existence d'une relation basée sur les mêmes approximations que l'équation (5.7), appelée loi de Nagaoka-Suhl, qui s'écrit [117, 59] :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{n_{imp}}{\pi\nu_F} \frac{\pi^2 S(S+1)}{\pi^2 S(S+1) + \ln^2 T/T_K} \quad (5.17)$$

Cette relation a l'avantage de ne pas diverger au voisinage de la température de Kondo, contrairement à (5.15). Elle n'en demeure pas moins une relation uniquement valable pour  $T > T_K$ , bien qu'elle ait été aussi utilisée au dessous de  $T_K$  [108, 109]. On la notera (NS) par la suite. Elle permet par contre d'obtenir un ordre de grandeur du déphasage dû aux impuretés magnétiques. Cette relation est maximale pour  $T = T_K$  et donne pour les métaux nous concernant, à savoir l'Or et l'Argent :

$$\tau_m^{min} \simeq \frac{0,6 \text{ ns}}{c_{imp} [\text{ppm}]} \quad (5.18)$$

où  $c_{imp}$  est la concentration en moments magnétiques en ppm<sup>6</sup>. Dans la première partie de cette thèse, on a vu que le temps de cohérence de phase électronique dans les métaux purs dépasse difficilement les 10 ns à basse température dans les fils q1d métalliques. Cet ordre de grandeur montre bien l'influence très grande que peut avoir une présence infime d'impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique.

### 5.2.3 Temps de cohérence de phase électronique en présence d'impuretés magnétiques

Nous avons vu précédemment que le temps de cohérence de phase électronique dans un fil quasi-unidimensionnel (au sens de la diffusion) s'écrit dans une très bonne approximation [6] :

6 – Plus précisément, pour l'Argent (l'Or) avec  $\nu_F = 1,03$  (1,14)  $J^{-1}.m^{-3}$  et  $n = 5,85$  (5,9)  $10^{28} m^{-3}$ , on obtient  $\tau_m^{min} = 0,58$  (0,64) ns/ppm respectivement.



$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_\gamma} \quad (5.19)$$

où  $1/\tau_{ee} = 1/2\tau_N$  est la relaxation due à l'interaction électron-électron et où  $1/\tau_\gamma$  est la somme à la "Matthiesen" de tous les autres taux de relaxation. On pourrait penser que le taux de relaxation dû aux impuretés magnétiques s'ajoute simplement comme celui dû aux phonons. En fait, la situation est un peu plus subtile. La diffusion des électrons de conduction sur les impuretés magnétiques donne lieu à un processus de retournement des spins non seulement des électrons diffusant mais aussi de l'impureté. Or, d'un autre côté, les spins des impuretés ont leur dynamique propre, caractérisée par un temps de relaxation  $\tau_\kappa$ , appelé temps de Korringa.

Plus précisément la relaxation de Korringa vient du couplage (5.3) des spins des impuretés magnétiques avec le bain thermique des électrons de conduction à température  $T$ . Au dessus de  $T_K$ , elle s'écrit donc [118] :

$$\frac{\hbar}{\tau_\kappa} = 4\pi(\nu_F J)^2 k_B T \quad (5.20)$$

En dessous de  $T_K$ , la situation change. Les impuretés ne sont plus libres, elles commencent à former avec les électrons diffusant le nuage de Kondo, un objet complexe à  $N$  corps où la seule échelle d'énergie pertinente est la température de Kondo  $T_K$ . Ainsi, au dessous de  $T_K$  le taux de relaxation de Korringa sature à la valeur [54] :

$$\frac{\hbar}{\tau_\kappa} = k_B T_K \quad (5.21)$$

L'ordre de grandeur pour un système Kondo de  $T_K = 1$  K est de  $\tau_\kappa = 7,6$  ps.

On comprend aisément que le temps de cohérence de phase électronique ne sera pas le même si durant sa diffusion il voit une configuration de spin des impuretés qui change de façon aléatoire pendant deux événements de retournement de spin ( $\tau_m > \tau_\kappa$ ) ou bien une configuration corrélée ( $\tau_m < \tau_\kappa$ ).

Ainsi la diffusion sur les impuretés magnétiques modifie le temps de cohérence de phase électronique de la façon suivante [16, 6] :

$$\tau_\phi^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} + 2\tau_m^{-1} \quad \text{pour} \quad (\tau_m < \tau_\kappa) \quad (5.22)$$

$$\tau_\phi^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} + \tau_m^{-1} \quad \text{pour} \quad (\tau_m > \tau_\kappa) \quad (5.23)$$

où  $\tau_{ee}^{-1}$ ,  $\tau_{ep}^{-1}$  et  $\tau_m^{-1}$  sont respectivement les taux de relaxation de la phase électronique dûs à l'interaction électron-électron, électron-phonon et électron-impureté magnétique. On voit que le choix du bon régime dépend du rapport  $\tau_\kappa/\tau_m$  soit, d'après les équations (5.17) et (5.21), du rapport  $n_{imp}/\nu_F T_K$ . Il s'interprète comme le rapport du nombre d'impuretés magnétiques vu par les électrons de conduction sur la densité d'état au niveau de Fermi vue par les impuretés magnétiques. Il vaut, pour 1 ppm d'impuretés de  $T_K = 1$  K :  $\tau_\kappa/\tau_m = 73$  (K/ppm).

Les choses se compliquent encore pour le cas des métaux dans lesquels il existe un fort couplage spin-orbite. La contribution due au singulet reste celle présentée à l'équation précédente; par contre la contribution due au triplet s'écrit [16, 6] :

$$\tau_{\phi,sing}^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1} + 2/3\tau_m^{-1} \quad \text{pour} \quad (\tau_m < \tau_\kappa) \quad (5.24)$$

$$\tau_{\phi,trip}^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} + 4/3\tau_{so}^{-1} + \tau_m^{-1} \quad \text{pour} \quad (\tau_m > \tau_\kappa) \quad (5.25)$$

Dans les métaux à basses températures, où la contribution du triplet est négligeable, cette subtilité ne revient qu'à un problème de facteur 2 dans la détermination expérimentale de la concentration en moments magnétiques  $c_{imp}$ . De plus, nous serons toujours dans la suite, sauf mention contraire, dans la limite de faible concentration de moments magnétiques, soit  $\tau_m > \tau_\kappa$ . On pourra donc toujours analyser nos courbes de magnétoconductance avec la formule standard (2.52), qui s'écrit :

$$\Delta R = \frac{2}{L} \frac{R^2}{R_k} \left( \frac{3/2}{\sqrt{\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{4}{3l_{so}^2} + \frac{1}{l_B^2}}} - \frac{1/2}{\sqrt{\frac{1}{l_\phi^2} + \frac{1}{l_B^2}}} \right) \quad (5.26)$$

où maintenant la décohérence mesurée est la somme de trois termes due aux interactions avec les électrons, les phonons et les impuretés magnétiques :

$$\frac{D}{l_\phi^2} = \frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_{eph}} + \frac{1}{\tau_m} \quad (5.27)$$

les termes dû à l'interaction électron-électron et à l'interaction électron-phonons s'écrivant toujours :

$$\tau_{ee}^{-1} = a_{theo} T^{2/3} = \left( \pi \frac{R}{R_k} \frac{k_B}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{2\tau_D}} \right)^{2/3} T^{2/3} \quad (5.28)$$

et

$$\tau_{eph}^{-1} = bT^3 \quad (5.29)$$

# TEMPS DE COHÉRENCE DE PHASE DANS L'ALLIAGE DILUÉ OR/FER

---

## 6.1 Mesure du temps de cohérence de phase électronique dans l'alliage dilué Au/Fe

### 6.1.1 Présentation des échantillons

Dans cette partie nous présenterons les résultats expérimentaux sur l'alliage dilué Au/Fe de Mohanty et al. [119] et Schopfer et al. [120], antérieurs à cette thèse, qui sont les premières données au dessous de  $T_K$  sur l'influence de impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique. Il s'agit des mesures faites sur l'échantillon AuFe1 de [119] et de l'échantillon "Sample A" de [120] que l'on nommera par la suite AuFe2. Le tableau 6.1 suivant résume leurs propriétés géométriques et électriques.

Echantillon	$w$ (nm)	$t$ (nm)	$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\Omega$ )	$D$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$n_{imp}$ (ppm)	$T_K$ (K)	$\tau_\kappa$ (ns)
AuFe1	180	40	155	393	200	10,9	0,3	0,02
AuFe2	150	45	450	4662	56	50 à 60	0,9	0,08

TAB. 6.1: Caractéristiques géométriques et électroniques des échantillons AuFe1 et AuFe2 :  $w, t, l, R$ , correspondent respectivement à la largeur, épaisseur et longueur géométrique des fils et  $R$  à sa résistance.  $D$  est le coefficient de diffusion et  $c_{imp}$  est la concentration en impuretés magnétiques.  $T_K$  est la température de Kondo extraite des mesures de résistivité,  $\tau_\kappa$  est le temps de Korrिंगa déduit de (5.21).

Le choix du système Au/Fe pour étudier l'effet Kondo sur la cohérence de phase électronique n'est pas un hasard. Il s'agit sûrement du système Kondo qui a été le plus étudié, aussi bien en résistivité qu'en susceptibilité. De plus la température de Kondo de ce système est admise de l'ordre de 500 mK, c'est à dire que l'effet Kondo se manifeste dans une gamme de températures suffisamment basses pour que les effets de cohérence ne soient pas détruits par les phonons. Et, en faisant les mesures dans un réfrigérateur à dilution, il est possible de descendre plus d'un ordre de grandeur au dessous de  $T_K$ .

Il faut noter à ce point que ces deux études n'ont pas été faites suivant la même stratégie. Mohanty et al. ont d'abord mesuré le temps de cohérence de phase d'échantillons très pur d'Or (source 5N5, ce qui correspond à une pureté de 99.9995%), puis les ont implantés en Fer de façon

contrôlée et ont ensuite mesuré l'effet de l'ajout de ces impuretés magnétiques ; ils connaissaient donc par avance la concentration en impuretés magnétiques. Schopfer et al. ont profité du fait qu'il est connu que le fer est l'impureté dominante dans l'or car il y est soluble ; ainsi en prenant une source de pureté moindre (4N soit 99.99%), ils ont pu s'affranchir de tous procédés d'implantation et réaliser leur échantillons en une seule fois. La concentration en impuretés magnétiques figurant dans le tableau a été déduite de mesure de résistivité en comparant avec les résultats nombreux de la littérature.

### 6.1.2 Résultats expérimentaux

Pour déterminer le temps de cohérence de phase  $\tau_\phi$  des ces échantillons, les auteurs ont réalisé les mesures standard de magnétorésistance en fonction de la température. La longueur spin-orbite  $l_{so}$  a été extraite des mesures à haute température et vaut typiquement dans l'or  $l_{so} \sim 50$  nm, soit pour l'échantillon AuFe2  $\tau_{so} \sim 0,4$  ps. La contribution du triplet est donc négligeable. Une fois cette longueur fixée, le seul paramètre restant libre dans la procédure d'ajustement à l'équation (5.26) est la longueur de cohérence de phase  $l_\phi$ . Le temps de cohérence de phase en est alors déduit par la relation :

$$l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (6.1)$$

La dépendance en température du temps de cohérence de phase pour ces échantillons d'Or avec des impuretés magnétiques de Fer (AuFe1 et AuFe2) est montrée dans la figure 6.1 suivante.

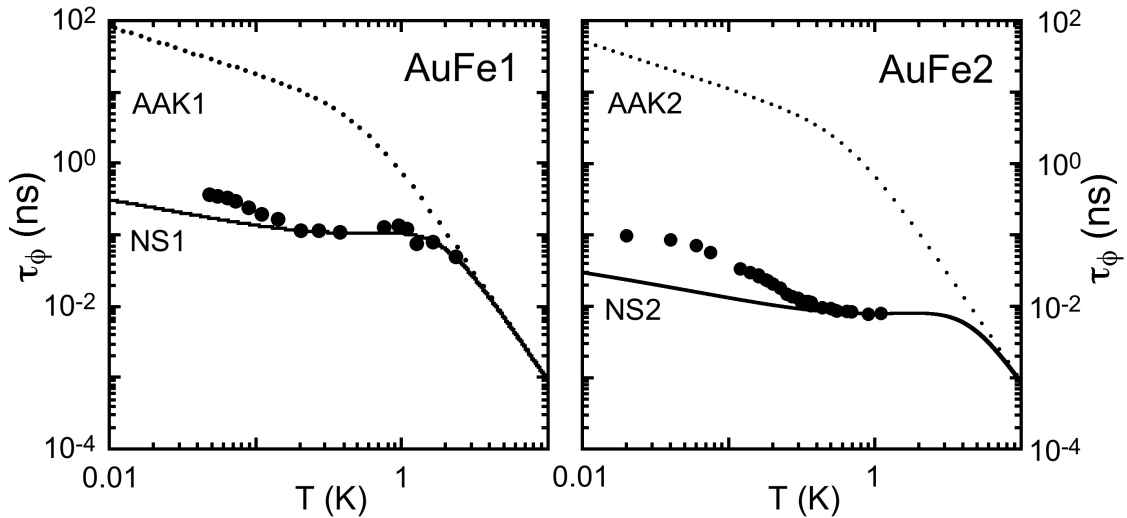


FIG. 6.1: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour les deux fils Kondo Au/Fe : à droite, l'échantillon AuFe1 de Mohanty et al. [119], à gauche, l'échantillon AuFe2 (sample A) de Schopfer et al. [120]. La ligne en pointillée AAK1 (AAK2) correspond à la théorie en absence d'impuretés magnétiques pour l'échantillon AuFe1 (AuFe2). La ligne continue NS1 (NS2) prend en compte l'effet des impuretés magnétiques via l'équation (5.17). Les paramètres utilisés sont répertoriés dans le tableau 6.2.

Une chose saute d'abord aux yeux : les lignes en pointillée, dénommée AKK1 et AAK2, sont loin d'être en accord avec les données expérimentales. Ces courbes correspondent à une hypothèse selon laquelle seules les interactions électron-électron et interaction électron-phonon sont les mécanismes responsables de la décohérence électronique à basses températures. Pour ces simulations,

nous avons utilisé les équations (5.28) et (5.29), dans laquelle le terme  $a_{theo}$  de l'interaction électron-électron a été pris à sa valeur théorique, et le terme  $b$  a été choisi arbitrairement, le même pour les deux (il n'a aucune influence ici). Ceci n'est guère étonnant puisque les mesures de résistivité ont prouvé la présence d'impuretés magnétiques.

Echantillon	$a_{theo}$ ( $ns.K^{2/3}$ )	$b_{exp}$ ( $ns.K^3$ )	$\tau_{\phi}^{min}$ ( $ns$ )	$T_K$ ( $K$ )	$\tau_{\kappa}$ ( $ns$ )	$n_{imp}^{exp}$ ( $ppm$ )
AuFe1	0,25	1,1	0,11	0,3	0,02	5,8
AuFe2	0,41	1,1	0,008	0,9	0,008	80

TAB. 6.2: Paramètres des ajustements de la figure 6.1.

En fait, trois régimes apparaissent clairement dans ces données. Le temps de cohérence de phase présente dans les deux échantillons un plateau distinct pour des températures supérieures à  $T \leq 0.3$  K. On observe ensuite une remontée du temps de cohérence de phase, typiquement sur une décade, puis une saturation aux plus basses températures.

Le plateau est dû à la diffusion résonnante par retournement de spin des électrons de conduction sur les impuretés magnétiques. On peut de la position de ce plateau en déduire la concentration en impuretés magnétiques des deux échantillons. Plus précisément, on voit que ce plateau est à 0,11 ns (0,008 ns) pour les échantillons AuFe1 (AuFe2) respectivement. En comparant avec les valeurs du temps de Korringa (cf. tableau 6.2), on voit qu'on est clairement dans le cas  $\tau_m < \tau_{\kappa}$ , au moins pour l'échantillon AuFe1. On peut alors utiliser la relation (5.18) pour en déduire les concentrations respectives en fer des deux échantillons, à savoir 5,1 ppm (70 ppm) pour AuFe1 (AuFe2) respectivement. Pour la figure 6.1, on a utilisé la relation (5.23) dans laquelle on garde les paramètres des courbes AAK1 et AAK2 pour les termes électron-électron et électron-phonon, et où le terme lié aux impuretés magnétiques est pris en compte suivant (5.27) via une expression type Nagaoka-Suhl (5.17). Tous ces paramètres sont récapitulés dans le tableau 6.2. On voit clairement que la théorie NS décrit somme toute assez bien les résultats expérimentaux au dessus de  $T_K$  mais échoue complètement à décrire la désaturation.

La désaturation du temps de cohérence de phase est due à l'écrantage des impuretés magnétiques par les électrons de conduction. Il est donc normal que l'expression NS, qui résulte d'un calcul perturbatif en  $(T/T_K)$  ne prenant en compte que des excitations à 1 électron, échoue à décrire l'écrantage de l'impureté magnétique par les électrons de conduction, qui est un phénomène à N corps.

Aux plus basses températures, on observe à nouveau une saturation du temps de cohérence de phase. Pourtant, pour  $T \ll T_K$ , la théorie de Nozières implique qu'une impureté magnétique de spin  $S = 1/2$  est totalement écrantée par les électrons de conduction. La cohérence doit être limitée par les interactions électron-électron et doit diverger à nouveau. Nous discuterons des hypothèses pour expliquer ce phénomène dans le chapitre suivant.

En conclusion de ces premières mesures, on a montré expérimentalement que la présence d'impuretés magnétiques, en très faible quantité, conduit bien à une saturation apparente du temps de cohérence de phase, au moins sur une certaine gamme de température. Cette saturation s'interprète de façon convenable à partir de développement perturbatif dans la limite de couplage faible, bien que la détermination expérimentale de la température de Kondo soit très imprécise,

la loi NS ne dépendant que très peu de la température. Par la même raison elle échoue à décrire le comportement du temps de cohérence de phase à mesure que l'impureté est écrantée par les électrons de conduction. Ce sont sans aucun doute ces résultats qui ont incité les théoriciens à combler ce manque.

## 6.2 Résultats du Groupe de Renormalisation Numérique pour le déphasage dû à l'effet Kondo $S = 1/2$

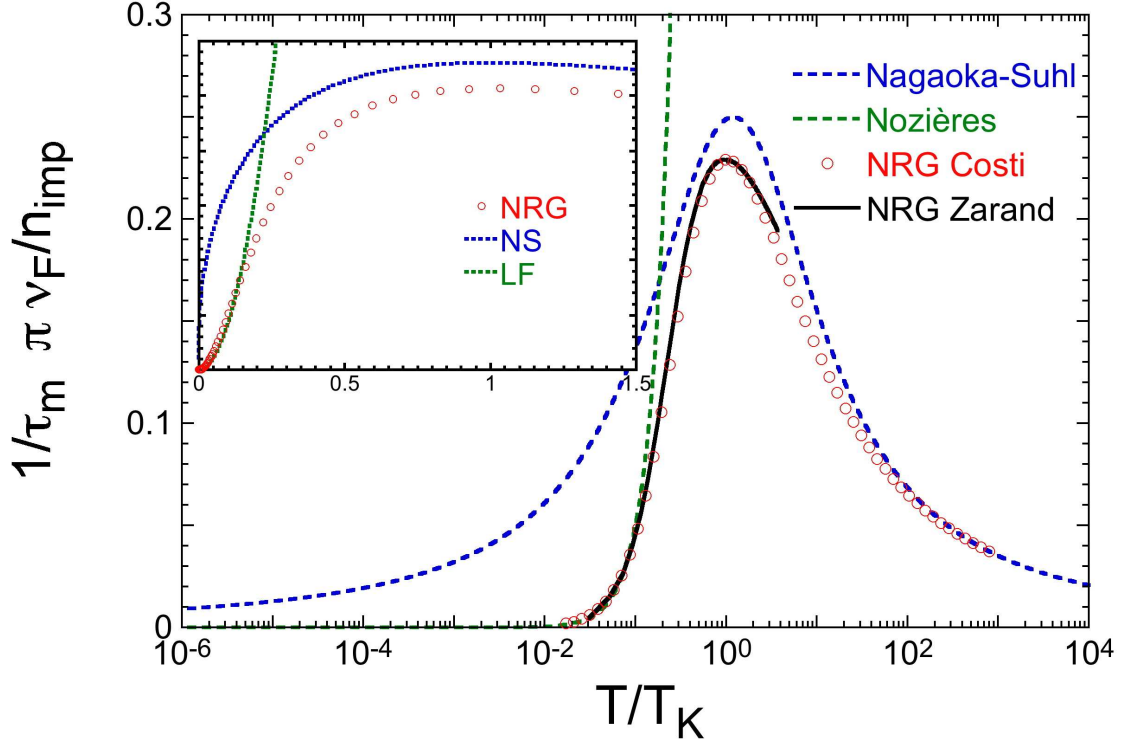


FIG. 6.2: Taux de déphasage dû à l'interaction électron-impureté magnétique en fonction de la température réduite  $T/T_K$  en échelle linéaire-logarithmique. La ligne continue (rouge) NS correspond à l'expression analytique haute température de Nagaoka-Suhl (5.17). La ligne en pointillés (verte) LF correspond à l'expression analytique basse température due à Nozières (5.16). Les données numériques de semi-groupe de renormalisation numérique dénommées "Zarand" (noir) sont celles de G. Zaránd et al. [121] et celles dénommées "Costi" (rouge) sont celles de T. Micklitz et al. [81]. Les valeurs absolues de ces taux sont calculées pour 1 ppm d'impuretés magnétiques dans un métal de densité d'états au niveau de Fermi  $\nu_F = 1 \cdot 10^{47} \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-3}$ . L'insert en échelle linéaire-linéaire souligne, à des problèmes numériques près, que l'on retrouve bien le régime de liquide de Fermi, pour des températures  $T \leq 0,1 T_K$ .

Chronologiquement, le premier calcul théorique de NRG revient G. Zaránd et al. [121]. Ils dérivent du modèle d'Anderson la dépendance en énergie à température nulle de la section efficace inélastique due à la diffusion des électrons de conduction sur une impureté magnétique, elle-même proportionnelle au taux de déphasage. Dans ce paragraphe nous présenterons plutôt les résultats postérieurs de T. Micklitz et al. [81] basés sur le modèle s-d. Ils ont calculé directement le taux de déphasage des électrons de conduction diffusant sur une impureté magnétique. Ces résultats ont donc l'avantage pour les expérimentateurs d'être directement comparables aux données expérimentales, sans paramètre ajustable. Le but de ce paragraphe n'est évidemment pas de redériver rigoureusement leurs calculs, mais de présenter brièvement leur modèle, leurs approximations et surtout leurs résultats, en très bon accord avec ceux de G. Zaránd, qui font le lien entre les deux

résultats limites présentés au paragraphe 5.2.2.

