



Effets de cohérence électronique dans les nanostructures supraconductrices

Hervé Courtois

► To cite this version:

Hervé Courtois. Effets de cohérence électronique dans les nanostructures supraconductrices. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. tel-00007429

HAL Id: tel-00007429

<https://theses.hal.science/tel-00007429>

Submitted on 16 Nov 2004

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

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

Mémoire

d'Habilitation à Diriger des Recherches

de l'Université Joseph Fourier (Grenoble I)

Discipline : Physique

Hervé Courtois

EFFETS DE COHÉRENCE DANS LES NANOSTRUCTURES
SUPRACONDUCTRICES

Soutenu le 14 septembre 2000 devant le jury composé de :

J. Klein,	<i>Président</i>
M. Devoret,	<i>Rapporteur</i>
L. Lévy,	<i>Rapporteur</i>
G. Schön,	<i>Rapporteur</i>
B. Pannetier	
M. Sanquer	

Travail préparé au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
C.N.R.S. - Grenoble
associé à l'Université Joseph Fourier

À Florence, Zoé, Sidonie, Charlotte et Basile

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a été mené à bien grâce et avec de nombreux collaborateurs que je voudrais remercier ici.

Je remercie tout particulièrement Bernard Pannetier de son apport quotidien dans mes activités de recherche. Il m'a donné les moyens de travailler dans les meilleures conditions tout en me laissant une grande autonomie scientifique. Je le remercie de sa confiance.

La microscopie de proximité me semble être une des ouvertures les plus extraordinaires en physique mésoscopique de la matière condensée. Ces trois dernières années, Norbert Moussy a sous ma direction développé la mesure locale de nanostructures supraconductrices par microscopie tunnel à très basse température. Je le remercie sincèrement de sa patience et de ses efforts.

Les mesures de transport dans les systèmes N-S ont constitué le départ de mes activités de recherche, cela doit beaucoup à Philippe Gandit, Dominique Mailly, Pierre Charlat et maintenant Pascal Dubos. Le couplage entre un ferromagnétique et un supraconducteur est un des prolongements les plus porteurs de ce travail. Je suis heureux d'avoir contribué au démarrage de ce thème de recherche avec Monique Giroud et Klaus Hasselbach.

J'ai beaucoup appris de l'interaction avec les théoriciens de l'Université de Karlsruhe, notamment Frank Wilhelm. Cet enrichissement mutuel transparait dans ce manuscrit à travers l'analyse théorique du transport 2D des jonctions N-S. Merci également à Gerd Schön, Andrei Zaikin et Wolfgang Belzig.

Ce travail a profité du dévouement des services techniques du C.R.T.B.T. que sont l'atelier de mécanique, la chaudronnerie, l'électronique et la microfabrication. En particulier, Henri Rodenas a construit notre cryostat à dilution, grâce aux plans d'Alain Benoît. Nous avons bénéficié des techniques de lithographie et d'évaporation du service de microfabrication, merci à Thierry Crozes, Michel Revol-Bourgeois et Thierry Fournier.

Je tiens à saluer les membres du C.R.T.B.T. et notamment l'équipe de mésoscopie pour les remercier de la qualité de mon environnement de travail. Je remercie le directeur du laboratoire Bernard Hébral de son intérêt suivi dans mes activités.