Le point important de leur analyse est qu'ils justifient, dans la limite d'une faible concentration en impuretés magnétiques, que les effets du désordre statique et les effets des impuretés magnétiques peuvent être traités séparément. Plus précisément, tant que  $\tau_m \gg \tau_\kappa$ , ils montrent qu'on peut réduire ce problème complexe à celui plus habituel de la diffusion sur un potentiel désordonné d'un électron (et de son trou correspondant) habillé par une interaction avec une impureté magnétique. On alors retrouve le problème AAK et son Cooperon, dont la self-énergie est calculée numériquement par NRG. Ils peuvent alors calculer numériquement le taux de déphasage dû à l'impureté magnétique qui s'écrit :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{n_{imp}}{\pi\nu_F} f(T/T_K) \quad (6.2)$$

où  $n_{imp}$  est la densité d'impuretés magnétiques,  $\nu_F$  la densité d'états au niveau de Fermi du métal hôte et  $f$  la fonction universelle du taux de déphasage pour un spin  $S = 1/2$ . Cette fonction est présenté à la figure 6.2.

Cette figure 6.2 est à comparer à la figure 5.3. Dans ces deux figures les calculs de renormalisation permettent de combler le "gap" entre les limites analytiques haute et basse températures. On observe que le taux de déphasage dévie substantiellement de la loi de Nagaoka-Suhl à partir de  $T > 10 T_K$ . Ceci est donc la limite de validité de cette expression haute-température. Le maximum n'est pas non plus à la même valeur ; utiliser Nagaoka -Suhl pour extraire la concentration de la position du plateau conduit à une erreur de 10 % . On remarque enfin qu'on ne retrouve la dépendance en  $T^2$  du taux de déphasage caractéristique des excitations du singulet Kondo que pour des températures  $T < 0,01 T_K$ .

Nous nous proposons dans le paragraphe suivant de tester cette nouvelle théorie sur les échantillons d'Au/Fe présentés précédemment.

### 6.3 Analyse du temps de cohérence de phase des échantillons Or/Fer à partir des données de NRG

La figure 6.3 montre les nouveaux résultats. Clairement l'ajustement fait à partir de l'équation (5.27) en utilisant le taux de déphasage calculé par NRG permet de bien décrire la remontée du temps de cohérence de phase en dessous de la température de Kondo. On obtient un très bon accord sur la quasi totalité de la gamme de température, comme le montre les courbes NRG1 (NRG2) pour les échantillons AuFe1 (AuFe2) respectivement. Les concentrations en impuretés magnétiques et les températures de Kondo pour les deux échantillons ainsi extraites sont présentées dans le tableau 6.3 suivant. Les valeurs de la température de Kondo obtenues sont en bon accord avec celles qu'on peut trouver dans la littérature [122, 123, 124], bien qu'il soit surprenant qu'on n'obtienne pas les mêmes pour les deux échantillons ; cette différence est de toute façon visible sur les données expérimentales et n'est pas à mettre au fait de notre analyse.

Echantillon	$a_{theo}$ ( $ns.K^{2/3}$ )	$b_{exp}$ ( $ns.K^3$ )	$T_K$ ( $K$ )	$n_{imp}^{nrg}$ ( $ppm$ )
AuFe1	0,25	1,1	$0,4 \pm 0,05$	6,6
AuFe2	0,41	1,1	$0,09 \pm 0,05$	90

TAB. 6.3: Paramètres des ajustements de la figure 6.3.

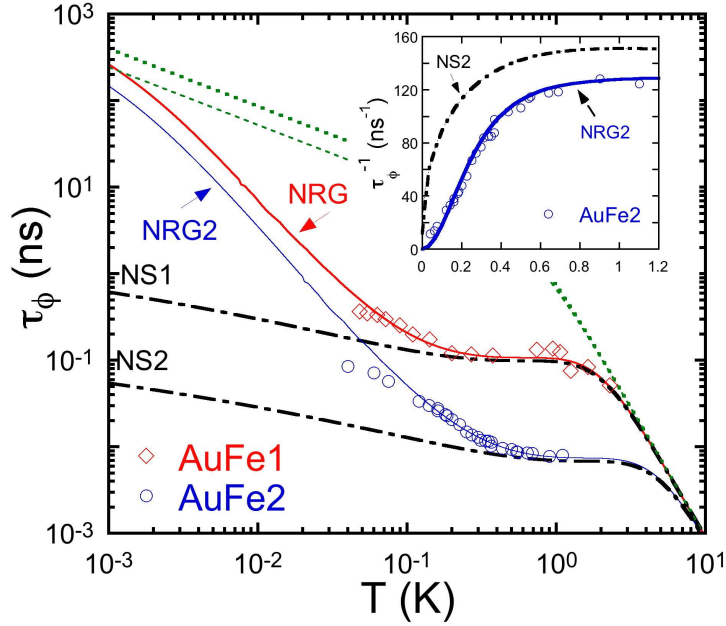


FIG. 6.3: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour les deux échantillons Au/Fe :  $\diamond$  (en rouge) l'échantillon AuFe1 de la réf. [119],  $\circ$  (en bleu) l'échantillon AuFe2 de la réf. [120]. Pour les lignes en pointillés verts (appelé AAK1 et AAK2) on ne prend en compte que les interactions électron-électron et électron-phonon comme source de déphasage ; les paramètres sont calculés directement à partir des relations théoriques et sont répertoriés dans le tableau 6.3. Pour les courbes NRG1 et NRG2, on inclut l'effet des impuretés magnétiques grâce aux données calculées par NRG présentées précédemment. La concentration en impuretés magnétiques ainsi que la température de Kondo extraite de ces ajustements sont présentées dans le tableau 6.3. Les courbes noires en pointillées NS1 et NS2 reprennent les paramètres extraits des courbes AuFe1 et AuFe2 respectivement, mais incluent l'effet des impuretés magnétiques avec la loi de Nagaoka-Suhl.

Les courbes NS1 (NS2) présentées sur la même figure sont des ajustements à partir de la loi de Nagaoka-Suhl avec les concentrations en impuretés magnétiques déduites des ajustements NRG1 (NRG2) respectivement. Les déviations entre les courbes NRG et NS sont clairement visibles pour l'échantillon AuFe2 pour des températures supérieures à 5 K. On ne peut que recommander, comme les auteurs de [121, 81], de n'utiliser Nagaoka-Suhl qu'à des températures  $T > 10 T_K$ . C'est le premier résultat important de cette étude.

Comme il a déjà été dit ici, le temps de cohérence de phase est très sensible à la présence d'impuretés magnétiques, même en infime concentration. Plus encore, s'il est possible d'observer une partie de la remontée en dessous de  $T_K$  due à l'écrantage, la mesure du temps de cohérence de phase devient alors une méthode vraiment très précise pour extraire d'un système dilué sa température de Kondo. Ceci n'est pas le cas dans les mesures de résistivité. S'il on ne dispose pas de données couvrant toute la gamme de températures jusqu'au plateau de la limite unitaire et / ou d'une mesure complémentaire de la concentration (précise au ppm!), on ne peut qu'extraire approximativement la température de Kondo.

On observe que les mesures du temps de cohérence de phase suivent bien les prédictions théo-



riques sur presque une décade en dessous du plateau. Dans cette gamme de température, la variation du temps de cohérence de phase est quasi linéaire, comme le souligne l'insert de la figure 6.2. Après cette remontée linéaire, les données expérimentales se décalent des prédictions de NRG et semblent finalement tendre vers une saturation aux plus basses températures, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 6.1.2. Si on exclut tout problème expérimental dû à un mauvais protocole de mesures, on peut avancer deux hypothèses :

- dans le cas du système Au/Fe il a déjà été prouvé expérimentalement, même à des concentrations en impuretés aussi faibles, l'influence des interactions RKKY [71, 125]. Ce sont des interactions impureté-impureté médiées par les électrons de conduction. Leurs effets sur la résistivité ont clairement été mis en évidence dans les mesures sur l'échantillon AuFe<sub>2</sub>. Ces interactions conduisent à la formation d'un système amorphe mais rigide de la matrice des moments magnétiques, appelé verre de spins, qui induit un temps de cohérence de phase quasi constant en fonction de la température. Ce problème a été étudié en détail précédemment dans le groupe et je renvoie le lecteur aux références [120, 29].
- on pourrait aussi s'étonner du fait qu'une théorie à un canal de conduction pour un spin  $S = 1/2$  s'applique en fait aussi bien au système bien plus complexe Au/Fe. Les déviations observées à basses températures montreraient que le spin du Fer dans l'Or n'est pas exactement  $S = 1/2$ . Un spin  $S > 1/2$  ne pourra jamais être totalement écranté par les électrons de conduction de spin  $1/2$  dans un modèle à un canal. On étudiera cette hypothèse plus en détail au chapitre suivant.

Revenons sur les simulations de NRG en dessous de  $T_K$ . La dépendance du temps de cohérence de phase pendant l'écrantage est linéaire sur presque une décade, ce qui est en accord avec les premières expériences [126, 110]. Ni les uns ni les autres n'ont observé la dépendance caractéristique en  $T^{-2}$  due aux excitations du liquide de Fermi local formé par le singulet Kondo. Sur les simulations numériques de NRG de la figure 6.3, on voit que ce régime n'est atteint typiquement que pour des températures inférieures à 10 mK. Plus encore, on voit que l'interaction électron-électron ne redevient le mécanisme dominant que pour des températures inférieures à 1 mK.

En conclusion de ce chapitre nous avons montré que les calculs théoriques issus de méthode de Renormalisation Numérique décrivent remarquablement bien la dépendance du temps de cohérence de phase dans des fils mésoscopiques avec des impuretés magnétiques. Ces données constituent une réelle avancée pour l'analyse des résultats expérimentaux dans le domaine de l'influence des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique. En dessous de la température de Kondo, ces données numériques sont les premières à confirmer l'observation expérimentale d'une désaturation linéaire du temps de cohérence de phase due à l'écrantage progressif des moments locaux. Elles montrent enfin que la dépendance en  $T^{-2}$  caractéristique du liquide de Fermi local formé par le singulet Kondo à très basses températures n'est observable expérimentalement que pour des températures plus petites que  $0,1 T_K$ , expliquant par la même pourquoi cela reste encore un défi expérimental.



# DÉCOHÉRENCE DUE À LA PRÉSENCE D'IMPURETÉS MAGNÉTIQUES DANS LA LIMITE $T < T_K$ : ÉTUDE DE L'ALLIAGE DILUÉ ARGENT/FER

---

## 7.1 Choix et réalisation des échantillons

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que les nouveaux calculs de NRG permettent une étude qualitative et quantitative bien plus précise de l'influence des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique. Pour le système Au/Fe, on a trouvé une très bonne adéquation entre une théorie de spin  $S = 1/2$  avec les données expérimentales jusqu'à des températures de l'ordre de  $0,2 T_K$ . Dans ce régime, le phénomène d'écrantage progressif de l'impureté magnétique conduit à une désaturation linéaire du temps de cohérence de phase. Par contre, le point fondamental de l'effet Kondo, à savoir l'écrantage total de l'impureté magnétique par les électrons de conduction, n'a pas été observé expérimentalement dans le système Au/Fe. Cet objet complexe doit se comporter comme un liquide de Fermi local, dont les excitations de basses énergies sont en  $T^{-2}$ . Les calculs de NRG montrent que ce régime ne peut être mis en évidence que pour des températures inférieures à  $0,1 T_K$ , ce qui n'est pas aisément accessible expérimentalement [127]. Quelles sont les conditions nécessaires à l'observation des excitations de basses énergies du "nuage de Kondo" par des mesures de temps de cohérence de phase ?

- Il faut tout d'abord trouver un alliage métallique dilué avec une température de Kondo suffisamment élevée pour pouvoir faire des mesures de transport précises à  $T < 0,1 T_K$ .
- Mais pour pouvoir bien caractériser cet alliage dilué, il ne faut pas que le maximum de déphasage soit masqué par la décohérence due aux phonons. Il ne faut donc pas une température de Kondo trop élevée non plus.
- Il faut aussi pouvoir partir d'un métal hôte très pur dans lequel on sait que la théorie standard AAK s'applique bien.
- Il faut enfin être capable d'implanter de façon contrôlée une concentration de quelques ppm d'une impureté magnétique de spin  $S = 1/2$ .

On comprend mieux pourquoi cette dépendance en  $T^{-2}$  du temps de cohérence de phase n'a jamais encore été observée expérimentalement. Les deux prochains paragraphes vont montrer comment nous avons pu satisfaire ces exigences.

### 7.1.1 Utilisation d'un FIB pour une implantation locale et contrôlée d'impuretés magnétiques

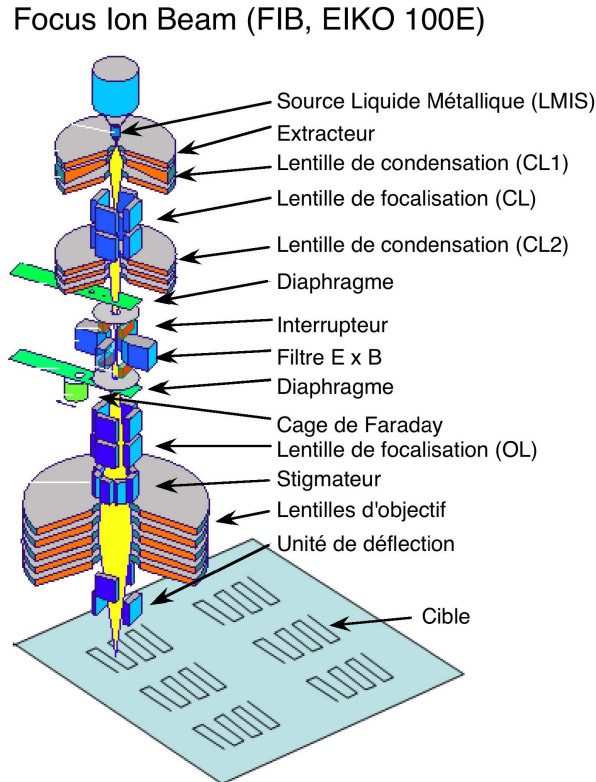


FIG. 7.1: Schéma du FIB utilisé pour l'implantation des échantillons

Le principe de fonctionnement d'un FIB est simple : il s'agit de remplacer sur un microscope électronique à balayage (MEB) la source d'électrons par une source d'ions. L'avantage d'utiliser un faisceau d'ions par rapport à un faisceau d'électrons réside dans le fait que les ions ont une masse bien supérieure aux électrons ; ils interagissent donc beaucoup plus avec la matière. Certes, Ils arrachent, comme un MEB classique, des électrons secondaires à l'échantillon qui permettent de faire de l'imagerie d'une qualité égale à celle d'un microscope électronique, mais ils peuvent aussi arracher du matériau de manière très précise. Dans l'industrie il est ainsi utilisé pour réparer ou découper *in situ* des dispositifs semiconducteurs. En diminuant la tension accélératrice, on peut faire en sorte que les ions s'arrêtent dans notre fil q1d et non dans le substrat. Par contre, du fait de la forte masse des ions, et donc de leur faible vitesse, il faudrait utiliser de très forts champs et donc de très forts courants pour focaliser le faisceau avec des lentilles magnétiques comme sur un MEB. On utilise donc plutôt des systèmes de lentilles électrostatiques.

Nos échantillons ont été implantés à l'aide du FIB du Groupe de A. Wieck à l'Université de la Ruhr (Bochum, Allemagne). Les ions sont préparés à partir d'une source liquide métallique

(LMIS) portée à son point de fusion par un filament en tungstène [128, 129, 130]. Une source liquide, par rapport à un plasma, a l'avantage d'avoir un angle solide d'émission beaucoup plus faible, ce qui induit que le courant d'ions est d'une intensité supérieure. Le faisceau d'ions est extrait par une électrode à un potentiel par rapport à la source de  $-3$  kV à  $-10$  kV, suivant les différents types de sources. Viennent ensuite différents étages de focalisation du faisceau avec des lentilles électrostatiques. La source liquide contenant plusieurs espèces chimiques et plusieurs variétés d'ions pour un même élément, le faisceau passe par un filtre de Wien. Celui-ci consiste en un champ électrique transverse perpendiculaire à un champ magnétique. Il permet de sélectionner les différentes particules chargées en fonction de leur rapport  $q/m$  avec  $q$  leur charge et  $m$  leur masse. Le faisceau d'ion peut être aussi dévié sur une cage de Faraday ce qui permet une mesure directe du courant d'ions. On a donc une mesure très précise du nombre d'ions qui vont être implantés. Le faisceau est enfin focalisé sur les échantillons à planter, avec une résolution bien inférieure au micron [131].

### 7.1.2 Motivation de l'étude de l'alliage dilué AgFe

Pour le choix de l'impureté magnétique à planter, il existe dans la littérature beaucoup de tableaux récapitulatifs qui listent les températures de Kondo des différents alliages dilués mesurés depuis plus de 80 ans [117, 122]. Le plus simple pour nous, comme nous avons à notre disposition une théorie adéquate pour l'influence des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase à toute température, est de simuler la dépendance en température du temps de cohérence de phase pour différentes températures de Kondo et différentes concentrations en moments locaux. De façon directe on pourra en déduire graphiquement dans quelle gamme de ces paramètres il est possible d'observer un déphasage en  $T^2$ . Ceci est fait dans la figure suivante 7.2. Les points dénommés AAK correspondent au fil pur de départ dans lequel on fait l'hypothèse que seuls les interactions électron-phonon (à haute température) et électron-électron (à basse température) sont les mécanismes responsables de la décohérence électronique. Les courbes en pointillé (vertes) simulent le temps de cohérence de phase électronique pour un fil dans lequel seraient présentes des impuretés Kondo de  $T_K = 300$  mK et de concentration croissantes de 2 ppm, 10 ppm et 50 ppm. Les courbes continues (rouges) simulent le temps de cohérence de phase pour les mêmes concentrations et un alliage dilué de  $T_K = 2$  K. On voit clairement sur cette figure qu'une température de Kondo de l'ordre de 2 à 3 K et une concentration de l'ordre de 10 ppm seraient suffisantes pour observer la dépendance en  $T^{-2}$  du temps de cohérence de phase.

On n'a que très peu de latitude pour le choix du métal hôte. Toutes les mesures expérimentales ont montré que seuls l'Or et l'Argent, s'ils sont très purs, sont les métaux dans lequel la longueur de cohérence de phase peut dépasser les  $10 \mu\text{m}$ . Un autre métal noble, le Cuivre, ne peut convenir car il est connu que son oxydation en surface conduit à la formation d'une couche paramagnétique [132, 26].

En étudiant la littérature, on peut trouver l'alliage dilué Argent/Fer [122, 123, 124]. La température de Kondo de ce système a été déterminée par des mesures de Mössbauer (susceptibilité locale) [133, 134, 135]. On la donne de l'ordre de 3 K. Ces mesures à basse température ont conclu à un écrantage total du magnétisme, avec une valeur du spin déterminée à  $3/2$ . Notons que le spin du Fer seul vaut  $S = 2$ . Par contre, ces études antérieures pointent un problème : le Fer ne serait que très peu soluble dans l'Argent. Au dessus de quelques 20 ppm, il y aurait agrégation des moments locaux. C'est la raison pour laquelle il n'existe aucune mesure de résistivité sur cet alliage dilué, les mesures de susceptibilité étant beaucoup plus sensibles à de faibles concentrations.

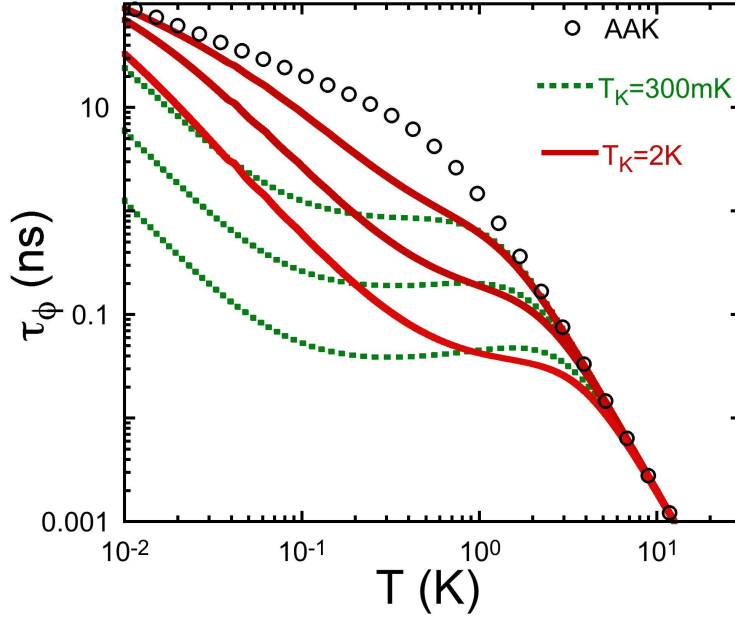
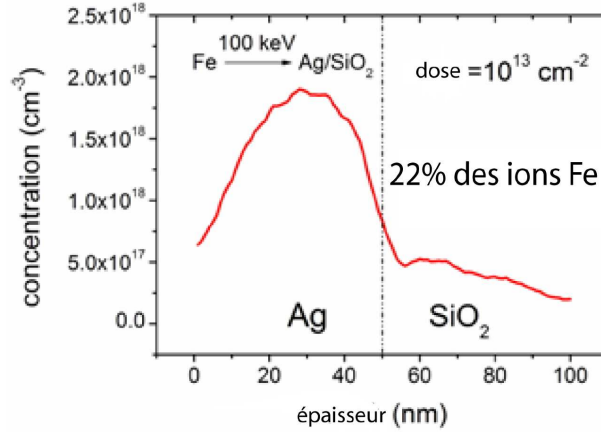


FIG. 7.2: Simulation du temps de cohérence de phase pour un fil q1d. Les points  $\circ$  (en noir) sont les résultats pour le fil pur. En pointillé (vert), on a pris en compte respectivement 2 ppm, 10 ppm et 50 ppm d'une impureté magnétique avec une température de Kondo de  $T_K = 300$  mK. En trait continu (rouge), on a simulé les mêmes concentrations avec une température de Kondo de  $T_K = 2$  K.

### 7.1.3 Nanofabrication et présentation des échantillons mesurés

L'idée est donc de fabriquer sur un même substrat de  $\text{SiO}_2$  plusieurs fils unidimensionnels d'Argent. Le fait qu'ils soient métallisés en même temps assure que, s'il y a eu pollution accidentelle, elle est la même pour chaque fil. Cela doit aussi permettre d'avoir pour chaque échantillon le même désordre en moyenne, donc les mêmes propriétés électroniques. La lithographie électronique a été réalisée au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (Marcoussis, France) en collaboration avec Dominique Mailly. La métallisation a été effectuée dans le bâti du Groupe Quantronics à Saclay, avec l'aide de Frédéric Pierre, à partir d'une source d'Argent 6N (99.9999% de pureté certifiée par le fournisseur). Puis les échantillons sont allés à l'Université de la Ruhr (Bochum, Allemagne) pour l'implantation. Le FIB utilisé étant couplé à un microscope électronique (MEB), il est possible de repérer précisément la position de chaque échantillon. On les implante alors grâce au FIB avec du Fer, chacun dans des concentrations différentes, en gardant des échantillons témoins (sans implantation).

L'implantation des ions  $\text{Fe}^+$  est réalisé à partir d'une source liquide contenant uniquement du Germanium, de l'Or et du Fer, à une tension accélératrice de 100 keV et la dose d'ions implantés (nombre d'ions par unité de surface) est directement déduite des mesures du courant du faisceau d'ions. Pour savoir la proportion d'ions qui s'arrêtent dans les 50 nm d'épaisseur du fil d'Argent, il a été effectué des simulations grâce aux logiciels SRIM (pour Stopping and Range of Ions in Matter). Il s'agit d'un groupe de programmes statistiques simulant par des méthodes de Monte-Carlo les trajectoires et les pertes d'énergie de particules incidentes dans les atomes d'une cible. Les résultats sont présentés à la figure 7.4. Ils montrent que 22% des ions traversent l'épaisseur du fil en entier et se retrouvent dans le substrat. Cette correction a été prise en compte dans les déterminations de la concentration en impuretés magnétiques des différents fils mesurés présentée dans le tableau suivant 7.1, où sont regroupés les autres paramètres de ces échantillons.

FIG. 7.3: Simulation SRIM pour l'implantation d'ions  $\text{Fe}^+$  dans 50nm d'Argent

Echantillon	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\Omega$ )	$D$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$l_e$ ( $\text{nm}$ )	$dose$ ( $\text{ions}/\text{cm}^2$ )	$c_{imp}$ ( $\text{ppm}$ )
Ag2	765	1308	295	65	0	0
AgFe1	745	877	429	100	$1,0 \cdot 10^{12}$	2,7
AgFe2	405	516	400	95	$1,0 \cdot 10^{13}$	27
AgFe3	160	222	360	80	$2,5 \cdot 10^{13}$	67,5

TAB. 7.1: Caractéristiques géométriques et électroniques des échantillons Ag2, AgFe1, AgFe2 et AgFe3 :  $l, R, D$  correspondent respectivement à la longueur géométrique, résistance et coefficient de diffusion. Tous les échantillons ont une largeur de  $w = 150 \text{ nm}$  et une épaisseur de  $h = 50 \text{ nm}$ .  $l_e$  est le libre parcours moyen. La  $dose$  est le nombre d'atomes de Fer par unité de surface implanté par FIB, d'où on déduit  $c_{imp}$ , la concentration attendue en atome de Fer.

## 7.2 Résultats expérimentaux

### 7.2.1 Conductivité en fonction de la température

Ce paragraphe présente les résultats des mesures de résistance en fonction de la température pour les 4 échantillons présentés au tableau 7.1, ce qui va nous permettre de caractériser l'alliage dilué AgFe qui n'avait jamais été mesuré en transport jusqu'alors.

Nous avons vu au paragraphe 5.3 que la signature standard de la présence d'impuretés magnétiques dans un conducteur métallique est une remontée logarithmique de la résistance proportionnelle à la concentration en moments locaux. Cette contribution s'écrit :

$$R_{imp}(T) = R_k f(T/T_K) \quad (7.1)$$

où  $R_k$ , la valeur à température nulle due à la diffusion sur le singulet Kondo est proportionnelle à la concentration en Fer  $c_{imp}$ . La fonction  $f$  est tracée à la figure 5.3.

Mais, dans des échantillons mésoscopiques, il existe d'autres contributions à la conductivité à basse température. Nous avons vu précédemment la correction due à la localisation faible. Cette dernière peut être annulée en appliquant un champ magnétique de quelques dizaines de  $mT$ . Par contre, il existe une autre correction indépendante du champ magnétique due au caractère

diffusif du transport dans les systèmes mésoscopiques. Celle-ci a pour origine l'interaction électron-électron. D'une manière quantitative, le fait que l'électron diffuse dans un métal tend à le ralentir, ainsi il voit "plus" les autres électrons qui l'entourent : cela "augmente" l'intensité de l'interaction électron-électron. Le modèle de quasiparticules libres doit être corrigé; on trouve pour cette correction l'expression [18, 6] :

$$R_{ee}(T) = 0,782\lambda_\sigma \frac{R^2}{R_K} \frac{L_T}{L} = \lambda_\sigma \frac{\alpha_{theo}}{\sqrt{T}} \quad (7.2)$$

où  $R_K = e^2/h$  est le quantum de résistance,  $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$  est la longueur thermique,  $R$  et  $L$  la longueur et la résistance du fil mésoscopique. On remarque que cette correction est proportionnelle à  $\sqrt{E_{Thouless}/E_{thermique}}$ . Le rôle fondamental de l'énergie de Thouless en Physique Mésoscopique a déjà été souligné dans ce manuscrit. Le fait qu'elle apparaisse indique le caractère fondamentalement mésoscopique de cette correction.

Le paramètre  $\lambda_\sigma$  dépend du métal, plus précisément il est une fonction du paramètre d'écrantage  $F$ , qui varie de 0 en absence d'écrantage à 1 pour un écrantage total. En première approximation, le lien entre ces deux grandeurs peut s'écrire pour un fil q1d :  $\lambda_\sigma = 4 - 3F/2$  [6]. En prenant pour l'Argent une masse effective de  $m^* = 1,1$  et un rayon moyen de la sphère disponible pour un électron  $r_s = 3,02 a_0$  [12], on en déduit un  $F$  de l'ordre de 0,6 soit un  $\lambda_\sigma$  de 3,1.

En conclusion l'expression générale de la résistance dans nos fils est donc la somme des contributions électron-électron (éq. 7.2) et de l'effet Kondo (éq. 7.1) qui viennent s'ajouter au comportement classique de la résistance métallique. On peut donc l'écrire :

$$R(T) = R_{ee}(T) + R_{imp} + R_0 + aT^n \quad (7.3)$$

$$R(T) = R_0 + \lambda_\sigma \frac{\alpha_{theo}}{\sqrt{T}} + R_k f(T/T_K) + aT^n \quad (7.4)$$

Les figures suivantes 7.4 7.5 présentent les mesures de résistance effectuées sur les 4 échantillons de concentration en moments magnétiques implantés de 0 ppm, 2,7 ppm, 27 ppm et 67,5 ppm, appelés respectivement Ag2, AgFe1, AgFe2 et AgFe3. Les données expérimentales, mesurées sous un champ magnétique perpendiculaire de 50 mT pour annuler la correction de localisation faible, sont représentées par les points  $\diamond$  (rouge). Dans toutes ces mesures, on a veillé à rester dans un régime de transport en équilibre, c'est à dire que la tension aux bornes de l'échantillon a été maintenue inférieure à la température ( $eV < k_B T$ ). On observe clairement pour la figure 7.5 un comportement logarithmique de la résistance entre 5 K et 800 mK, preuve de la présence d'impuretés magnétiques.

### 7.2.1.1 détermination de la correction électron-électron

Pour déterminer la valeur de la correction électron-électron, nous avons tracé dans les inserts des figures les mêmes points  $\diamond$  (rouge) mais en fonction de l'inverse de la racine carrée de la température pour mettre en exergue la contribution mésoscopique. On observe un accord parfait pour l'échantillon pur Ag2 à partir de 1 K avec cette dépendance en  $T^{-1/2}$ , comme le montre la droite en pointillée de l'insert. Pour les échantillons dopés, on observe encore un comportement en  $T^{-1/2}$ , mais à partir de températures de plus en plus basses à mesure qu'on augmente la concentration en plus d'impuretés magnétiques dans l'échantillon. Ces lignes en pointillés sont



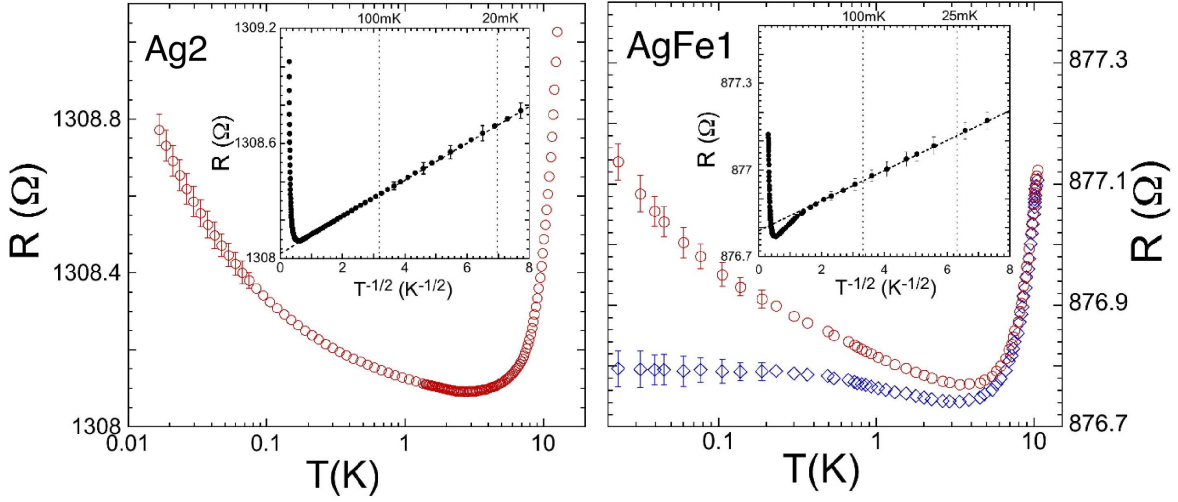


FIG. 7.4:  $\diamond$  (en rouge) : Résistances des échantillons Ag2 (à gauche) et AgFe1 (à droite) en fonction de la température sous un champ magnétique de 100 mT environ, pour supprimer la correction due à la localisation faible. En insert, les mêmes données sont présentées en fonction de  $T^{-1/2}$  pour mettre en exergue la correction due aux interactions électron-électron dans un fil mésoscopique. Cette correction a été soustraite pour produire les données  $\diamond$  (en bleu).

Echantillon	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\Omega$ )	$l_T$ ( $\mu\text{m} \cdot \text{K}^{-1/2}$ )	$\alpha_{theo}$ ( $\Omega \cdot \text{K}^{-1/2}$ )	$\alpha_{exp}$ ( $\Omega \cdot \text{K}^{-1/2}$ )
Ag2	765	1308	0,48	0,032	0,096
AgFe1	745	877	0,57	0,018	0,052
AgFe2	405	516	0,55	0,011	0,036
AgFe3	160	222	0,53	0,005	0,016

TAB. 7.2:  $R, L, L_T$  : Résistance, longueur géométrique et longueur thermique à 1K des échantillons étudiés.  $\alpha_{theo}$  correspond au coefficient défini à l'équation (7.2).  $\alpha_{exp}$  est le paramètre déduit des ajustements linéaires en  $T^{-1/2}$  de la résistance des échantillons.

des ajustements à l'équation  $\Delta T_{ee}(T) = \alpha_{exp}/\sqrt{T}$ , dont les coefficients  $\alpha_{exp}$  sont regroupés dans le tableau 7.2. La figure 7.6 reproduit ces coefficients expérimentaux en fonction des coefficients théoriques. On en extrait une valeur expérimentale de  $\lambda_\sigma$  de l'ordre de 3,18, en très bon accord avec la valeur théorique attendue.

Nous avons donc vérifié la cohérence de notre procédure de soustraction de la contribution électron-électron. Nous pouvons donc étudier maintenant la composante de la résistance due à la présence d'impuretés magnétiques.

### 7.2.1.2 Détermination de la correction due à l'effet Kondo

L'effet Kondo est un effet à une impureté : sa correction à la résistivité doit être proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques présentes dans le fil. La figure 7.7 présente la

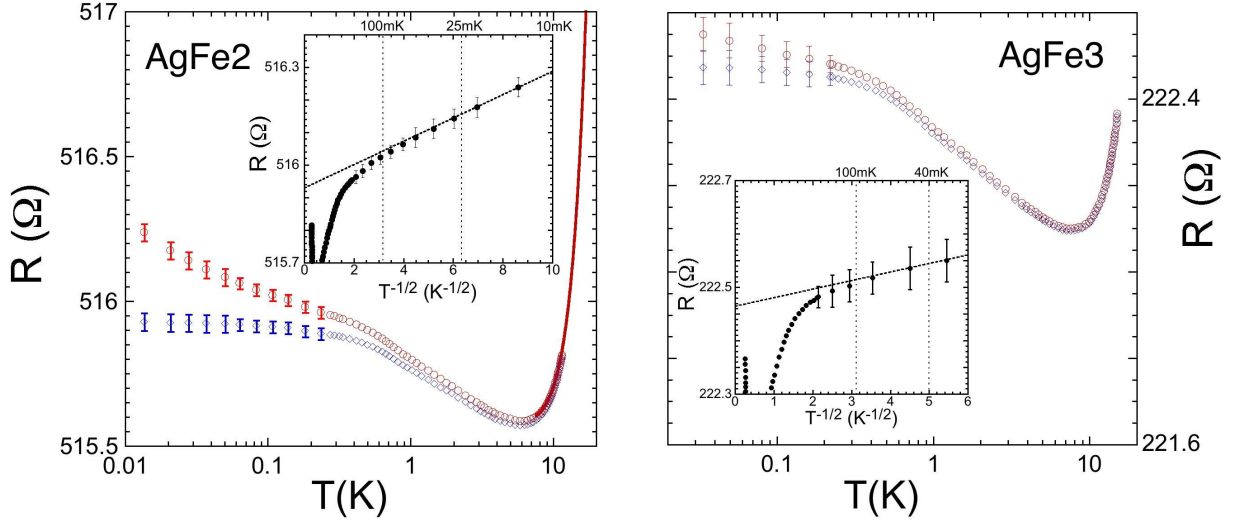


FIG. 7.5:  $\diamond$  (en rouge) : Résistances des échantillons AgFe2 (à gauche) et AgFe3 (à droite) en fonction de la température sous un champ magnétique de 50 mT environ, pour supprimer la correction due à la localisation faible. En insert, les mêmes données sont présentées en fonction de  $T^{-1/2}$  pour mettre en exergue la correction due aux interactions électron-électron dans un fil mésoscopique. Cette correction a été soustraite pour produire les données  $\circ$  (en bleu).

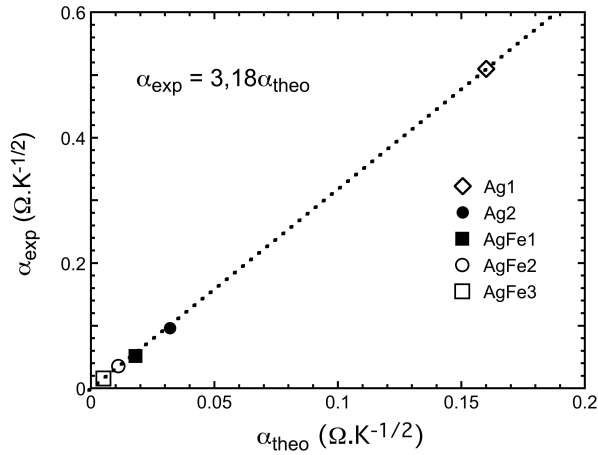


FIG. 7.6:  $\alpha_{exp}$  vs.  $\alpha_{theo}$  pour les échantillons précédents. On y a ajouté ceux du fil Ag1 présenté à la première partie. On y observe une très bonne proportionnalité.

résistivité par ppm d'impuretés magnétiques implantées dans ces échantillons AgFe1, AgFe2 et AgFe3 à laquelle on a soustrait la contribution électron-électron (les points  $\circ$  -en bleu- des figures 7.4 et 7.5, divisés par les concentrations implantées listées au tableau 7.1). On observe la courbe typique de la résistivité d'un système Kondo :

- un minimum de résistivité qui dépend de  $c_{imp}$
- ensuite une remontée logarithmique de la résistivité proportionnelle à  $c_{imp}$
- enfin une saturation de la résistance aux plus basses températures quand l'impureté est

totalement écrantée.

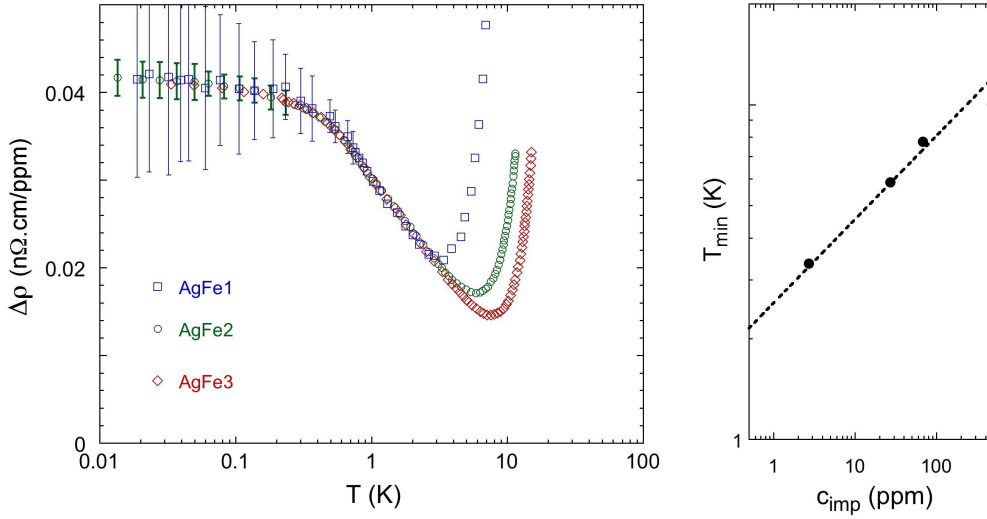


FIG. 7.7: à gauche : Résistivité par ppm d'impuretés des échantillons AgFe1( $\square$  bleu), AgFe2 ( $\circ$  vert) et AgFe3 ( $\diamond$  rouge) en fonction de la température. à droite : température du minimum de résistivité en fonction de  $c_{\text{imp}}$  la concentration en impuretés magnétiques en ppm. On en déduit une loi de puissance en  $c_{\text{imp}}^{1/4}$ .

Les données expérimentales, contribution électron-électron soustraite et divisées par  $c_{\text{imp}}$  se superposent parfaitement. Les mesures effectuées sur les trois échantillons sont cohérentes avec cette analyse et suivent le même comportement. Plus précisément, on observe une très bonne adéquation pour les échantillons AgFe2 et AgFe3. Pour l'échantillon AgFe1, on voit sur le graphe de droite de la figure 7.4 que la contribution due à l'effet kondo est très faible pour cet échantillon, bien plus faible que celle due à l'interaction électron-électron. On obtient donc des barres d'erreurs assez importantes. Mais les données sont cohérentes avec les résultats sur les deux autres échantillons.

Le premier résultat important sur ces données est, outre leur proportionnalité avec  $c_{\text{imp}}$ , qu'elles saturent aux plus basses températures. Nous n'observons pas de diminution de la résistivité, pour des concentrations en impuretés magnétiques inférieures à 70 ppm. Ceci est la preuve que jusqu'à ces concentrations il n'y a pas de transition vers un état verre de spins dans l'alliage dilué AgFe.

Pour extraire précisément la température de Kondo et la concentration en impuretés magnétiques d'une mesure de résistivité, il faut posséder des données sur toute la gamme de température. Or, si la température de Kondo est trop élevée, la contribution due à l'effet Kondo à haute température est masquée par la remontée de la résistivité due aux processus thermiques en  $T^n$  (cf. equation 5.1). Or, d'après l'équation (5.6), il est possible d'extraire l'exposant  $n$  en traçant la position du minimum de température  $T_{\min}$  en fonction de la concentration en moments magnétiques  $c_{\text{imp}}$ . Ceci est fait sur le graphe de droite de la figure 7.7 où on a répertorié les minimums de résistivité des 3 échantillons dopés en fonction de leur concentration en impuretés magnétiques. On en déduit que les processus thermiques qui font remonter la résistivité à haute température suivent une loi en  $T^4$ . On peut donc essayer d'ajuster nos données expérimentales avec cette contribution due aux phonons plus une contribution due à l'effet Kondo. Ceci est fait sur la figure 7.8.

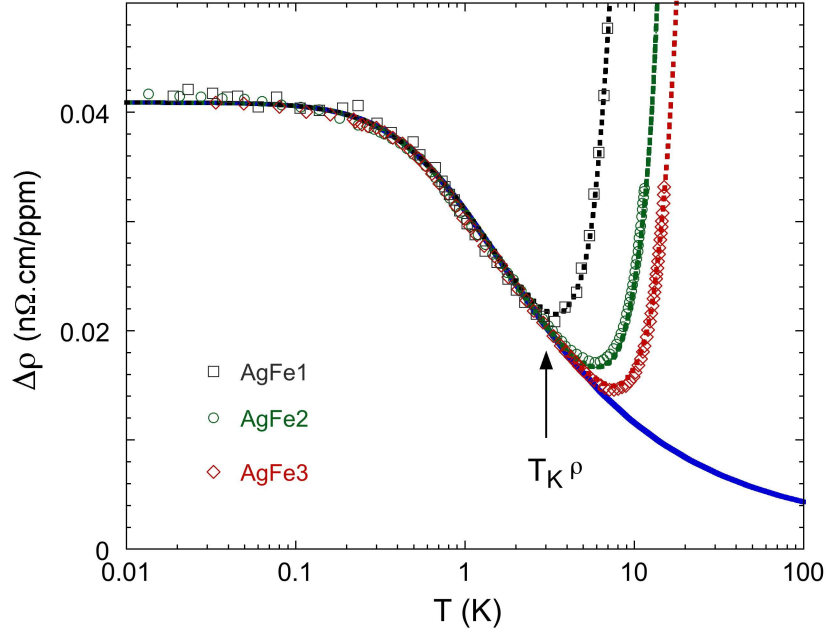


FIG. 7.8: Résistivité par ppm d'impuretés des échantillons AgFe1 ( $\square$  noir), AgFe2 ( $\circ$  vert) et AgFe3 ( $\diamond$  rouge) en fonction de la température. La ligne en continu (bleue) représente les données de NRG de T. Costi présentée à la figure 5.3. On a utilisé comme paramètres d'ajustement  $T_K^\rho = 3,3 \pm 0,1$  K et  $\rho_k = 0.041 \pm 0,005$  n $\Omega$ .cm/ppm. Les lignes en pointillés incluent la contribution due aux phonons pour les trois échantillons.