Je remercie Jean Klein d'avoir présidé le jury de cette habilitation à diriger des recherches. Je suis reconnaissant à Michel Devoret, Laurent Lévy et Gerd Schön d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie Marc Sanquer et Bernard Pannetier d'avoir participé au jury.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Les effets de cohérence de phase	2
1.2	Contenu de ce mémoire	2
1.3	Situation du sujet	3
1.3.1	La réflexion d'Andreev	3
1.3.2	La théorie quasiclassique	6
	L'équation d'Usadel	6
	La conductance spectrale	8
	L'effet de réentrance	10
1.4	Quelques expériences marquantes	11
1.4.1	Transport dans des jonctions tunnel N-I-S	11
1.4.2	Mise en évidence de la cohérence à longue portée	12
1.4.3	Densité d'états près d'une interface N-S	14
2	Supraconductivité de proximité	15
2.1	La conductance : l'effet de réentrance	16
2.1.1	L'échantillon en T	16
2.1.2	Les mesures de conductance	17
2.1.3	Comparaison avec la théorie	19
2.2	Théorie du transport dans une structure bidimensionnelle	22
2.2.1	Position du problème	22
2.2.2	Le formalisme	23
2.2.3	Résultats numériques	24
2.2.4	Discussion	25
2.3	Le cas d'un métal ferromagnétique	28
2.3.1	Les échantillons	28
2.3.2	Les mesures de transport	28
2.3.3	Discussion	31
3	Développement d'un microscope tunnel à très basse température	33
3.1	Motivations et état de l'art	34
3.2	Le microscope tunnel	34

3.2.1	Cryogénie	34
3.2.2	La tête tunnel	36
3.2.3	Les déplacements inertiels	36
3.2.4	La thermalisation	37
3.2.5	L'électronique	37
3.3	Images à très basse température	38
3.4	Mesure de la densité d'états locale	39
4	Perspectives	41
4.1	Transport cohérent : effets hors-équilibre	42
4.2	Spectroscopie locale de nanostructures supraconductrices	43
4.2.1	Objectifs scientifiques	43
4.2.2	Développement technologique	44
4.3	Formation par la recherche	45
	Bibliographie	46
A	Liste de publications	51

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les effets de cohérence de phase

En physique quantique, un objet est décrit par une fonction d'onde complexe. La phase portée par cette fonction d'onde est l'origine des effets d'interférence. Pour observer une interférence, l'objet quantique doit conserver sa cohérence de phase pendant le temps et sur la distance nécessaire. La physique de la matière condensée s'intéresse plus précisément aux corps solides du point de vue de leurs propriétés électroniques, thermiques, optiques, etc ... Considérons les propriétés électroniques, nos objets étant alors les électrons de conduction. Dans un métal, la cohérence de phase est insensible à la diffusion élastique sur les impuretés, seuls les chocs inélastiques la brisent. Dans les couches métalliques évaporées, la longueur de cohérence de phase est de l'ordre de quelques microns à très basse température. Cette échelle est dite mésoscopique car elle est intermédiaire entre l'échelle microscopique des distances inter-atomiques et notre échelle macroscopique.

À cette échelle, les effets de cohérence de phase se reflètent dans les propriétés thermodynamiques et le transport électronique. En ce qui concerne le transport, ce sont les fluctuations de conductance, la localisation faible, les courants permanents [1]. Ces effets physiques sont remarquables car ils sont directement liés à la cohérence de phase d'un électron individuel dans le métal. Néanmoins, ils sont par nature de faible amplitude. La modification de la conductance est de l'ordre de $e^2/h = 1/26k\Omega$, ce qui dans un métal pur est le plus souvent marginal.

Il est alors naturel de s'intéresser à l'influence d'un couplage avec un supraconducteur. En effet, dans un supraconducteur les électrons proches du niveau de Fermi sont condensés dans un état quantique macroscopique, qui possède donc une phase unique. Cette phase intervient dans certaines propriétés comme le couplage Josephson ou l'effet Little-Parks. La phase du supraconducteur étant macroscopique, il est naturel d'obtenir des effets de cohérence d'une amplitude bien plus importante que dans le cas d'un système métallique "normal".

Mes recherches portent ainsi sur les effets de cohérence dans les nanostructures supraconductrices, et plus particulièrement l'influence d'une interface supraconductrice (S) sur le transport mésoscopique dans un métal intrinsèquement normal (N). Cette physique des structures N-S est un problème ancien connu sous le nom d'effet de proximité. Ce sujet a été abondamment traité dans les années soixante [2, 3] mais a trouvé un fort renouveau [4, 5, 6, 7, 8] dans les dernières années grâce d'une part aux nouvelles idées issues de la physique mésoscopique des métaux simples (normaux) et d'autre part aux nouvelles possibilités de fabrication de nanostructures complexes.