L'accord entre nos données expérimentales et la théorie pour un spin  $S = 1/2$  est très bon. On extrait de cet ajustement une température de Kondo de  $T_K^\rho = 3,3$  K  $\pm 0,1$  K. Ceci est en accord avec les mesures antérieures de susceptibilité locale par Mössbauer. On peut donc espérer à ce stade avoir trouvé le bon alliage dilué pour observer les excitations en  $T^{-2}$  du singulet Kondo : sa résistivité est en accord avec la théorie pour un spin  $S = 1/2$  et sa température de Kondo est assez élevée pour pouvoir faire des mesures de localisation faible jusqu'à  $T = 0,01 T_K$ . Par contre, la valeur de la limite unitaire déduite de nos mesures est quelque peu plus basse que celle déduite de la théorie. La théorie de Friedel prédit que la limite unitaire pour la diffusion d'une onde s vaut :  $\Delta\rho_k = 4\pi\hbar n_{imp}/ne^2k_F = 0,43$  n $\Omega$ .cm/ppm. On peut avancer plusieurs hypothèses pour expliquer ce facteur dix de différence :

- tout d'abord cette valeur de la limite unitaire est valable pour un effet Kondo "bulk". Bien que la situation expérimentale [136, 137, 138] et théorique [139] ne soit pas encore très claire, il y a des évidences expérimentales pour qu'un effet de taille finie dans les conducteurs mésoscopiques puisse réduire la valeur de la correction à la résistivité.
- dans le théorie de Friedel elle-même, la relation que nous avons introduite n'est valable au sens stricte que pour une diffusion sur un seul canal. S'il y a diffusion sur plusieurs canaux, la règle de somme de Friedel impose qu'on ne puisse pas atteindre la valeur maximale de la limite unitaire [59].
- nous verrons par la suite que nous n'extrayons pas non plus des mesures de cohérence la concentration nominale implantée ; il se peut aussi tout simplement que les simulations effectuées aient surestimé la dose.

Ces mesures de résistivité nous ont permis de caractériser nos échantillons et l'alliage dilué Ag/Fe. On a obtenu une température de Kondo supérieure à 3 K. On a donc plus de deux ordres de grandeur en dessous de  $T_K$  pour mesurer le temps de cohérence de phase.

### 7.2.2 Magnétoconductance à fort champ

Il existe une autre méthode pour extraire la température de Kondo et la valeur de la limite unitaire pour un alliage dilué. Il s'agit de mesurer la magnétorésistance à fort champ. L'augmentation anormale de la résistivité de l'effet Kondo est due à un processus résonnant de diffusion par retournement du spin. Or l'application d'un champ magnétique lève la dégénérescence de spin. Il les polarise et les empêche de se retourner. On observe donc une magnétorésistance négative dans les alliages dilués. La figure 7.9 présente les résultats numériques (NRG) de T. A. Costi pour un moment local de spin  $S = 1/2$  [140].

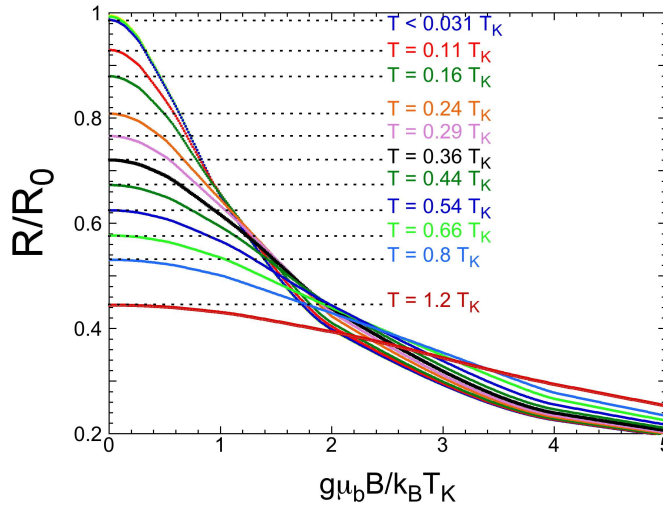


FIG. 7.9: Contribution théorique calculée par NRG d'un spin  $S = 1/2$  à la magnétorésistance.  $g$  est le facteur gyromagnétique du moment local,  $\mu_B$  le magnéton de Bohr. On a pris soin d'utiliser le  $T_K$  défini à la fin de la partie théorique sur l'effet Kondo.

On observe qu'à haute température ( $T \gg T_K$ ) la magnétorésistance est surtout due à l'alignement partiel du spin de l'impureté avec le champ. On obtient donc une magnétorésistance dont la largeur caractéristique dépend du rapport  $B/T$ , en accord avec la théorie du paramagnétisme de Brillouin [53]. Dans la limite de couplage fort ( $T \ll T_K$ ) on s'attend à ce que  $\Delta\rho(B)$  soit décrite par une fonction universelle de  $B/T_K$  et qu'elle suive une même évolution que  $\Delta\rho(T/T_K)$ , à savoir quadratique en  $B$  à faible champ, logarithmique à fort champ. On voit sur la figure 7.9 que cette condition est réalisée pour  $T < 0,03T_K$ <sup>1</sup>. Ces courbes numériques de NRG nous permettent là encore de décrire le "crossover" entre ces deux cas limites.

Nos données expérimentales sont présentées à la figure 7.10. Il semble tout d'abord que nos résultats ne soient pas en accord avec le scénario proposé ci-dessus. La largeur caractéristique en champ de nos mesures semble décroître alors que la température augmente. On observe l'in-

1 – les données obtenues par T. A. Costi sont en accord avec les calculs analytiques possibles à  $T = 0$ . La magnétorésistance peut s'écrire en fonction du "phase shift" de Friedel sous la forme  $\Delta\rho(B) = \rho_k \sin^2 \delta_0(B)$  où  $\delta_0(B) = \pi/2(1 - B/B_K)$  pour  $B \ll T_K$  et  $\delta_0(B) = \pi/4(1/\log(B/B_K))$  pour  $B \gg T_K$  avec  $B_K$  de l'ordre de  $k_B T_K / g\mu_B$  [141].

verse sur la figure 7.9. Cela est dû à la présence d'une autre contribution à la magnétorésistance. Celle-ci ne dépend pas de la présence d'impuretés magnétiques. Il s'agit de la magnétorésistance classique de l'effet Hall dans la largeur de nos fils. Son comportement est en  $\rho(B) \sim \rho(0)(\omega_c\tau_e)^2$

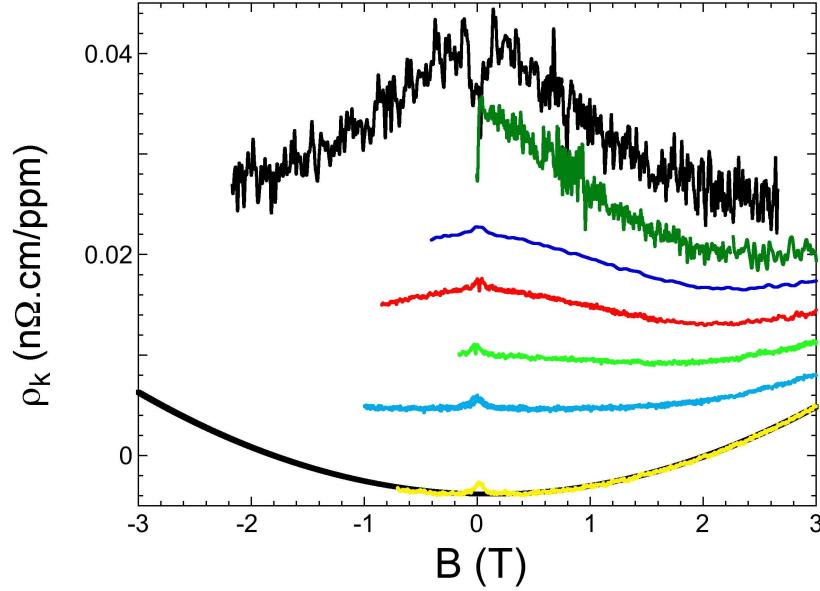


FIG. 7.10: Données expérimentales de la magnétorésistivité par *ppm* d'impureté magnétique pour l'échantillon AgFe2 à différentes températures. Les courbes expérimentales, aux températures de 100mK, 300mK, 850mK, 1K, 1,5K, 2K et 10K sont décalées par rapport à leur valeur absolue déduite de la ligne continue (bleue) dénotée NRG de la figure 7.8. On observe la localisation faible autour du champ nul. La ligne en pointillés est un ajustement parabolique de la forme  $\rho(B) = a_{exp}B^2$  avec  $a_{exp} = 8.10^{-4} \text{ n}\Omega.cm/T^2$ .

où  $\omega_c$ , la pulsation cyclotron, est égale à  $eB/m$  avec  $e$  et  $m$  la charge et la masse électronique dans l'argent [53]. Le temps de relaxation de Drude,  $\tau_e$ , s'obtient à partir de  $l_e = \sqrt{D\tau_e}$  où les valeurs des paramètres  $D$  et  $\tau_e$  pour l'échantillon AgFe2 sont données au tableau 7.1. On obtient théoriquement  $\rho(B) = a_{theo}B^2$  avec  $a_{theo} = 4 \text{ n}\Omega.cm/T^2$ , en bon accord avec la valeur expérimentale  $a_{exp} = 8 \text{ n}\Omega.cm/T^2$  extraite des données à 10K. Cette contribution classique a été soustraite pour produire les données suivantes de la figure 7.11.

La figure 7.11 présente nos résultats expérimentaux de la contribution à la magnétorésistance due à l'effet Kondo. On observe une très bonne adéquation entre nos données expérimentales et les données numériques de magnétorésistance pour un spin  $S = 1/2$ . On peut pourtant dans ce cas se demander le sens d'un facteur gyromagnétique  $g = 3.6$  pour un spin  $S = 1/2$ . Si on prend plus logiquement  $g = 2$ , on trouve  $T_K^B = 1,8 \text{ K}$ , température caractéristique qui est différente de celle à champ nul  $T_K^p$ . On extrait donc deux échelles d'énergie différentes pour la résistivité et la magnétoconductance. Cette différence entre elles peut être un indice du fait qu'on utilise une théorie de spin  $S = 1/2$  à mauvais escient. Nous détaillerons ce point à la fin du paragraphe suivant.

### 7.2.3 Temps de cohérence de phase

Ce paragraphe présente nos résultats expérimentaux sur la dépendance en température du temps de cohérence de phase extraite de mesures de localisation faible. Sur la figure suivante on a rassemblé des courbes expérimentales, à 600 mK environ, pour les 4 échantillons précédemment présentés. On y observe la très grande dépendance entre les différents échantillons de l'amplitude

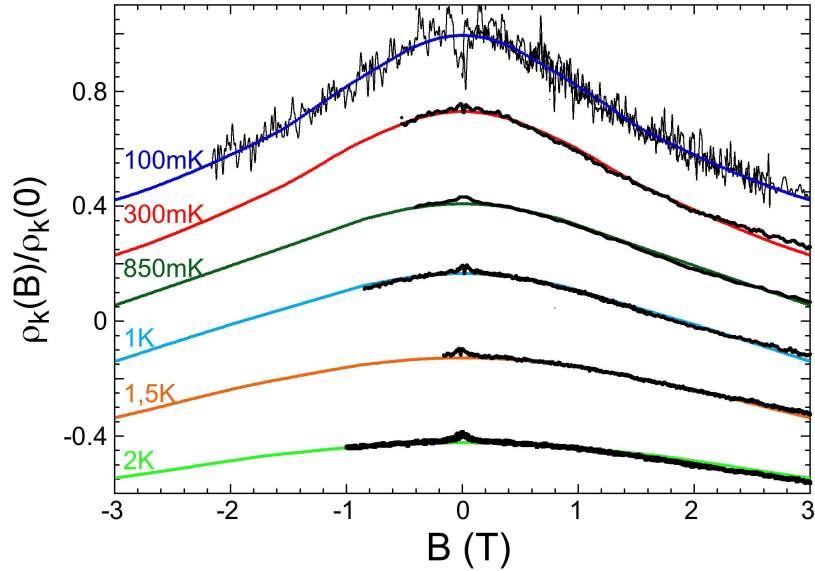


FIG. 7.11: Magnétorésistivité relative de l'échantillon AgFe2 due à la présence d'impuretés magnétiques. La valeur absolue à champ nul pour les différentes températures a été scalée sur la courbure de NRG de résistivité en fonction de la température de la figure 7.8, puis décalée de  $-0.2$  par souci de visibilité. Les ajustements aux courbes présentées à la figure 7.9 ont été obtenus avec les paramètres  $T_K = 3.3 \pm 0,1$  K et  $g = 3.6 \pm 0,2$ .

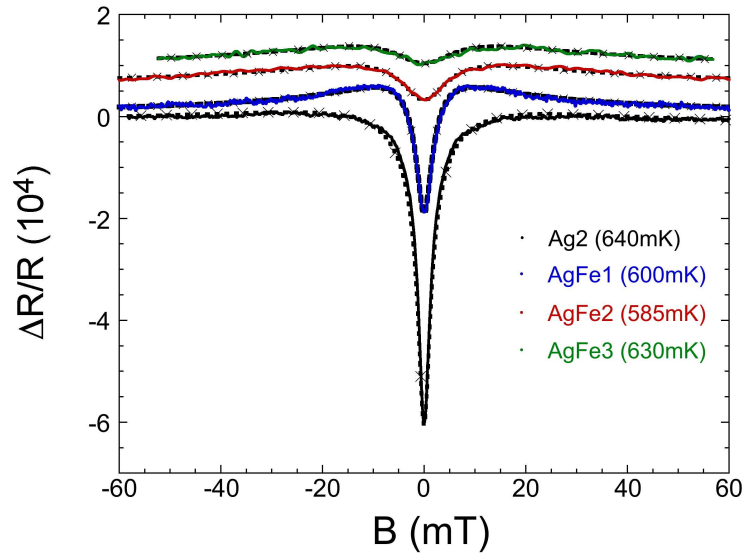


FIG. 7.12: Magnétorésistances relatives expérimentales des échantillons Ag2 (noir), AgFe1 (bleu), AgFe2 (rouge) et AgFe3 (vert). Les lignes en pointillés ( $\times$ ) sont les ajustements à la formule (5.26) de la localisation faible dans un fil 1d. Les courbes ont été décalées par souci de clarté.

relative de la correction à la résistance due à la localisation faible. Comme nous l'avons déjà écrit, la cohérence de phase électronique est très sensible à la présence d'impuretés magnétiques. La mesure du temps de cohérence de phase est donc une mesure très précise de la concentration en impuretés magnétiques. Plus encore, comme le temps de cohérence de phase électronique est directement relié au temps de vie des quasiparticules au niveau de Fermi, la mesure du temps de cohérence de phase est un moyen très sensible d'étudier la Physique de l'effet Kondo.



Sur la figure 7.12, les lignes en pointillés ( $\times$ ) sont les ajustements de nos données expérimentales avec la formule habituelle de la localisation faible (5.26), dont on extrait la valeur de  $l_\phi$ . Le tableau suivant (tab. 7.3) résume les paramètres utilisés pour ces ajustements. Ainsi, aux

Echantillon	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\Omega$ )	$D$ ( $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ )	$l_{so}$ ( $\mu\text{m}$ )
Ag2	765	1308	295	0,5
AgFe1	745	877	429	1
AgFe2	405	516	400	0,7
AgFe3	160	222	360	0,9

TAB. 7.3: Paramètres utiles pour l'extraction du temps de cohérence de phase à partir des mesures de localisation faible.  $R, L, D$  : Résistance, longueur géométrique et coefficient de diffusion des différents échantillons étudiés.  $l_{so}$  correspond à la valeur de la longueur spin-orbite déduite des mesures de localisation faible à haute température. la largeur effective de pénétration du champ magnétique  $w_{eff}$  est de l'ordre de 120 nm pour tous les échantillons.

différentes températures de régulation, le seul paramètre qui varie dans ces ajustements est la longueur de cohérence de phase. La figure 7.13 présente la dépendance en température du temps de cohérence de phase pour les 4 échantillons. La ligne continue (noire) correspond à l'hypothèse que les seuls mécanismes de décohérence sont l'interaction électron-phonon et l'interaction électron-électron. On observe que l'échantillon de référence Ag2, sans impuretés implantées, suit bien ce comportement jusqu'à des températures de 40 mK environ. Les paramètres expérimentaux de cette courbe, définis à l'équation (7.5), sont  $a_{exp} = 0,42 \text{ ns}^{-1} \text{K}^{-2/3}$  et  $b = 0,045 \text{ ns}^{-1} \text{K}^{-3}$ . La valeur théorique, calculée à partir de la relation (5.28), est de  $a_{theo} = 0,22 \text{ ns}^{-1} \text{K}^{-2/3}$ . Elle est quelque peu plus basse.

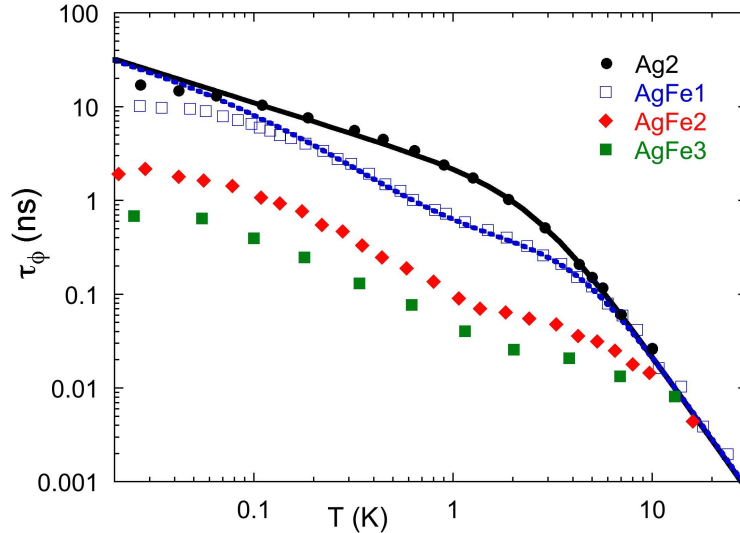


FIG. 7.13: Dépendance en température du temps de cohérence de phase pour l'échantillon Ag2 ( $\circ$  noir), AgFe1 ( $\square$  bleu), AgFe2 ( $\diamond$  rouge) et AgFe3 ( $\square$  vert). La ligne continue ne prend en compte que l'interaction électron-électron et électron-phonon comme source de décohérence. Pour la ligne en pointillé, on inclut en plus l'effet des impuretés magnétiques avec les données de NRG suivant la relation 5.27.

À haute température ( $T > 8 \text{ K}$ ), dans le régime où le temps de cohérence de phase est principalement limité par les interactions électron-phonon, tous les échantillons suivent essentiellement



le même comportement.

A plus basse température, le temps de cohérence de phase se comporte radicalement différemment dans les trois échantillons dopés. On observe d’abord un plateau, ou au moins un changement de courbure, autour de 3 K. Cette évolution du temps de cohérence de phase s’interprète facilement par la présence des impuretés magnétiques. Le changement de courbure correspond au maximum de déphasage dû à la diffusion résonnante par retournement de spin de l’électron sur l’impureté, i.e. à  $T_K$ . En dessous de  $T_K$ , l’impureté commence à être écrantée par les électrons de conduction, le déphasage dû à la présence d’impuretés magnétiques diminue et ainsi le temps de cohérence de phase électronique augmente. Pour l’échantillon le plus dopé, AgFe3, cette température correspond à un temps de cohérence de phase  $\tau_\phi^{\text{plateau}}$  de l’ordre de 20 ps. Le temps de Korringa,  $\tau_\kappa$ , pour un alliage dilué de température de Kondo de  $T_K = 3,5$  K, est de l’ordre de la picoseconde (cf. paragraphe 5.2.3). On peut donc, pour les trois échantillons, utiliser les relations (5.23) et (5.25) pour prendre en compte l’influence des impuretés magnétiques sur le temps de cohérence de phase électronique. La courbe en pointillés bleus de la figure 7.13 est un ajustement des données expérimentales avec l’équation :

$$1/\tau_\phi = 1/\tau_{ee} + 1/\tau_{ep} + 1/\tau_m \quad (7.5)$$

où  $1/\tau_{ee} = a_{exp}T^{-2/3}$  et  $1/\tau_{ep} = bT^3$ , avec  $a_{exp}$  et  $b$  les coefficients mesurés pour le fil “pur” Ag2. Pour le terme dû aux impuretés Kondo, on a utilisé les données de NRG présentées au paragraphe 6.2. On en déduit une température de Kondo de  $T_K^{\tau_\phi} = 4,3 \pm 0,2$  K et une concentration en impuretés magnétiques de  $c_{imp} = 1,3$  ppm. Le même ajustement pour les deux autres échantillons donne une température de Kondo de l’ordre de  $T_K^{\tau_\phi} = 4,3 \pm 0,2$  K pour tous les échantillons, et des concentrations en impuretés magnétiques de  $c_{imp} = 13$  ppm pour AgFe2 et  $c_{imp} = 33$  ppm pour AgFe3. Les concentrations extraites sont donc parfaitement proportionnelles aux concentrations supposées implantées. Par contre, on remarque un facteur deux entre la concentration nominale et la concentration déduite des mesures de cohérence de phase. Nous discuterons aussi de ce point au paragraphe suivant.