1.2 Contenu de ce mémoire

Après avoir exposé quelques éléments de phénoménologie ainsi que des rudiments de la théorie quasiclassique des jonctions N-S, nous évoquerons quelques expériences marquantes qui illustrent la vitalité de ce sujet scientifique. Nous exposerons ensuite nos

recherches récentes dans le domaine de la supraconductivité de proximité dans les nanostructures artificielles. Nous détaillerons ainsi la découverte de l'effet de réentrance, l'étude du cas d'un métal ferromagnétique et la théorie du transport dans une structure N-S à deux dimensions. Un chapitre suivant sera consacré à la mise au point d'un microscope à effet tunnel à très basse température adapté à l'étude spectroscopique locale de structures mésoscopiques. Des résultats préliminaires portant sur des nanostructures supraconductrices seront présentés. En guise de conclusion, nous exposerons les perspectives ouvertes et les voies de recherche dans lesquelles nous souhaitons nous engager.

1.3 Situation du sujet

1.3.1 La réflexion d'Andreev

Dans un métal, les électrons constituent un système de particules en forte interaction. Néanmoins, ce fluide de fermions en interaction peut être décrit par un ensemble de fermions indépendants, les quasi-particules de Landau [9]. Une quasi-particule implique un grand nombre d'états électroniques. Suivant son vecteur d'onde, elle est similaire à un électron (pour $k > k_F$) ou à un trou (pour $k < k_F$). Une vision intuitive d'une quasiparticule est en fait un électron (ou un trou) entouré de son nuage d'écrantage. Dans la suite, nous userons de l'abus de langage qui consiste à appeler les quasiparticules de type trou ou électron plus simplement trou ou électron.

Dans un métal supraconducteur, il existe une interaction attractive entre électrons qui apparie les électrons proches du niveau de Fermi E_F en paires de Cooper [10]. Selon le modèle B.C.S., ceci crée une bande interdite ("gap") de largeur $\Delta = 3.5k_B T_c$ dans la densité d'états, où T_c est la température critique du supraconducteur. Une paire est formée de deux électrons de vecteur d'onde et de spin $\vec{k}$ et σ pour l'un, $-\vec{k}$ et $-\sigma$ pour l'autre. Ces paires de Cooper portent le courant électrique sans dissipation.

Considérons la jonction entre un métal normal noté N et un supraconducteur noté S. La question évidente est alors de savoir comment se fait la transition entre un courant supraconducteur porté par des paires de Cooper (dans le supraconducteur) et un courant dissipatif porté par des électrons isolés (dans le métal normal). La réponse à cette question a été apportée par Andreev en 1964 [11]. Soit, dans N, un électron d'énergie $\epsilon > 0$ par rapport au niveau de Fermi. Si son énergie ϵ par rapport au niveau de Fermi est inférieure à la bande interdite Δ , cet électron ne peut pas entrer dans le supraconducteur. Il peut être réfléchi spéculairement (comme une boule de billard sur une bande) ou réfléchi par effet Andreev. Dans le cas d'une interface métallique, ce dernier processus domine à faible énergie ϵ [12].

Lors d'une réflexion de type Andreev [11], l'électron incident est réfléchi sous forme de trou tandis qu'une paire de Cooper est transmise dans le supraconducteur. Un trou est une vacance dans un état électronique d'énergie inférieure au niveau de Fermi. Si l'électron incident a pour énergie E , composante du vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface

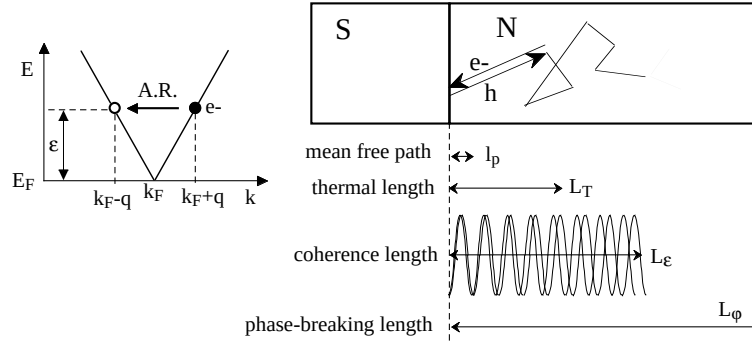


FIG. 1.1 – *Gauche* : Schéma des branches des états électron et trou dans un métal propre : le vecteur d'onde de l'électron incident et du trou réfléchi diffèrent de la quantité $\delta k = 2q$. Dans un métal diffusif, la description en termes de vecteur d'onde n'est pas rigoureusement valide. *Droite* : Schéma des différentes longueurs pertinentes pour les effets de proximité dans un métal diffusif. Les ordres de grandeur relatifs correspondent au cas d'une couche évaporée d'un métal noble (Cu, Au, Ag).

$k_{\perp}$ et spin S ($E = E_F + \epsilon, k_{\perp} = k_F + \delta k/2, S = \sigma$), le trou réfléchi est caractérisé par ($E = E_F + \epsilon, k_{\perp} = -k_F + \delta k/2, S = -\sigma$), k_F étant le vecteur d'onde de Fermi. Ce trou correspond à la disparition d'un électron ($E = E_F - \epsilon, k_{\perp} = -k_F + \delta k/2, S = -\sigma$). Les composantes parallèles à l'interface du vecteur d'onde sont inchangées dans la réflexion, voir figure 1.1. Pour la composante perpendiculaire, le désaccord de vecteur d'onde $\delta k = 2\epsilon/\hbar v_F$ varie linéairement avec l'énergie ϵ par rapport au niveau de Fermi. Au niveau de Fermi la réflexion d'Andreev est une rétro-réflexion parfaite.

Si la phase macroscopique du supraconducteur est Φ , un électron d'énergie ϵ est réfléchi d'Andreev en un trou avec un incrément de phase égal à $\delta\phi = \Phi + \arccos(\epsilon/\Delta)$. À énergie et phase supraconductrice nulle, le déphasage est ainsi de $\pi/2$. Ce point est d'une importance cruciale pour le comportement de la résistance en fonction de la tension [13]. C'est l'origine de la résistance finie à énergie nulle près d'une interface supraconductrice.

Considérons maintenant l'électron incident et le trou réfléchi dans le métal normal près d'une interface supraconductrice. Cet électron et ce trou ne forment pas une paire car ils ne sont pas dans l'échantillon en même temps. Par contre, les états électron que sont l'électron incident ($E = E_F + \epsilon, k_{\perp} = k_F + \delta k/2, S = \sigma$) et l'électron manquant après la réflexion ($E = E_F - \epsilon, k_{\perp} = -k_F + \delta k/2, S = -\sigma$) sont corrélés. Ces deux électrons forment une paire car ils voyagent ensemble dans le métal. Ce n'est pas une paire de Cooper car il n'y a pas de potentiel d'interaction entre eux, mais plutôt ce que l'on pourrait appeler une paire d'Andreev.

Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons au régime mésoscopique, c'est-à-dire quand la longueur de cohérence de phase L_{ϕ} est comparable ou grande devant la dimension de l'échantillon. De plus, nous considérerons des métaux diffusifs où le libre parcours moyen $l_p \simeq 10 \text{ nm}$ est petit devant les autres longueurs comme la longueur de

l'échantillon L et la longueur de cohérence L_T que nous définirons plus loin. Strictement, notre description précédente n'est alors plus rigoureuse car le vecteur d'onde n'est pas bien défini. Il faut considérer des états électroniques contenant une distribution de vecteur d'onde. L'électron incident et le trou réfléchi appartiennent à une paire d'états conjugués par renversement du sens du temps. Dans un "bon" métal défini par la condition $k_F l_p \gg 1$, la largeur de cette distribution peut être choisie faible devant le vecteur d'onde de Fermi k_F tout en gardant une imprécision sur la position faible devant le libre parcours l_p . En apparence, les électrons et les trous suivent alors une trajectoire classique.