Echantillon	$\tau_\phi^{\text{plateau}}$ (ps)	$T_K$ (K)	$\tau_\kappa$ (ps)	$c_{imp}^{\text{exp}}$ (ppm)	$\tau_\phi^{\text{max}}$ (ns)
AgFe1	400	4,3	1,8	1,3	10
AgFe2	75	4,3	1,8	13	2
AgFe3	20	4,3	1,8	33	0,8

TAB. 7.4:  $R, L, D$  : Résistance, longueur géométrique et coefficient de diffusion des échantillons étudiés.  $l_{so}$  correspond à la valeur de la longueur spin-orbite déduite des mesures de localisation faible à haute température.  $\tau_\phi^{\text{plateau}}$  correspond à la valeur expérimentale du temps de cohérence de phase au milieu du plateau du à l’effet Kondo,  $\tau_\phi^{\text{max}}$  à la valeur expérimentale du temps de cohérence de phase aux plus basses températures.

Le point le plus important de ces mesures de cohérence dans notre alliage dilué Ag/Fe, si on se réfère à nos simulations de la figure 7.2, est que nous n’observons pas le terme en  $T^{-2}$  dû à l’écrantage total des impuretés magnétiques. Sur la figure 7.13, on observe que si l’écrantage était parfait le temps de cohérence de phase dans l’échantillon AgFe1 devrait retrouver la valeur de celui dans l’échantillon Ag2 comme le montre la ligne en pointillée. Plus encore, comme le montre le tableau 7.4, le temps de cohérence de phase aux plus basses températures est en fait proportionnel, au moins pour les deux échantillons les plus dopés<sup>2</sup>, à  $c_{imp}$ . Pour se rendre compte

2 – Pour l’échantillon AgFe1, cela est moins immédiat car on ne peut plus négliger l’influence du déphasage dû à

de la situation, le mieux est d'étudier séparément le taux de déphasage dû à la présence seule des impuretés magnétiques  $\gamma_m = 1/\tau_m$ . C'est ce qui est fait à la figure suivante (7.14), où on extrait  $\gamma_m$  suivant l'équation (7.5) en soustrayant les taux de déphasage dûs aux interactions électron-électron et électron-phonon, avec les coefficients expérimentaux du fil non implanté Ag2. Cette figure présente les données expérimentales de  $\gamma_m$ , par ppm d'impuretés magnétiques implantées, pour les trois échantillons AgFe1, AgFe2 et AgFe3 en fonction de  $T/T_K^{\tau_\phi}$ . On y a ajouté les données expérimentales obtenues sur l'échantillon AuFe2 jusqu'à  $T = 0,07 T_K$ . La courbe continue (bleue), dénommée  $S = 1/2$ , correspond aux données théoriques numériques de NRG.

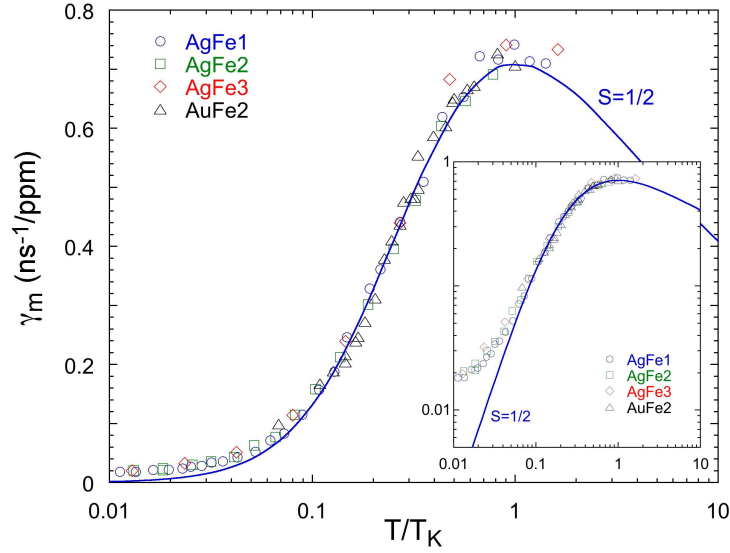


FIG. 7.14: Taux de déphasage dû aux impuretés magnétiques par ppm implanté en fonction de  $T/T_K$  en log-log. La courbe  $S = 1/2$  correspond aux résultats de NRG qui ont été scalées en  $y$  pour faire coïncider les maxima. On en déduit un facteur 2 entre les concentrations nominales et les concentrations implantées et un  $T_K^{\tau_\phi} = 4,3 \pm 0,2\text{K}$ . On observe une parfaite adéquation entre la théorie à un canal et spin  $S = 1/2$  et nos données expérimentales pour  $T > 0,1 T_K$ . L'insert, en échelle log-log, souligne les divergences entre théorie  $S = 1/2$  et résultats expérimentaux à plus basses températures.

On remarque que tous les points expérimentaux tombent sur une courbe universelle. L'accord entre nos données et les calculs de NRG est parfait pour  $T > 0,1 T_K$ . A plus basse températures, on observe une divergence entre nos données et la courbe théorique : ceci est clairement visible sur l'insert en log-log de la figure 7.14. Pourtant *cette déviation est la même pour tous les échantillons*. Les taux de déphasage, une fois divisés par la concentration en moments locaux se superposent. Ceci est la preuve que nous sommes bien dans la limite Kondo de l'impureté unique. On peut donc rejeter toute interprétation basée sur une transition vers un état verre de spins.

En conclusion de ces mesures de cohérence de phase, on observe une parfaite adéquation entre nos données expérimentales sur l'alliage dilué Argent/Fer et un théorie NRG de spin  $S = 1/2$ , au moins jusqu'à  $T > 0, T_K$ . En dessous, on observe un comportement encore un comportement *universel* dans nos échantillons, mais ce dernier ne peut être décrit par un modèle *d'écrantage parfait*. Le point important est que, comme cette déviation est proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques implantées, nous pouvons aussi exclure tout effet de décohérence extrinsèque. Notons aussi que  $0,1 T_K$  correspond à 400 mK dans notre système. C'est une température où il y a un accord parfait entre l'échantillon Ag2 et la théorie AAK. De même, à ces

températures, ce comportement ne peut venir d'un problème de non-équilibre électronique ou de décohérence induit par le rayonnement radiofréquence (cf. dernier chapitre). Cette déviation ne peut donc que venir soit des impuretés magnétiques elle-même soit du processus d'implantation. Finalement, ne peut-on pas s'étonner du fait qu'un modèle monocanal de spin  $S = 1/2$  s'applique aussi bien à des mesures dans l'alliage Argent/Fer ?

Dans le paragraphe 7.2.2 sur les mesures de magnétoconductances, nous avons vu qu'en prenant les courbes de NRG de spin  $S = 1/2$  on obtenait un facteur de Landé anormal de  $g = 3,6$ . On a aussi vu que pour  $T > T_K$  la magnétorésistance est donnée par la fonction de Brillouin  $B_J$ . Si on simule les valeurs de cette fonction pour  $S = 1/2$  et  $S = 2$ , on observe que la largeur à mi hauteur pour  $S = 2$  est 1,85 fois plus large que dans le cas  $S = 1/2$ . Si cette relation est toujours valable jusqu'à  $T < T_K$ , on voit alors que l'on peut extraire les mêmes températures de Kondo pour la résistivité et la magnétoconductance, à condition de prendre un spin  $S = 2$  pour le Fer [116]. Cette analyse n'est valable que si l'on considère qu'une telle mesure donne accès à  $S$  uniquement. A priori, c'est le moment cinétique total  $J$  que l'on mesure ainsi, qui résulte du couplage entre le moment cinétique orbital  $L$  et le spin  $S$ . Or, pour les éléments magnétiques de la ligne du Fer, la couche  $3d$  (non pleine) est une couche périphérique qui est ainsi fortement couplé au champ cristallin ; ce dernier lève alors les dégénérescences de cette couche : il se produit alors le phénomène appelé "blocage du moment orbital" et  $S$  devient bien la quantité mesurée [53]. On pourrait donc penser avoir bien mesuré une valeur de spin  $S = 2$  pour le Fer dans l'Argent. Cependant il existe des preuves expérimentales récentes de la présence de moments orbitaux dans l'alliage Ag/Fe [142, 143].

Revenons aux mesures du temps de cohérence de phase. On a observé aux basses températures une déviation à l'écrantage parfait. Le temps de cohérence de phase expérimental y suit une variation en température bien plus douce. Celle-ci est proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques. L'explication la plus simple serait que l'écrantage n'est pas complet dans l'alliage dilué Ag/Fe. Cette lente dépendance en température serait due à un écrantage incomplet du Fer. Il s'agit de la première piste que nous avons suivie pour l'interprétation de nos données. Nous la présentons dans le paragraphe suivant.

## 7.3 Interprétation des résultats expérimentaux

### 7.3.1 Effet Kondo dans le régime sous écranté

Nous n'avons présenté pour l'instant que le cas d'école le plus simple pour l'effet Kondo. Il y a écrantage total à  $T = 0$  d'une impureté magnétique de spin  $S = 1/2$  si elle est couplée à un seul canal d'interaction avec les électrons de conduction. Plus généralement, pour une impureté magnétique de spin  $S$  quelconque, il faut un nombre de canaux d'interaction  $n_c$  entre les électrons et le moment localisé qui vérifie l'égalité  $n_c = 2S$  pour que l'écrantage soit total [144]. Si  $n_c < 2S$ , l'écrantage n'est pas total : il reste à température nulle un spin résiduel  $S_{res} = S - n_c/2$  qui est libre. Ce système reste un liquide de Fermi, mais non standard. Les excitations de basse énergie ne sont plus celles en  $T^{-2}$  du singulet Kondo. On retrouve à la place des termes logarithmiques caractéristiques du spin-flip. On donne généralement l'expression suivante pour le taux de déphasage électronique dans le cas de la diffusion monocanale ( $n_c = 1$ ) sur un moment magnétique de spin  $S \geq 1$  [145] :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{\pi n_{imp}}{\nu_F} \frac{S^2 - 1/4}{\ln^2 T/T_K} \quad (7.6)$$

Cette équation est bien sûr valable dans la limite  $T \ll T_K$ . Il faut la comparer à l'équation (5.15) présentée précédemment. Cette équation donne le taux de déphasage électronique pour une diffusion monocanale sur un moment magnétique de spin  $S$  quelconque dans la limite  $T \gg T_K$ . Elle s'écrit :

$$\frac{\hbar}{\tau_m} = \frac{\pi n_{imp} S(S+1)}{\nu_F \ln^2 T/T_K} \quad (7.7)$$

On voit qu'en remplaçant dans (7.7)  $S$  par  $S_{res} = S - n_c/2$  avec  $n_c = 1$  on obtient bien (7.6). On a observé que le déphasage aux plus basses températures dans nos échantillons a une dépendance assez faible en température, qui pourrait être logarithmique. Pourtant, si on ajuste cette relation (7.6) à nos données expérimentales en prenant le même  $T_K$ , on obtient une valeur du spin de  $S = 0,55$ , ce qui n'a pas de sens physique. Nous avons donc entamé une collaboration avec A. Rosch et T. A. Costi pour obtenir des données de NRG dans le régime sous-écranté. Nous avons décidé d'étudier le cas le plus simple, à savoir d'un seul canal d'interaction entre les électrons de conduction et une impureté magnétique de spin  $S$  demi-entier.

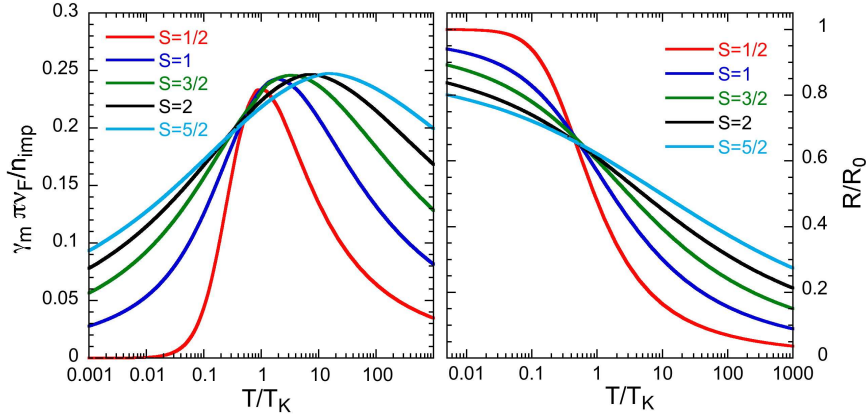


FIG. 7.15: à gauche : Données numériques de NRG du taux de déphasage  $\gamma_m$  dû à des impuretés magnétiques de spin  $S$  en concentration  $n_{imp}$  dans une matrice métallique de densité électronique  $\nu_f$  au niveau de Fermi. à droite : Données numériques de NRG de la contribution à la résistivité  $R_{imp}(T)$  dû à des impuretés magnétiques de spin  $S$ .  $R_0$  est la limite unitaire.  $T_K$  est la température du maximum de déphasage pour un spin  $S = 1/2$ .

La figure 7.15 présente nos résultats théoriques pour le taux de déphasage électronique  $\gamma_m$  et la contribution à la résistivité  $R_{imp}(T)$  dans la limite monocanale pour des valeurs de  $S$  variant de  $1/2$  à  $5/2$ <sup>3</sup>. La comparaison avec nos résultats expérimentaux est faite à la figure 7.16.

Clairement ce scénario sous-écranté n'est pas satisfaisant. On observe sur cette figure 7.16 que la dépendance expérimentale en température des contributions au déphasage électronique et à la résistivité sont bien plus rapides que celles des prédictions théoriques dès  $S = 1$ . Il n'est pas étonnant que la différence soit aussi marquée entre le régime écranté et sous-écranté. Pour  $S = 1$  et un seul canal d'interaction, il reste en dessous de  $T_K$  un spin  $S = 1/2$  libre fortement couplé aux électrons de conduction. On voit clairement sur l'insert de gauche en échelle log-log que ceci conduit à un maximum de déphasage très large incohérent avec nos résultats expérimentaux. Les mêmes conclusions peuvent être déduites de la contribution à la résistivité, comme on le voit sur

3— Des calculs similaires non pour la dépendance en température du taux de déphasage mais pour la dépendance en énergie de la section efficace inélastique de diffusion à température nulle peuvent être trouvés dans la référence [146].

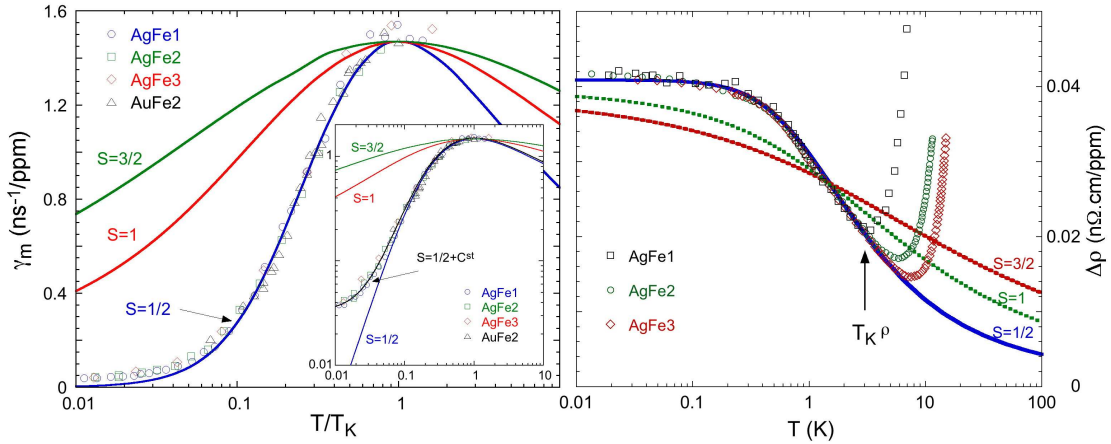


FIG. 7.16: à gauche : Taux de déphasage dû aux impuretés magnétiques par ppm implanté en fonction de  $T/T_K$  en log-log et lin-log (en insert) pour les trois échantillons étudiés. à droite : Contribution à la résistivité due à l'effet Kondo pour les mêmes échantillons. Pour les deux grandeurs mesurées, les courbes  $S = 1/2$ ,  $S = 1$  et  $S = 3/2$  correspondent aux données de NRG pour une diffusion monocanale présentées à la figure 7.15. Les données de NRG ont été décalées suivant les deux axes pour faire correspondre les différentes courbes à celle  $S = 1/2$ .

le graphe de droite de la figure 7.16

### 7.3.2 Discussion

Le paragraphe précédent montre que nos données expérimentales sont très proches d'un modèle de spin  $S = 1/2$  et que l'on peut rejeter les modèles sous écrantés présentés. On pourrait aussi espérer être en présence d'un effet Kondo sur-écranté.

En effet c'est la couche atomique  $d$  qui est responsable de l'apparition d'un moment magnétique dans le fer. On cette couche est dégénérée 5 fois, ce qui donne 5 configurations différentes d'interaction entre les électrons de conduction et le moment local. On aurait donc  $n_c > 2S$ . Il n'y a en fait que peu de chance d'obtenir un tel scénario dans un métal. Si l'impureté magnétique est sur-écrantée, cela veut dire que même à température nulle il y a une instabilité dans le liquide de Fermi car tous les canaux sans distinction peuvent participer à l'écrantage. On obtient alors un non liquide de Fermi où là décohérence est encore plus importante que dans le cas sous écranté. De plus, un tel scénario nécessite de très grandes symétries et est très fragile à de faibles perturbations. Pour obtenir un effet Kondo sur-écranté il faut absolument que tous les canaux se couplent exactement avec la même constante  $J$  à l'impureté, ce qui est en pratique difficilement réalisable.

Nos données expérimentales indiquent, nous le répétons, un écrantage parfait de presque tous les spins. Cet écrantage peut, par contre, impliquer plusieurs canaux et un spin supérieur à  $1/2$ . Revenons sur plusieurs points de nos résultats expérimentaux :

- les mesures de résistivité en fonction de la température sont en parfait accord avec une théorie d'écrantage parfait, bien que la valeur absolue soit plus faible que prévue. Nous avons alors noté la possibilité d'une diffusion multicanale.
- il y a un facteur deux entre les concentrations nominales et les concentrations extraites du

temps de cohérence de phase.

- la température de Kondo extraite des mesures de cohérence  $T_K^{\tau\phi}$  est  $1,4 \pm 0,3$  supérieure à celle extraite de la résistivité  $T_K^\rho$ .

Si l'on revient à la figure 7.15 :

- le maximum et par conséquent la concentration déduite des mesures de cohérence dépend de la valeur du spin.
- le rapport  $T_K^{\tau\phi}/T_K^\rho$  varie jusqu'à 1,6 pour  $S = 5/2$ .

On pourrait alors bâtir une explication avec le scénario suivant : l'interaction entre les électrons de conduction et l'impureté  $3d$  de spin  $S = 2$  possède 5 canaux différents. Les perturbations dues au champ cristallin, à l'interaction spin-orbite ou autre rendent ce modèle instable. On arrive alors à un modèle à 4 canaux. Avec un spin  $S = 2$  pour le Fer, on obtient l'écrantage complet observé jusqu'à  $T > 0,1 T_K$ . Pourtant ce processus de brisure de symétrie par les perturbations doit continuer à basse température, après l'écrantage de l'impureté magnétique. Il n'est donc pas inconcevable que l'on finisse aux plus basses températures expérimentales à un modèle avec 1 pseudo spin effectif  $S = 1/2$  couplé à un seul canal. Ce scénario assez complexe doit évidemment être validé par des calculs théoriques et n'est qu'une hypothèse à l'heure actuelle.

Il faut noter aussi une dernière piste d'interprétation potentielle. S. Kettemann a développé récemment une théorie qui pointe l'effet d'un désordre non magnétique qui pourrait bloquer l'écrantage dans l'effet Kondo [147, 148]. Dans ces calculs il montre qu'un désordre suffisamment intense peut conduire à la formation d'une distribution pour la température de Kondo, avec second pic bien au dessous de la  $T_K$  sans désordre. Tout se passe alors comme s'il y a deux  $T_K$ , une  $T_{K,1}$  prépondérante, celle sans désordre, et une nouvelle échelle d'énergie  $T_{K,2}$  très basse. La figure 7.17 montre que nos données sont en accord avec cette analyse, bien que ce phénomène n'ait jamais été mesuré jusqu'alors. De plus, le coefficient de diffusion  $D$  dans nos échantillons est très élevé, et, d'après S. Kettemann, l'effet y serait nul. Il faut quand même noter que si  $D$  est très élevé en volume pour nos échantillons, leur surface est très rugueuse et un tel effet pourrait s'y produire.

### 7.3.3 Conclusion et perspectives

La première conclusion de cette expérience est qu'on observe une très bonne adéquation de nos résultats expérimentaux avec une théorie d'écrantage parfait pour  $T > 0,1 T_K$ . En dessous de cette échelle d'énergie, nous avons observé des déviations à cette théorie, proportionnelle à la concentrations en moments magnétiques. Nous n'avons pu analyser cette déviation par un effet de sous-écrantage de l'impureté magnétique, celui-ci conduisant à une trop grande décohérence à basse température. De même, on n'a aucune chance d'être dans un système Kondo sur-écranté. Ce non liquide de Fermi induirait une décohérence encore plus grande [149] et n'a que très peu de chances de subsister dans un alliage dilué : il requiert de grandes symétries qui sont très sensibles aux perturbations [150]. Finalement, il reste une dernière piste moins ésothérique à suivre. On a vu que la déviation aux plus basses températures est proportionnelle à la concentration en impureté. Cette déviation pourrait venir de l'implantation elle-même.

Nous excluons toute pollution due à l'implantation. Certains pourraient dire qu'en même temps que le Fer, nous avons implanté du Manganèse par exemple. Cette espèce a une température de

Kondo bien plus faible dans l'Argent et pourrait expliquer la déviation observée, proportionnelle à la dose implantée. Nous avons vu qu'un filtre de Wien sélectionne l'espèce ionique implantée. De plus, la source métallique liquide qui a servi à la préparation des ions était composée de Germanium, Or et Fer. Une autre piste d'explication pourrait venir de la technique d'implantation elle-même. L'argent se cristallise suivant une structure compacte cubique face centrée. Si on considère que lors de l'implantation le Fer se substitue à l'Argent dans le réseau, il possède donc 4 ou 6 premiers voisins. L'impureté magnétique pourrait donc être dans des sites non-équivalents, à savoir 50% sur chaque site. Sur chaque site atomique le couplage est différent et il en résulterait deux températures de Kondo  $T_K^1$  et  $T_K^2$  avec  $T_K^2 \ll T_K^1$ , responsable du comportement aux plus basses températures. Cette hypothèse est testée à la figure 7.17. La différence entre les deux échelles d'énergies devrait être au minimum telle que  $T_K^2 < T_K^1/100$  (courbe b). On en déduit aussi qu'il faudrait au maximum que 2% des ions se différencient (courbe c).

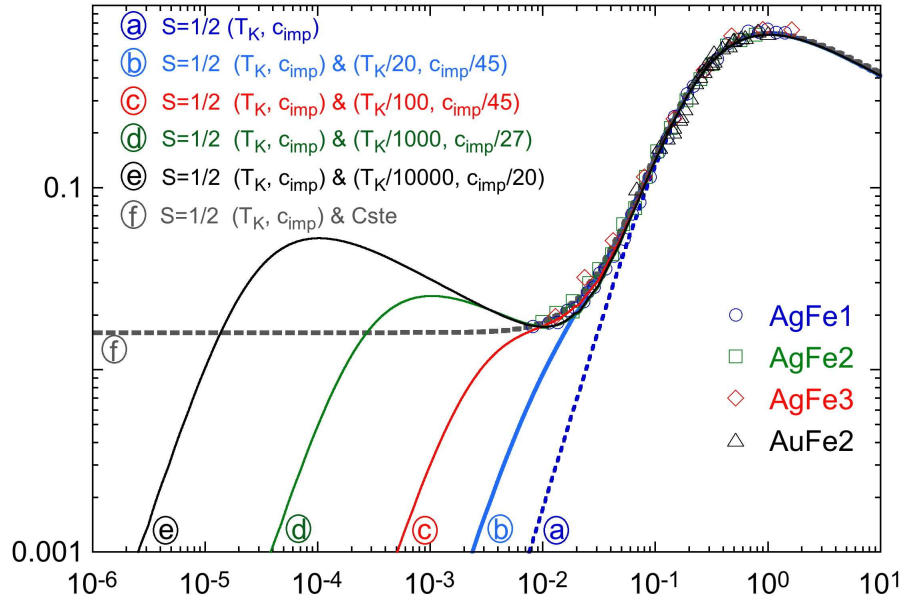


FIG. 7.17: *Courbe a* : ajustement NRG pour un effet Kondo spin  $S = 1/2$  de la figure 7.14, de paramètres  $(T_{1,K}, c_{1,imp})$ . *Courbes b à e* : Simulation pour un double effet Kondo ; à la courbe a, on ajoute un second effet Kondo  $S = 1/2$  caractérisé par  $(T_{2,K}, c_{2,imp})$ . La légende donne les différents rapports  $T_{1,K}/T_{2,K}$  et  $c_{1,imp}/c_{2,imp}$  simulés. Comme nous n'observons pas de changement de courbure au dessus de notre température de base, on voit qu'on peut donc toujours ajuster la déviation aux basses températures tant que  $T_{2,K} < T_{min}$ , où  $T_{min}$  est la température la plus basse de mesure. On en déduit aussi qu'il faudrait  $c_{2,imp} > c_{1,imp}/45$ . *Courbe f* : finalement on voit que, dans la gamme de températures à laquelle nous avons accès, cela est équivalent à introduire, sans justification théorique, un déphasage non nul à température nulle.

Finalement, il reste une dernière hypothèse. L'implantation des ions peut s'avérer une technique assez violente. Il n'y a pas eu de recuit ensuite, car l'Argent en couche mince est très sensible aux températures  $T > 50^\circ C$ . On peut donc supposer que cette technique d'implantation a créé des défauts dynamiques dans nos échantillons <sup>4</sup>, dont le nombre serait proportionnel à la dose implantée. Leurs effets sont similaires à l'effet Kondo à haute température. Par contre il n'y a pas d'écrantage possible. Cette hypothèse est aussi testée à la figure 7.17. On y a fait l'hypothèse d'un bruit constant en température, cas limite pour une dynamique infiniment lente de systèmes à deux niveaux. Ceci équivaut quasiment à considérer un bruit constant en température. Mais il

4– Ils sont notés dans la littérature TLS, pour “two level systems”.

faut mentionner que des mesures de résonance de spin nucléaire ont été effectuées dans les mêmes échantillons de Cuivre avant et après implantation de Cuivre. Aucune différence n'a été notée jusqu'à des températures de 3 K [151, 152].

En conclusion de ce chapitre, nous avons mesuré pour la première fois le temps de cohérence de phase dans des fils mésoscopiques d'Argent en présence contrôlée d'impuretés magnétiques de Fer. Nous avons montré que la contribution par impureté des moments locaux à la décohérence de phase électronique est une fonction universelle de la variable réduite  $T/T_K$  dans toute la gamme de température mesurée, jusqu'à  $T/T_K = 10^{-2}$ . Cette fonction est en remarquable accord avec une théorie d'écrantage parfait des impuretés magnétiques tant que  $T > 0,1 T_K$ . Dans ce régime, la désaturation du temps de cohérence de phase est linéaire en température. Notons que des mesures récentes de cohérence (UCF et AB) dans des systèmes mésoscopiques à base de semiconducteur magnétique (Ga,Mn)As ont aussi étonnamment mesuré cette dépendance linéaire [153].

En dessous de cette température, on a observé une déviation à l'écrantage total et par la même nous n'avons pu observé la prédiction en  $T^{-2}$  du liquide de Fermi local de Nozières. Nos données expérimentales ne sont pas en accord avec les modèles d'effet Kondo sous-écranté présentés et tout modèle d'effet Kondo sur-écranté est hautement improbable. Nous avons vu qu'il existe plusieurs indices expérimentaux qui plaident en faveur d'un effet Kondo multicanal. Mais, a priori, qu'on ait un ou plusieurs canaux, ou l'impureté magnétique est totalement écrantée ou il reste un spin résiduel en dessous de  $T_K$ , qui conduit à un déphasage, nous l'avons vu, supérieur à celui mesuré. Finalement ce travail ouvre plusieurs perspectives. Il faudrait tout d'abord tester nos résultats sur d'autres alliages dilués. Malheureusement les contraintes entre terme de matrice métallique très propre et de gamme de température de Kondo accessible en mesure de cohérence rendent l'éventail des choix possibles assez mince. Des mesures à fort champ (d'effet Aharonov-Bohm par exemple) permettraient de savoir si cette déviation est d'origine magnétique ou non. Mais nous avons vu dans la première partie que la mesure de la décohérence dans une géométrie annulaire est loin d'être aussi simple que dans un simple fil q1d. Finalement, le plus simple serait premièrement de tester la technique d'implantation. Il faudrait implanter des impuretés non magnétiques. Ceci doit être fait d'ici peu dans le groupe et fournira de plus amples informations sur cette dépendance du déphasage électronique à très basse température en présence d'impuretés magnétiques.



# TEMPS DE COHÉRENCE DE PHASE DANS LES ÉCHANTILLONS TRÈS PURS

---

Nous venons de montrer au paragraphe précédent que grâce au taux de déphasage calculé par NRG pour un spin  $S = 1/2$  nous disposons d'une théorie adéquate pour étudier l'effet de la présence d'impuretés magnétiques tant que  $T > 0,1 T_K$ . Nous avons aussi montré qu'aux plus basses températures il existe une fonction universelle pour le déphasage dû à la présence d'impuretés magnétiques. On a déjà mentionné le fait qu'il est observé expérimentalement des déviations à la théorie AAK dans des fils métalliques très purs. Certains arguent qu'elle est due à la présence en quantité vraiment infime d'impuretés magnétiques (de l'ordre de 0,01 ppm, soit une impureté tous les  $10^8$  atomes) [26]. Nous nous proposons dans ce dernier chapitre d'ajouter notre contribution à ce palimpseste, en l'éclairant de notre nouvelle connaissance sur l'effet Kondo. Nous étudierons le comportement à très basse température du temps de cohérence de phase dans les échantillons Ag1 et Ag2 déjà présentés, et dans un échantillon d'Or pur dénommé Au1 [154].

## 8.1 Présentation des échantillons

### 8.1.1 Nanofabrication

Les trois échantillons que nous allons étudier ont été fabriqués selon les techniques habituelles de lithographie électronique et de "lift off". Cependant un soin tout particulier a été pris pour la métallisation. L'Or sur l'échantillon Au1 a été évaporé chez R. Webb dans un évaporateur à faisceau d'électrons à partir d'une source 5N5 (99.9995% de pureté minimum). Cet évaporateur est uniquement dédié à ce métal. Les échantillons d'Argent (Ag1 est celui de la première partie, Ag2 celui du chapitre précédent) ont été évaporés à partir d'une source 6N (99.9999% de pureté minimum) dans l'évaporateur du groupe Quantronics du CEA Saclay. Cet évaporateur n'est aussi dédié qu'à la métallisation de métaux nobles.

Un soin particulier a enfin été observé pour le dessin des échantillons. On a veillé à éloigner de  $40 \mu\text{m}$  du fil mésoscopique les gros contacts qui permettent d'aller aux plots de microsoudure dans le but que leur caractère bidimensionnel n'influe pas la cohérence dans le fil unidimensionnel (cf. l'insert de la figure 8.2).

Ces précautions nous ont permis de mesurer des longueurs de cohérence de phase supérieures à  $20 \mu\text{m}$  aux plus basses températures. À notre connaissance il s'agit des plus grandes longueurs de cohérence de phase mesurées dans des métaux jusqu'à présent. La figure 8.1 présente nos ré-

Echantillon	$w$ (nm)	$t$ (nm)	$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\Omega$ )	$D$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$\tau_\phi^{max}$ (ns)	$l_\phi^{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$T^*$ (nK)
Au1	120	50	450	1298	227	17	20	10
Ag1	120	50	465	2997	105	25	16	30
Ag2	150	50	765	1305	295	19	24	4

TAB. 8.1: Caractéristiques géométriques et électriques des fils Au1, Ag1 et Ag2 :  $w, t, l, R$ , correspondent respectivement à la largeur, épaisseur et longueur géométrique des fils et  $R$  à sa résistance,  $D$  est le coefficient de diffusion.  $\tau_\phi^{max}$  et  $l_\phi^{max}$  sont les valeurs maximales à la plus basse température respectivement du temps et de la longueur de cohérence de phase.  $T^*$  est la température de la limite de validité de la théorie AAK pour un fil q1d, en dessous de laquelle le fil devient isolant.

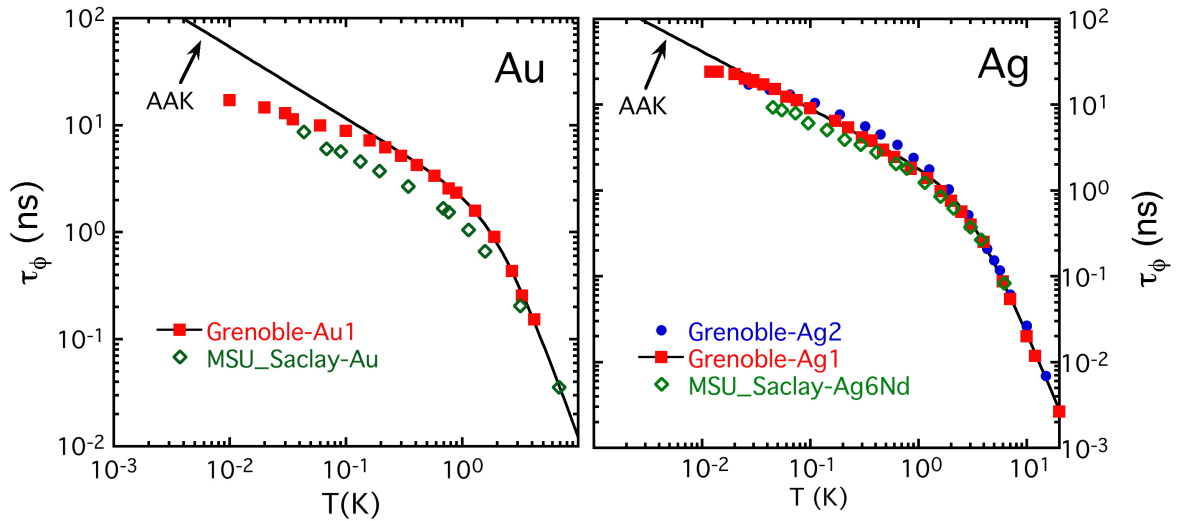


FIG. 8.1: temps de cohérence de phase en fonction de la température pour les échantillons Au1, Ag1 et Ag2. Nous avons reproduit les résultats de la collaboration Michigan-Saclay à titre de comparaison.

sultats et à titre de comparaison ceux issus de la collaboration entre Michigan et Saclay [26]. Les dépendances du temps de cohérence de phase sont très similaires dans la gamme de température commune.

Pourtant, on observe sur ces trois échantillons des déviations à la courbe théorique AAK aux plus basses températures. Il faut noter que ces températures sont trois ordres de grandeur supérieures à  $T^*$ , la température limite de la validité de la théorie AAK pour un fil q1d (cf. tableau 8.1). Cette température, en dessous de laquelle on passe du régime de localisation faible à celui de localisation forte par le désordre, est définie par  $L_T(T^*) \sim l_{ee}(T^*)$ .

### 8.1.2 Mesure de la température électronique

Il est évident que pour étudier le temps de cohérence à très basse température, il faut d'abord pouvoir être sûr de refroidir les électrons à ces températures. Nous avons déjà introduit au paragraphe 7.2.1 la correction d'interaction à la résistivité. Cette correction, d'origine mésoscopique,

a une dépendance entre température en  $T^{-1/2}$ . Elle varie donc beaucoup à basse température et on se sert en fait de cette correction pour déterminer jusqu'à quelle température il est possible de refroidir des électrons dans une mesure de transport. Il s'agit donc d'une mesure *in situ* de la température électronique.

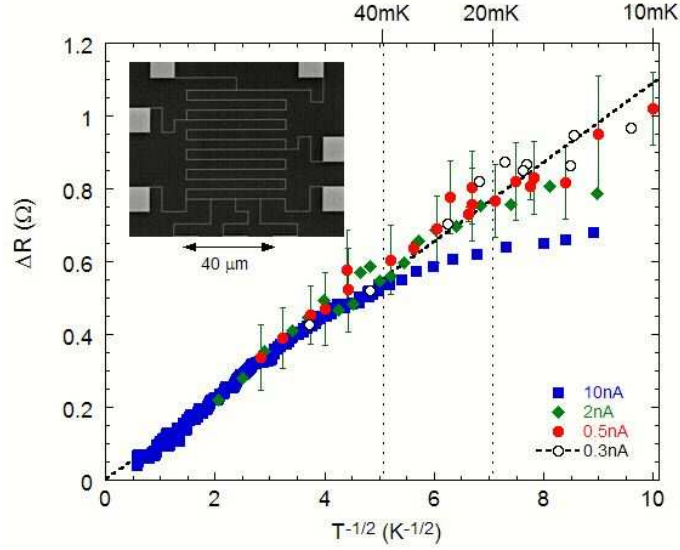


FIG. 8.2: Variation de la résistance de l'échantillon Au1 en fonction de  $1/\sqrt{T}$  pour différentes intensités du courant. La ligne en pointillé correspond au comportement théorique de l'équ. (7.2). La photo par microscopie électronique en insert présente un échantillon typique de localisation faible.

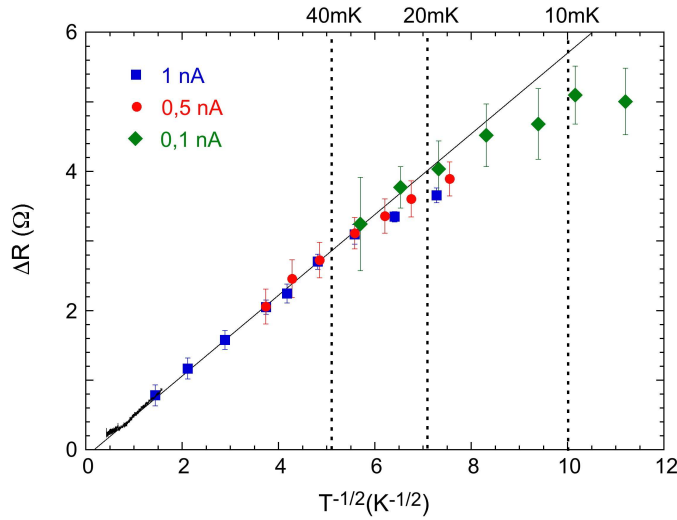


FIG. 8.3: Variation de la résistance de l'échantillon Ag1 en fonction de  $1/\sqrt{T}$  pour différentes intensités du courant injecté. La ligne en pointillé correspond au comportement théorique de l'équ. (7.2).

Les deux figures (8.2) et (8.3) présentent la résistivité des échantillons Au1 et Ag1 en fonction de  $T^{-1/2}$ . Ces mesures ont été effectuées, pour différents courants d'injection, sous un champ magnétique de 100 mT environ pour ne pas être sensible à la correction due à la localisation faible. Pour l'échantillon Ag2, nous renvoyons le lecteur au paragraphe 7.2.1.

On observe donc que tant que la condition de transport à l'équilibre  $eV < k_B T$  est respectée<sup>1</sup>, il est possible de refroidir des électrons dans un échantillon mésoscopique jusqu'à des températures

1 – Dans ce cas, en n'importe quel point du fil les électrons suivent une distribution de Fermi-Dirac de largeur  $k_B T$ .

de l'ordre de 10 à 15 mK. Les déviations observées à la figure 8.1 ne sont donc pas dû à un chauffage des électrons.

## 8.2 Résultats sur le temps de cohérence de phase électronique

### 8.2.1 Analyse du comportement à basse température par la présence d'impuretés magnétiques

Dans ce paragraphe nous présentons les données du temps de cohérence de phase pour les échantillons Au1, Ag1 et Ag2. Nous analyserons leurs comportements en température tout d'abord par la théorie standard AAK, puis nous tenterons d'analyser les déviations observées aux plus basses températures par la présence d'impuretés magnétiques.

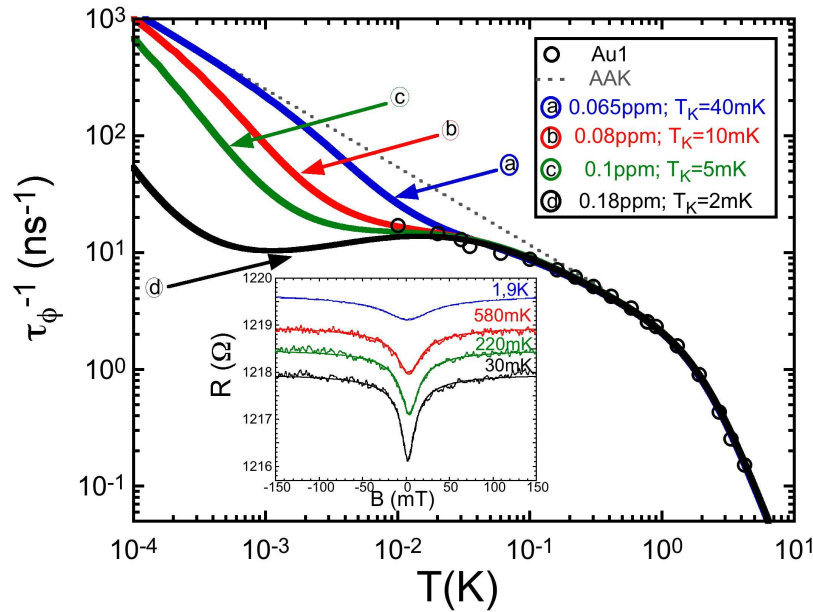


FIG. 8.4: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Au1 ( $\circ$ ). La ligne en pointillé dénommée AAK ne prend pas en compte la présence d'impuretés magnétiques. Pour les lignes (a), (b) (c) et (d) on a simulé la présence d'impuretés magnétiques en prenant les calcul NRG de T. A. Costi aux températures de Kondo  $T_K = 40$  mK, 10 mK, 5 mK et 1 mK respectivement. L'insert montre un échantillon de courbes expérimentales de magnétorésistance à faible champ. Les courbes en pointillé sont des ajustement à la formule classique de localisation faible (5.26). La longueur spin-orbite a été fixée à 50nm environ.

Pour l'échantillon Au1, on ajuste les coefficients  $a_{exp}$  et  $b$  de la formule (5.27) (avec  $\tau_m$  infini) de façon à obtenir le meilleur accord possible à haute température. Sur la figure 8.4, on voit que l'on obtient un très bon accord pour  $T > 200$  mK en prenant  $a_{exp} = 0,38 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$  ce qui est en accord avec la valeur théorique  $a_{theo} = 0,28 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$  obtenue par l'équation (5.28)<sup>2</sup>. On voit qu'aux plus basses températures les données expérimentales, quoique monotones, devient substantiellement de la prédiction AAK : elles suivent une pente plus douce que celle d'un  $T^{-2/3}$ . Pour prendre en compte cette décohérence supplémentaire, nous allons faire l'hypothèse de la présence d'impuretés magnétiques de type et de concentration inconnus en utilisant les données de NRG spin  $S = 1/2$  présentées précédemment. Sur la figure 8.4 sont simulés les résultats pour le

2— Il faut remarquer à ce point que dans toutes les données expérimentales on a  $a_{exp} > a_{theo}$ , ce qui signifie que le déphasage mesuré expérimentalement est toujours plus important que le déphasage prévu par AAK. Il ne s'agit donc pas d'une erreur expérimentale, mais d'un fait qui prouve la présence d'autres mécanismes de décohérence.

déphasage électronique en prenant 4 températures de Kondo différentes, à savoir 40 mK, 10 mK, 5 mK et finalement 1 mK. Il y apparaît clairement que le comportement à très basse température du temps de cohérence dans l'or pur ne peut être expliqué de façon satisfaisante par la présence d'impuretés magnétiques que si l'on considère que ce fil est pollué par quelques 0,1 ppm de moments locaux de température de Kondo telle que  $5 \text{ mK} < T_K < 10 \text{ mK}$  environ. Il est connu

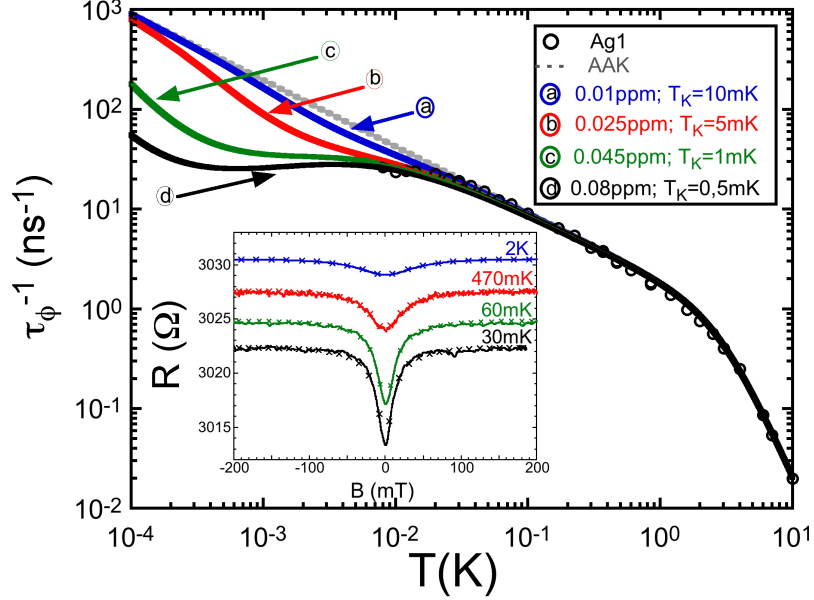


FIG. 8.5: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Ag1.( $\circ$ ). La ligne en pointillée dénommée AAK ne prend pas en compte la présence d'impuretés magnétiques. Pour les lignes (a), (b) (c) et (d) on a simulé la présence d'impuretés magnétiques en prenant les calcul NRG De T. A. Costi aux températures de Kondo  $T_K = 10 \text{ mK}$ ,  $5 \text{ mK}$ ,  $1 \text{ mK}$  et  $0,5 \text{ mK}$  respectivement. L'insert montre un échantillon de courbes expérimentales de magnétorésistance à faible champ. Les courbes en pointillés ( $\times$ ) sont des ajustement à formule classique de localisation faible (5.26). La longueur spin-orbite a été fixée à 500nm environ.

que le manganèse a une température de kondo de l'ordre de  $T_K \simeq 3 \text{ mK}$  dans l'Or [155]. Il semble donc être un bon candidat. Est-il possible de certifier la présence (ou non) d'une telle quantité de Mn dans un fil d'Or ?

Pour certifier que c'est ce mécanisme qui est responsable de l'excès de décohérence aux basses températures, il faudrait pouvoir mettre en évidence, par une autre mesure, la présence de cette infime quantité d'impuretés magnétiques, ce qui nous semble pour l'instant assez difficile. De plus, à ce stade, une première remarque s'impose. Comme on le voit sur la figure 8.4 ou sur les données même de NRG, le taux de déphasage est quasi constant en température autour de  $T_K$ . Donc finalement faire l'hypothèse de la présence d'un système Kondo de  $T_K$  légèrement inférieure à la plus basse température de mesures atteignable conduit en fait à considérer un déphasage quasi-constant avec la température.

Numériquement, au dessus de  $T_K$ , cela est équivalent de prendre en compte des impuretés magnétiques de température de Kondo de plus en plus faible ou de considérer un déphasage non nul à température nulle, comme aux figures 8.7 et 8.8. Nous avons vu que la caractéristique de l'effet Kondo est l'écrantage des impuretés en dessous de  $T_K$ . Expérimentalement, il faut pouvoir observer une désaturation du temps de cohérence de phase pour pouvoir certifier de la présence d'impuretés magnétiques. Il faudrait donc avoir des données en dessous de  $T_K$ . Dans notre cas, où  $T_K < T_{min}$  nous avons simplement prouvé que le comportement de temps de cohérence de

phase est compatible avec la présence de telles impuretés magnétiques, mais en aucun cas nous n'avons prouvé leur réelle présence.

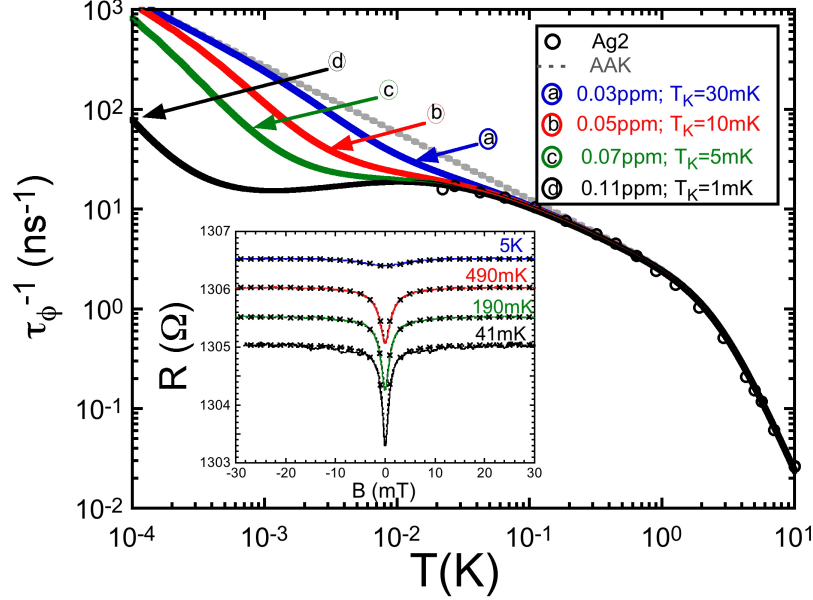


FIG. 8.6: Inverse du temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Ag1 ( $\circ$ ). La ligne en pointillée dénommée AAK ne prend pas en compte la présence d'impuretés magnétiques. Pour les lignes (a), (b) (c) et (d) on a simulé la présence d'impuretés magnétiques en prenant les calcul NRG De T. A. Costi aux températures de Kondo  $T_K = 30$  mK, 10 mK, 5 mK et 1 mK respectivement. L'insert montre un échantillon de courbes expérimentales de magnétorésistance à faible champ. Les courbes en pointillés sont des ajustement à formule classique de localisation faible (5.26). La longueur spin-orbite a été fixée à 500nm environ.

Un autre point mérite d'être soulevé. Il est connu que l'impureté dominante dans l'Or est le Fer. Or nous avons vu que sa température de Kondo est de l'ordre de 500 mK. Il semble donc quelque peu étonnant de ne considérer que la présence que d'un seul système Kondo de  $T_K < T_{min}$ . Dans la deuxième partie de ce paragraphe, nous analyserons nos données en simulant la présence supplémentaire d'impuretés de Fer. Mais continuons d'abord avec des impuretés magnétiques de très basses  $T_K$  pour les deux autres échantillons d'Argent, à savoir Ag1 et Ag2.

Comme pour l'échantillon Au1, on ajuste les coefficients  $a_{exp}$  et  $b$  de la formule (5.27) de façon à ce que l'accord avec les données expérimentales soit le meilleur possible à haute température. On obtient  $a_{exp} = 0,52 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$  ( $a_{exp} = 0,37 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$ ) pour l'échantillon Ag1 (Ag2) respectivement. Ceci est en accord avec la valeur théorique attendue  $a_{theo} = 0,37 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$  ( $a_{theo} = 0,22 \text{ ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$ ) respectivement. Sur la figure 8.5 (8.6), on remarque ensuite une déviation entre la courbe AAK et les données expérimentales pour l'échantillon Ag1 (Ag2) en dessous de la température  $T < 40$  mK ( $T < 100$  mK). Si celle-ci est le fait de la présence d'impuretés magnétiques, les simulations pour différents systèmes Kondo montrent que l'impureté présente devrait avoir une température de Kondo de l'ordre de  $T \simeq 5$  mK. Là encore, cette température est inférieure à la température minimum à laquelle il nous est possible de faire des mesures. De plus, si on regarde la littérature, la plus basse température de Kondo répertoriée pour une matrice d'Argent est le Manganèse. On donne  $T_K$  entre 20 et 40 mK [124, 122].

Nous avons montré jusqu'alors, qu'en choisissant un système Kondo de température caracté-

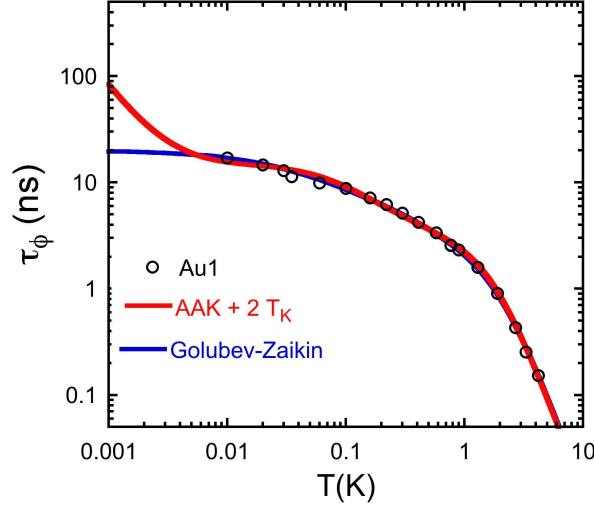


FIG. 8.7: Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Au1.( $\circ$ ). La ligne (rouge) dénommée "AAK + 2  $T_K$ " prend en compte la présence de deux systèmes Kondo de  $T_K = 0,9$  K ( $T_K = 10$  mK) et de concentration  $c_{imp} = 0,15$  ppm ( $c_{imp} = 0,1$  ppm) respectivement. Le préfacteur  $a_{exp}$  a été pris égal à  $a_{theo}$ . La ligne (bleue) dénommée "Golubev Zaikin" est un ajustement à leur théorie présentée dans le paragraphe suivant. On déduit des données  $\tau_{\phi 0}^{exp} \simeq 20$  ns.

ristique arbitrairement basse, il est possible d'ajuster parfaitement nos données expérimentales du temps de cohérence de phase en incluant quelques 0,1 ppm de moments magnétiques libres. Pourtant quelques problèmes restent en suspens. Nous l'avons déjà souligné, Il faut d'abord trouver les systèmes Kondo avec des  $T_K$  aussi basses. Enfin, le Fer est une impureté magnétique très répandue dans les métaux, d'autant plus dans l'Or où on sait qu'il est soluble. Il est donc très étonnant de ne pas prendre son influence en compte. C'est ce que nous avons fait sur cette deuxième série d'ajustement de nos données expérimentales.

Sur les figures (8.7) et (8.8) on voit que les lignes dénommées "AAK + 2  $T_K$ " sont en parfait accord avec les données expérimentales. De plus, dans ces simulations nous avons pris la valeur théorique pour la contribution au déphasage due à l'interaction électron-électron. On extrait des concentrations en impuretés magnétiques pour les deux espèces inférieures au dixième de ppm, pour tous les échantillons. Pourtant, un point litigieux est qu'il est toujours nécessaire d'invoquer la présence d'un système Kondo de  $T_K < T_{min}$ . On peut se demander aussi le sens d'invoquer la présence de Fer dans l'Argent ; et enfin, considérer deux systèmes Kondo signifie que l'on possède 4 paramètres libres pour ces ajustements, en plus des termes électron-électron et électron-phonon. On peut se poser la question du sens d'ajuster de la sorte des courbes expérimentales continues. Enfin, on remarque un aussi bon accord avec la théorie controversée de Golubev et Zaikin, objet du prochain paragraphe.

### 8.2.2 Confrontation des données avec la théorie de Golubev et Zaikin

L'avantage de cette théorie GZ, c'est qu'elle peut s'écrire formellement de façon très simple. Le temps de cohérence de phase électronique dans un fil quasi unidimensionnel  $\tau_{\phi}$  est défini par l'équation autocohérente suivante :

$$\frac{1}{\tau_{\phi}} = \frac{1}{\tau_{\phi 0}} + \frac{\tau_{\phi}^{1/2}}{\tau_{ee}^{3/2}} \quad (8.1)$$



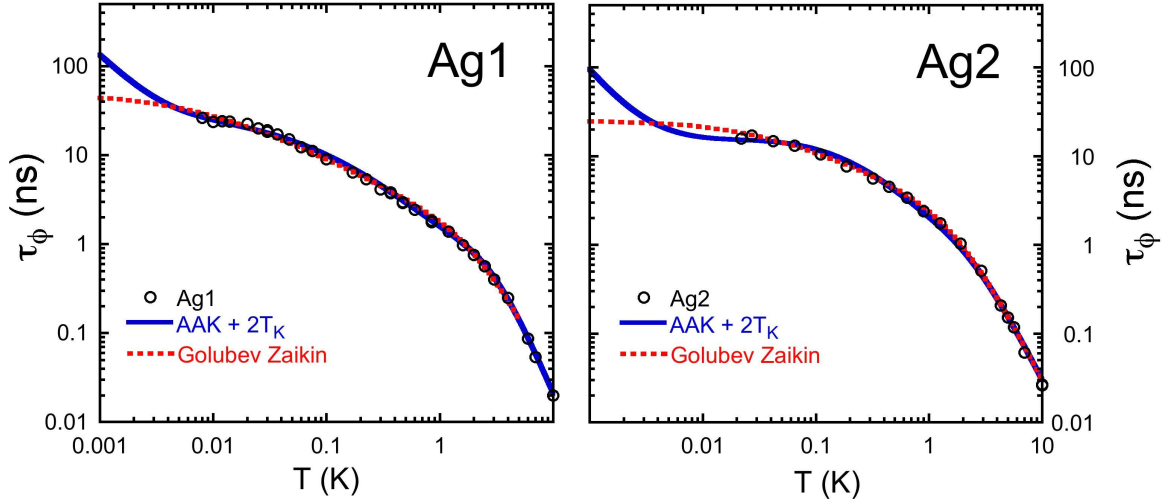


FIG. 8.8: À gauche : Temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Ag1 ( $\circ$ ). La ligne (bleue) dénommée "AAK +  $2T_K$ " prend en compte la présence de deux systèmes Kondo de  $T_K = 4,2$  K ( $T_K = 10$  mK) et de concentration  $c_{imp} = 0,7$  ppm ( $c_{imp} = 0,045$  ppm) respectivement. Le préfacteur  $a_{exp}$  a été pris égal à  $a_{theo}$ . La ligne (bleue) dénommée "Golubev Zaikin" est un ajustement à l'équation 8.1. On déduit des données  $\tau_{\phi,exp}^0 \simeq 48$  ns. À droite : Même analyse pour le temps de cohérence de phase en fonction de la température pour l'échantillon Ag2 ( $\circ$ ). Les paramètres des deux systèmes Kondo sont  $T_K = 4,2$  K ( $T_K = 10$  mK) et de concentration  $c_{imp} = 0,65$  ppm ( $c_{imp} = 0,095$  ppm). On extrait de la courbe "Golubev Zaikin"  $\tau_{\phi_0}^{exp} \simeq 25$  ns.

où  $\tau_{ee} = 2\tau_N = 1/a_{theo}T^{2/3}$  est le terme AAK que nous avons déjà introduit. On voit que la différence avec le résultat AAK est la présence du terme  $\tau_{\phi_0}$  ; pour  $\tau_{\phi_0} = 0$ , on retrouve bien  $\tau_{\phi} \propto \tau_N$ . Pour  $\tau_{\phi_0} \neq 0$ , il faut résoudre numériquement l'équation (8.1). La figure 8.9 présente nos résultats

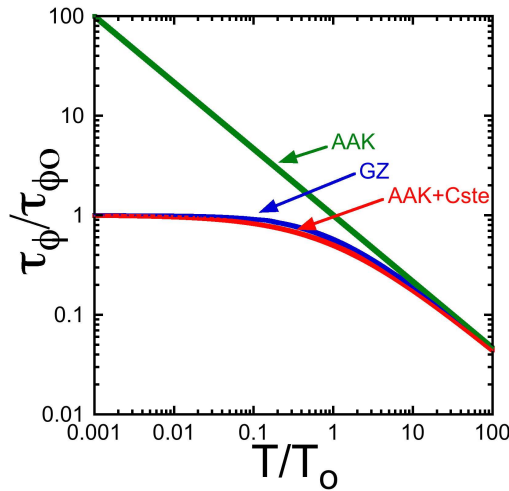


FIG. 8.9: La ligne AAK (verte) correspond à  $\tau_{\phi} = \tau_{ee}$ . La ligne GZ (rouge) correspond à la solution numérique de (8.1). La ligne AAK + Cste (bleue) correspond à la solution approchée de (8.1)  $1/\tau_{\phi} = 1/\tau_{\phi_0} + 1/\tau_{ee}$ .

de  $\tau_{\phi_0}/\tau_{\phi}$  en fonction de la variable réduite  $T/T_0$  où  $T_0 = (a_{theo}\tau_{\phi_0})^{-3/2}$ .  $T_0$  représente l'échelle de



température à partir de laquelle il y a une déviation notable entre GZ et AAK. On a déjà observé sur les figures 8.7 et 8.8 le bon accord numérique dans la gamme de température accessible avec nos données expérimentales, pour les trois échantillons.

L'autre avantage de la théorie GZ est qu'elle permet de prédire la valeur de  $\tau_{\phi 0}$  à partir seulement des propriétés géométriques et électriques des échantillons. Pour chaque fil on peut calculer sa valeur de saturation,  $\tau_{\phi 0}$ , qui résulte de l'interaction entre l'électron diffusant et les modes hautes fréquences du champ électromagnétique. Son expression dépend donc de la dimensionnalité du fil par rapport à  $l_e$ . Si  $l_e \ll w, t$  avec  $l_e$  le libre parcours moyen,  $w$  et  $t$  la largeur et l'épaisseur de l'échantillon, on est dans le régime  $3d$  selon GZ et leur valeur de saturation du temps de cohérence de phase s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{\phi 0}^{(3d)}} = \frac{2}{3\pi} \frac{R}{R_k} \frac{w t}{L^2} \sqrt{\tau_D} \left( \frac{a_3}{\tau_e} \right)^{3/2} \quad (8.2)$$

où  $L$  est la longueur de l'échantillon,  $\tau_e = l_e^2/D$  le temps de Drude,  $\tau_D = L^2/D$  le temps de Thouless et  $a_3$  une constante adimensionnée de l'ordre de 1 ( $\leq 1$ ). Pour  $l_e \sim t \sim w$  ( $l_e \sim t$ ), on est dans le cas  $1d$  ( $2d$ ) au sens de GZ et l'expression (8.2) devient :

$$\frac{\tau_{\phi 0}^{(1d)}}{\tau_{\phi 0}^{(3d)}} = \frac{t w}{2\pi l_e^2} \quad \frac{\tau_{\phi 0}^{(2d)}}{\tau_{\phi 0}^{(3d)}} = \frac{4t}{\pi\sqrt{6}l_e} \quad (8.3)$$

Le point important de ces prédictions est que  $\tau_{\phi 0}$ , quel que soit le régime, doit dépendre d'une puissance entière positive de  $D$ , le coefficient de diffusion ; c'est à dire que plus le fil est ordonné, moins il dévie rapidement de la théorie AAK. Le tableau suivant liste nos résultats des ajustements des données expérimentales et les paramètres déduits de la théorie GZ.

Echantillon	$l_e$ (nm)	$D$ ( $\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ )	$a_{exp}$ ( $\text{ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$ )	$\tau_{\phi 0}^{exp}$ (ns)	$a_{theo}$ ( $\text{ns}^{-1}\text{K}^{-2/3}$ )	$\tau_{\phi 0}^{(3d)}$ (ns)	$\tau_{\phi 0}^{(2d)}$ (ns)	$\tau_{\phi 0}^{(1d)}$ (ns)	$P_\varphi$ (fW)
Au1	48	227	0,38	20	0,28	4,6	1,8	7,6	0,65
Ag1	20	105	0,52	48	0,37	0,5	0,9	1,8	1,5
Ag2	66	295	0,37	25	0,22	12	3,4	15	0,65

TAB. 8.2: Comparaison de nos résultats expérimentaux avec la théorie de Golubev et Zaïkin.

Nous avons vu que nos fils sont très faiblement désordonnés ; plus particulièrement les échantillons *Au1* et *Ag2* sont plutôt dans le régime  $1d$  de GZ. Et, pour ces échantillons, on observe un bon accord entre les valeurs de saturation attendue et mesurée<sup>3</sup> (cf. Tab. 8.2). De plus, on observe bien que  $\tau_{\phi 0}^{exp}$  augmente avec  $D$ . Ce n'est par contre pas le cas pour l'échantillon *Ag1* : le coefficient de diffusion  $D$  est nettement inférieur à ceux des précédents et la valeur de  $\tau_{\phi 0}^{exp}$  est supérieure.

### 8.2.3 Conclusion et perspectives

Il est évidemment impossible de clamer avoir prouvé, ou non, une saturation intrinsèque du temps de cohérence de phase dans les systèmes q1d à partir de trois échantillons. Nous voulons

3 – Il ne faut pas oublier que les valeurs théoriques sont prédites à une constante près  $a_d$ , dépendant de la dimension, et toujours inférieure à 1.

simplement conclure dans ce paragraphe sur le fait qu'invoquer la présence d'impuretés magnétiques de température de Kondo inférieure à la température minimale de mesure ou d'invoquer une décohérence nulle dans des fils q1d mésoscopiques conduit numériquement aux mêmes résultats, dans la gamme de température de mesure. Un point important à remarquer est qu'arguer de la présence d'impuretés magnétiques oblige à choisir *a posteriori* la bonne concentration d'impuretés avec le  $T_K$  qui convient. A l'opposé, la théorie GZ permet *a priori* de prévoir la dépendance de la valeur de saturation en fonction du degré de désordre. Or, nous l'avons vu, celle-ci n'est que partiellement en accord avec nos résultats.

De plus, dès la publication des résultats de Mohanty et al. [87], une autre source de décohérence extrinsèque a été pointée pour expliquer la saturation expérimentale de  $\tau_\phi$  [96]. Nous avons vu que le rayonnement radiofréquence à 300 K devait être filtré dans les lignes de mesures pour pouvoir mesurer des électrons au  $mK$ . Mais nous avons vu aussi qu'avec la correction Al'tshuler Aronov à la résistivité nous possédons une mesure *in situ* de la température électronique, qui nous certifie de leur thermalisation avec le dispositif expérimental. Les auteurs de cet article pointent un effet beaucoup plus pernicieux de ce rayonnement. Il pourrait être responsable d'un déphasage des électrons, sans pour autant les chauffer. Il existe pour l'instant qu'une seule expérience récente à ce sujet [156], qui mériterait d'être approfondie. Il nous paraît cependant nécessaire d'évoquer ce mécanisme possible, d'autant plus que sa dérivation montre qu'il est d'autant plus efficace que le système mesuré est peu résistif. Plus précisément, les auteurs dérivent une puissance suffisante pour déphaser sans chauffer les électrons qui s'écrit :

$$P_\varphi = R \left( \frac{ek_B T}{\hbar} \right)^2 \quad (8.4)$$

Les valeurs pour nos trois échantillons à 40 mK sont regroupés dans le tableau 8.2. On y observe donc que plus l'échantillon est peu résistif, i.e. plus  $D$  est grand, plus la puissance suffisante au déphasage est faible. Cela expliquerait donc pourquoi le fil Ag1 sature beaucoup plus tard que les fils Au1 et Ag2. Là encore, on ne peut évidemment faire de conclusion définitive sur trois échantillons. Le point important à remarquer est que cette théorie, par rapport à la théorie GZ, prévoit un comportement inverse de la valeur de saturation du temps de cohérence de phase en fonction du coefficient de diffusion  $D$ . Seule une étude systématique sur un système où l'on pourrait faire varier le coefficient de diffusion  $D$  sur au moins un ordre de grandeur, sans pour autant changer sa pureté, permettrait de discriminer ces deux théories pour résoudre ce problème crucial de la Physique Mésoscopique.

# CONCLUSION GÉNÉRALE

---

DANS CE MÉMOIRE sont regroupés des résultats expérimentaux, centrés autour de la thématique de la cohérence quantique des électrons à très basse température, obtenus à partir de mesures très précises sur les corrections quantiques au transport classique dans les nanostructures métalliques. Plus précisément, nous nous sommes intéressés aux effets combinés de la géométrie, de la diffusion et des interactions dans des fils et des réseaux quantiques. Nous avons tout particulièrement étudié en détail l'influence sur la cohérence de phase électronique de l'interaction avec des impuretés magnétiques.

Nous avons tout d'abord étudié les effets de cohérence dans les réseaux. Dans une première expérience nous avons montré l'influence de la dimension du régime de diffusion sur les corrections quantiques. En passant d'un conducteur macroscopique à un conducteur mésoscopique, on a observé un "crossover" dimensionnel pour l'amplitude des oscillations Altshuler Aronov Spivak et Aharonov Bohm quand la longueur de cohérence de phase excède la taille typique du système, ce qui nous a permis de préciser exactement ce qu'est la moyenne d'ensemble en Physique Mésoscopique. Ensuite, nous avons montré que des électrons dans un métal, quoique leur diffusion soit une marche aléatoire, peuvent, grâce à la mémoire de leur phase, "sentir" la topologie du milieu dans lequel ils diffusent. Enfin, nous nous sommes intéressés au problème de la mesure de la longueur de cohérence de phase elle-même. Sans avoir pu étayer nos hypothèses par une théorie adéquate, nous avons montré que, dans la limite où la longueur de cohérence de phase est grande devant le pas du réseau, la corrélation non triviale entre une diffusion bidimensionnelle et une décohérence unidimensionnelle rend l'analyse des effets d'interférences quantiques très subtile et permet de tester les limites des théories actuelles.

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous avons présenté des mesures du temps de cohérence de phase dans des fils métalliques q1d contenant des impuretés magnétiques. Ces échantillons ont été fabriqués d'une façon originale et contrôlée en utilisant une technologie nouvelle grâce à l'utilisation d'un faisceau d'ions focalisé. Nos mesures montrent que la cohérence de phase est très sensible à la présence d'impuretés magnétiques. A haute température ( $T \gg T_K$ ) le taux de déphasage dû à la présence d'impuretés magnétiques  $\gamma_m$  décroît doucement en augmentant la température, proportionnellement à  $\ln^2(T/T_K)$ . En diminuant la température, le taux de déphasage passe par un maximum à  $T_K$  puis diminue rapidement à mesure que les impuretés magnétiques sont écrantées par les électrons de conduction. Nous avons montré que le taux de déphasage mesuré est en très bon accord avec de récents calculs de NRG pour un spin  $S = 1/2$ . Plus particulièrement, nous avons montré de façon non équivoque que l'écrantage en dessous de  $T_K$  induit une désaturation du temps de cohérence de phase linéaire avec la température jusqu'à

$0,1 T_K$ , en accord avec les calculs de NRG dans la limite monocanale pour un spin  $S = 1/2$ . À plus basse température encore, nous avons remarqué des déviations au modèle de NRG  $S = 1/2$  et n'avons pu observer la dépendance en  $T^2$ , caractéristique des excitations de basse énergie du modèle de Liquide de Fermi local de Nozières. Nous avons cependant mesuré un comportement universel dans tous nos échantillons de  $\gamma_m$  en fonction de  $T/T_K$ , ceci étant la preuve évidente que cette décohérence supplémentaire est due à la présence des impuretés magnétiques. Dans l'état actuel, cette déviation n'est pas encore comprise théoriquement. Finalement, nous avons voulu, sans parti pris, aborder *in fine* la question fondamentale et controversée du comportement du temps de cohérence de phase électronique à très basse température pour l'éclairer de notre nouvelle connaissance de l'effet des impuretés magnétiques sur la décohérence.

# BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958)
- [2] E. ABRAHAMS, P. W. ANDERSON, D. C. LICCIARDELLO and T. V. RAMAKRISHNAN, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979)
- [3] Y. B. KHAVIN, M. E. GERSHENSON and A. L. BOGDANOV, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1066 (1998)
- [4] L. P. GORKOV, A. I. LARKIN and D. E. KHMELNITZKII, *JETP Lett.* **30**, 228 (1979)
- [5] B. L. ALTSHULER, D. KHMEL'NITZKII, A. I. LARKIN and P. A. LEE, *Phys. Rev. B* **22**, 5142 (1980)
- [6] E. AKKERMANS and G. MONTAMBAUX, *Physique mésoscopique des électrons et des photons* (EDP Sciences, 2004)
- [7] A. EINSTEIN, *Ann. d. Phys.* **17**, 549 (1905)
- [8] D. J. THOULESS, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1167 (1977)
- [9] Y. IMRY, *Introduction to Mesoscopic Physics* (Oxford University press, 1997)
- [10] A. F. IOFFE and A. R. REGEL, *Prog. Semicond.* **4**, 237 (1960)
- [11] C. W. J. BEENAKKER and H. VAN HOUTEN, *Phys. Rev. B* **38**, 3232 (1988)
- [12] N. W. ASHCROFT and N. D. MERMIN, *Solid State Physics* (Saunders College, 1976)
- [13] P. E. WOLF and G. MARET, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2696 (1985)
- [14] E. AKKERMANS, P. E. WOLF and R. MAYNARD, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1471 (1986)
- [15] G. BERGMANN, *Phys. Rev. B* **28**, 2914 (1983)
- [16] S. HIKAMI, A. I. LARKIN and Y. NAGAOKA, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980)
- [17] G. BERGMANN, *Phys. Rev. B* **28**, 2914 (1983)
- [18] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (A. L. Efros and M. Pollak eds., North-Holland, 1985)
- [19] H. FUKUYAMA, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (A.L. Efros and M. Pollak, North-Holland, 1985)
- [20] D. PINES and P. NOZIÈRES, *The Theory of Quantum Liquids* (Benjamin, New-York, 1966)
- [21] G. MONTAMBAUX and E. AKKERMANS, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 016403 (2005)
- [22] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and D. E. KHEMELNITSKII, *J. Phys. C* **15**, 7367 (1982)
- [23] C. TEXIER and G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. B* **72**, 115327 (2005)

- [24] I. L. ALEINER, B. L. ALTSHULER and M. E. GERSHENSON, *Waves Random Media* **9**, 201 (1999)
- [25] M. FERRIER, *Thèse de l'Université de Paris-Sud. Orsay* (2004)
- [26] F. PIERRE, A. B. GOUGAM, A. ANTHORE, H. POTHIER, D. ESTEVE and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. B* **68**, 085413 (2003)
- [27] J. J. LIN and J. P. BIRD, *J. Phys. : Condens. Matter* **14**, R501 (2002)
- [28] A. SERGEEV, M. Y. REIZER and V. MITIN, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 136602 (2005)
- [29] F. SCHOPFER, *Thèse de l'U.J.F. Grenoble* (2005)
- [30] F. SCHOPFER, F. MALLET, D. MAILLY, C. TEXIER, G. MONTAMBAUX, L. SAMINADAYAR and C. BÄUERLE, *Phys. Rev. Lett.* accepted (2006)
- [31] C. P. UMBACH, C. VAN HAESENDONCK, R. B. LAIBOWITZ, S. WASHBURN and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 386 (1986)
- [32] D. Y. SHARVIN and Y. V. SHARVIN, *JETP Lett.* **34**, 272 (1981)
- [33] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV and B. Z. SPIVAK, *JETP Lett.* **33**, 94 (1981)
- [34] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 718 (1984)
- [35] B. PANNETIER, J. CHAUSSY, R. RAMMAL and P. GANDIT, *Phys. Rev. B* **31**, R3209 (1985)
- [36] B. DOUÇOT and R. RAMMAL, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1148 (1985)
- [37] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH and R. B. LAIBOWITZ, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985)
- [38] V. CHANDRASEKHAR, M. J. ROOKS, S. WIND and D. E. PROBER, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1610 (1985)
- [39] J. VIDAL, R. MOSSERI and B. DOUÇOT, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5888 (1998)
- [40] C. NAUD, G. FAINI and D. MAILLY, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5104 (2001)
- [41] W. RABAUD, L. SAMINADAYAR, D. MAILLY, K. HASSELBACH, A. BENOÎT and B. ETIENNE, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3124 (2001)
- [42] W. RABAUD, *Thèse de l'U.J.F. Grenoble* (2001)
- [43] M. BÜTTIKER, Y. IMRY and M. Y. AZBEL, *Phys. Rev. A* **30**, 1982 (1984)
- [44] M. BÜTTIKER, Y. IMRY, R. LANDAUER and S. PINHAS, *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1981)
- [45] M. BÜTTIKER, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986)
- [46] A. D. BENOIT, S. WASHBURN, C. P. UMBACH, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1765 (1986)
- [47] B. L. ALTSHULER and A. G. ARONOV, *JETP Lett.* **33**, 499 (1981)
- [48] I. ALEINER and Y. BLANTER, *Phys. Rev. B* **65**, 115317 (1980)
- [49] T. LUDWIG and A. D. MIRLIN, *Phys. Rev. B* **2**, 193306 (2004)
- [50] S. WASHBURN, C. P. UMBACH, R. B. LAIBOWITZ and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **38**, 4789 (1985)
- [51] B. DOUÇOT and R. RAMMAL, *J. Phys.* **47**, 973 (1986)
- [52] M. FERRIER, L. ANGERS, A. C. ROWE, S. GUÉRON, H. BOUCHIAT, C. TEXIER and G. MONTAMBAUX, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 246804 (2004)
- [53] C. KITTEL, *Physique de l'état solide* (Dunod université, 1983, 5<sup>ème</sup> éd.)
- [54] A. C. HEWSON, *The Kondo Problem to Heavy Fermions* (Cambridge University Press, 1993)

- 
- [55] W. J. DE HASS, J. H. DE BOER and G. J. VEN DEN BERG, *Physica* **1**, 1115 (1934)
- [56] A. H. WILSON, *The Theory of Metals* (Cambridge University Press, 1953)
- [57] J. W. LORAM, T. E. WHALL and P. J. FORD, *Phys. Rev. B* **2**, 857 (1970)
- [58] C. M. HURD, *J. Phys. Chem. Solids* **30**, 539 (1969)
- [59] G. GRÜNER and A. ZAWADOWSKI, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 1497 (1974)
- [60] J. R. SCHRIEFFER and P. A. WOLFF, *Phys. Rev.* **149**, 491 (1966)
- [61] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* **1** (1961)
- [62] J. KONDO, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964)
- [63] M. SARACHIK, E. CORENZWIT and L. D. LONGINOTTI, *Phys. Rev. A* **135**, 1041 (1964)
- [64] A. A. ABRIKOSOV, *Physics* **2**, 5 (1965)
- [65] H. SUHL, *Phys. Rev.* **138**, A515 (1965)
- [66] Y. NAGAOKA, *Phys. Rev. A* **138**, 1112 (1965)
- [67] D. R. HAMANN, *Phys. Rev.* **158**, 570 (1967)
- [68] A. D. CAPLIN and C. RIZZUTO, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 746 (1968)
- [69] W. M. STAR, F. B. BASTERS, G. M. NAP, E. DE VROEDE and C. VAN BAARLE, *Physica* **58**, 585 (1972)
- [70] H. ALLOUL, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 460 (1975)
- [71] G. FROSSATI, J. L. THOLENCE, D. THOULOZE and R. TOURNIER, *Physica B* **84** (1976)
- [72] P. W. ANDERSON, *J. Phys. C* **3**, 2439 (1970)
- [73] P. NOZIÈRES, *J. Low Temp. Phys.* **17** (1974)
- [74] P. NOZIÈRES, *Low Temperature Physics Conference Proceedings LT 14*, eds. Krusius & Vuorio **5** (1974)
- [75] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **37**, 271 (1976)
- [76] P. NOZIÈRES, *J. Physique* **39**, 75 (1978)
- [77] K. G. WILSON, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975)
- [78] J. FRIEDEL, *J. Phys. Radium* **19** (1958)
- [79] J. FRIEDEL, *Suppl. Nuovo Cimento* **7** (1958)
- [80] A. BLANDIN and J. FRIEDEL, *J. Phys. Radium* **20** (1959)
- [81] T. MICKLITZ, A. ALTLAND, T. A. COSTI and A. ROSCH, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 226601 (2006)
- [82] P. COLEMAN, *Ann. Henri Poincaré* **4**, 1 (2003)
- [83] M. E. GERSHENSON, V. N. GUBANKOV and Y. E. ZHURAVLEV, *JETP Lett.* **35**, 576 (1982)
- [84] A. MÜLLER-GROELING, H. A. WEINDENMÜLLER and C. LEWENKOPF, *Europhys. Lett.* **22**, 193 (1993)
- [85] B. PANNETIER, J. CHAUSSY and R. RAMMAL, *Physica Scripta.* **13** (1986)
- [86] A. BENOÎT, D. MAILLY, P. PERRIER and P. NEDELLEC, *Superlattices and Microstructures* **11**, 313 (1992)
- [87] P. MOHANTY, E. M. Q. JARIWALA and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3366 (1997)
- [88] P. M. ECHTERNACH, M. E. GERSHENSON and H. M. BOZLER, *Phys. Rev. B* **48**, R11516 (1993)
- [89] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. B* **55**, R13452 (1997)

- [90] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1074 (1998)
- [91] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **59**, 9195 (1999)
- [92] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **62**, 14061 (2000)
- [93] D. S. GOLUBEV, A. D. ZAIKIN and G. SCHÖN, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 1355 (2002)
- [94] D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *J. Low Temp. Phys.* **132**, 11 (2003)
- [95] A. V. GALAKTIUNOV, D. S. GOLUBEV and A. D. ZAIKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 085317 (2003)
- [96] B. L. ALTSHULER, M. E. GERSHENSON and I. L. ALEINER, *Physica E* **3**, 58 (1998)
- [97] Y. IMRY, H. FUKUYAMA and P. SCHWAB, *Europhys. Lett.* **47**, 608 (1999)
- [98] D. COHEN and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **59**, 11143 (1999)
- [99] U. GAVISH, Y. LEVINSON and Y. IMRY, *Phys. Rev. B* **62**, R10637 (2000)
- [100] D. NATELSON, R. L. WILLETT, K. W. WEST and L. N. PFEIFFER, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1821 (2001)
- [101] A. YACOBY, U. SIVAN, C. P. UMBACH and J. M. HONG, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1938 (1991)
- [102] C. KURDAK, A. M. CHANG, A. CHIN and T. Y. CHANG, *Phys. Rev. B* **46**, 6846 (1992)
- [103] J. A. KATINE, M. J. BERRY and R. M. WESTERVELD, *Phys. Rev. B* **57**, 1698 (1998)
- [104] J. P. BIRD, K. ISHIBASHI, D. K. FERRY and Y. OCHIAI, *Phys. Rev. B* **51**, 18037 (1995)
- [105] R. M. CLARKE, I. H. CHAN, C. M. MARCUS, C. I. DURUÖZ, J. S. HARRIS, K. CAMPMAN and A. C. GROSSARD, *Phys. Rev. B* **52**, 2656 (1995)
- [106] A. G. HUIBERS, M. SWITKES, C. M. MARCUS, K. CAMPMAN and A. C. GROSSARD, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 200 (1998)
- [107] A. G. HUIBERS, J. A. FOLK, S. R. PATEL, C. M. MARCUS, C. I. DURUÖZ and J. S. HARRIS, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5090 (1999)
- [108] C. V. HAESSENDONCK, J. VRANKEN and Y. BRUYNSEAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1987 (1987)
- [109] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1964 (1987)
- [110] R. P. PETERS, G. BERGMANN and R. M. MUELLER, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1093 (1988)
- [111] A. ANTHORE, *Thèse de l'Université de Paris VI* (2003)
- [112] A. ANTHORE, F. PIERRE, H. POTHIER and D. ESTEVE, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 127001 (2003)
- [113] B. HUARD, *Thèse de l'Université de Paris VI* (2006)
- [114] B. HUARD, A. ANTHORE, N. O. BIRGE, H. POTHIER and D. ESTÈVE, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 036802 (2005)
- [115] H. POTHIER, S. GUÉRON, N. O. BIRGE, D. ESTEVE and M. H. DEVORET, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3490 (1997)
- [116] G. M. ALZOUBI and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 226803 (2006)
- [117] M. B. MAPLE, *Magnetism V*, G.T. Rado and H. Suhl eds. (Academic, New York, 1973)
- [118] V. I. FAL'KO, *JETP Lett.* **53**, 340 (1991)
- [119] P. MOHANTY and R. A. WEBB, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4481 (2000)
- [120] F. SCHOPFER, C. BÄUERLE, W. RABAUD and L. SAMINADAYAR, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 056801 (2003)
- [121] G. ZARÁND, L. BORDA, J. VON DELFT and N. ANDREI, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 107204 (2004)
- [122] C. RIZZUTO, *Rep. Prog. Phys.* **37** (1974)



- 
- [123] A. HEEGER, *Localized Moments and Nonmoments in Metals* (Academic Press)
- [124] M. DYBALL, *The s-d Model and the Kondo Effect : Thermal and Transport Properties* (Academic Press, 1973)
- [125] J. MYDOSZ, *Spin Glasses - An experimental Introduction* (Taylor & Francis, 1993)
- [126] G. BERGMANN, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1236 (1987)
- [127] F. MALLET, J. ERICSSON, D. MAILLY, S. ÜNLÜBAYIR, D. REUTER, A. MELNIKOV, A. WIECK, T. MICKLITZ, A. ROSCH, T. COSTI, L. SAMINADAYAR, and C. BÄUERLE **97**, 226804 (2006)
- [128] K. A. R. CLAMPITT and D. JEFFERIES, *J. Vac. Sci. Technol.* **12** (1975)
- [129] R. CLAMPITT and D. JEFFERIES, *Nucl. Instrum. Methods* **149** (1979)
- [130] V. KROHN and G. RINGO, *Appl. Phys. Lett.* **27** (1975)
- [131] S. ÜNLÜBAYIR, *Dissertation - Ruhr Universität Bochum* (2005)
- [132] F. PIERRE and N. O. BIRGE, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 206804 (2002)
- [133] T. A. KITCHENS, W. A. STEYERT and R. D. TAYLOR, *Phys. Rev.* **138**, 467 (1965)
- [134] J. R. THOMPSON and J. O. THOMSON, *Phys. Rev. B* **12**, 2572 (1975)
- [135] M. HANSON, *J. Phys. F : Metal Phys.* **7**, 2555 (1977)
- [136] G. CHEN and N. GIORDANO, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 209 (1991)
- [137] M. A. BLACHLY and N. GIORDANO, *Phys. Rev. B* **51**, 12537 (1995)
- [138] V. CHANDRASEKHAR, P. SANTHANAM, N. A. PENEBRE, R. A. WEBB, H. VLOEBERGHIS, C. V. HAESSENDONCK and Y. BRUYNSEAEDE, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2053 (1994)
- [139] O. ÚJSÁGHY, G. ZARÁND and A. ZAWADOWSKI, *Solid State Commun.* **117**, 167 (2001)
- [140] T. A. COSTI, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1504 (2000)
- [141] N. ANDREI, *Physics Letters* **87A**, 299 (1982)
- [142] R. KIRSCH, M. J. PRANDOLINI, O. BEUTLER, W. D. BREWER, M. GRUYTERS, J. KAPOOR, D. RIEGEL, H. EBERT and S. FROTA-PESSOA, *Europhys. Lett.* **59**, 430 (2002)
- [143] W. D. BREWER, A. SCHERZ, C. SORG, H. WENDE, K. BABERSCHKE, P. BENCOK and S. FROTA-PESSOA, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077205 (2004)
- [144] P. NOZIÈRES and A. BLANDIN, *J. Physique* **41**, 193 (1980)
- [145] M. G. VAVILOV, L. I. GLAZMAN and A. I. LARKIN, *Phys. Rev. B* **68**, 075119 (2003)
- [146] W. KOLLER, A. C. HEWSON and D. MEYER, *Phys. Rev. B* **72**, 045117 (2005)
- [147] S. KETTEMANN and E. R. MUCCIOLO, *JETP Letters* **83**, 240 (2006)
- [148] S. KETTEMANN and E. R. MUCCIOLO, *cond-mat/0609279* (2006)
- [149] A. ZAWADOWSKI, J. VON DELF and D. C. RALPH, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2632 (1999)
- [150] A. ROSCH, *Communication privée*
- [151] P. MONOD, H. HURDEQUINT, A. JANOSSY, J. OBERT and J. CHAUMONT, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1327 (1972)
- [152] P. MONOD, *Thèse de l'Université de Paris-Sud. Orsay* (1981)
- [153] K. WAGNER, D. NEUMAIER, M. REINWALD, W. WEGSCHEIDER and D. WEISS, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 056803 (2006)
- [154] C. BÄUERLE, F. MALLET, F. SCHOPFER, D. MAILLY, G. ESKA and L. SAMINADAYAR, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 266805 (2005)
- [155] G. ESKA, K. ANDRES, E. ZEXH and E. HAGN, *J. Low Temp. Phys.* **28**, 551 (1977)
- [156] J. WEI, S. PEREVERZEV and M. E. GERSHENSON, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 086801 (2006)