En diffusant sur une longueur L dans N, la différence de vecteur d'onde entre les deux électrons se révèle par une différence de phase qui s'accroît entre les deux particules. Après diffusion pendant un temps t depuis l'interface, les électrons ont parcouru une distance $L \simeq \sqrt{Dt}$. Le déphasage entre les deux électrons atteint alors :

$$\delta\varphi = \delta k v_F \frac{L^2}{D} \propto \frac{L^2}{L_\epsilon^2}, \quad (1.1)$$

où nous avons introduit la longueur de cohérence dépendante de l'énergie :

$$L_\epsilon = \sqrt{\frac{\hbar D}{\epsilon}}, \quad (1.2)$$

$D = v_F l_p / 3$ étant le coefficient de diffusion des électrons dans N et v_F la vitesse de Fermi. L'équation 1.1 signifie que le déphasage entre les deux composantes de la paire diffusante sera petit tant que la distance parcourue L restera petite devant L_ϵ . Dans ce régime, les deux électrons apparaissent comme liés et forment une paire d'Andreev. À une distance L_ϵ de l'interface, la différence de phase est non-négligeable. Dans le même temps, les trajectoires sont séparées d'une distance de l'ordre de la longueur d'onde de Fermi [14]. En conséquence, les processus subséquents de diffusion seront décorrélés et la paire se brisera. C'est pourquoi la longueur L_ϵ est la longueur de cohérence des paires d'Andreev.

Il est remarquable de noter que la longueur L_ϵ coïncide avec la longueur thermique L_T lorsque l'énergie ϵ est prise égale à $2\pi k_B T$. La longueur L_T est en effet la longueur donnée dans la littérature classique comme étant la portée des effets de proximité [15]. La différence fondamentale entre les longueurs L_ϵ et L_T est que L_T décrit l'ensemble d'une distribution thermique alors que L_ϵ est caractéristique d'une énergie particulière ϵ . Au niveau de Fermi, la longueur L_ϵ est infinie, indépendamment de la température. Ceci ne doit pas nous tromper, la longueur de cohérence effective est alors donnée par la longueur de cohérence de phase L_φ . En résumé, la longueur de cohérence d'une paire Andreev varie de L_T à haute énergie (pour $\epsilon = 2\pi k_B T$) jusqu'à L_φ à basse énergie ($\epsilon = 0$).

La différence de phase entre l'électron et le trou peut aussi être écrite comme :

$$\delta\varphi \propto \frac{\epsilon}{\epsilon_c} \quad (1.3)$$

où

$$\epsilon_c = \frac{\hbar D}{L^2} \quad (1.4)$$

est l'énergie de Thouless associée à la longueur L . L'interprétation de la relation 1.3 est intuitive. À une distance donnée L , seuls les électrons d'énergie inférieure à l'énergie de Thouless ϵ_c restent corrélés en paires.

1.3.2 La théorie quasiclassique

L'équation d'Usadel

La diffusion de la supraconductivité dans une structure inhomogène peut être décrite par les fonctions de Green-Gorkov. Dans la limite où toutes les longueurs pertinentes sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde de Fermi, cette théorie pleinement quantique peut se réduire à une théorie quasiclassique. Dans le régime diffusif qui nous intéresse, cette théorie aboutit aux équations d'Usadel [16]. Les effets de localisation faible et de fluctuations de conductance ne sont pas pris en compte.

La théorie quasiclassique a été développée dans sa pleine intégrité par plusieurs groupes [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24]. Une revue d'applications récentes de cette théorie a été faite dans la référence [25]. Ici nous limiterons notre discussion au cas d'une structure quasi-unidimensionnelle sous champ magnétique nul et en l'absence de gradient de phase supraconductrice. Cette dernière condition est satisfaite dès qu'il n'y a qu'une seule électrode supraconductrice. En l'absence d'interaction électron-électron, l'équation d'Usadel s'écrit dans N comme :

$$\hbar D \delta_x^2 \theta + \{ 2i\epsilon - \frac{\hbar D}{L_\varphi^2} \} \sin \theta = 0, \quad (1.5)$$

où l'angle complexe d'appariement $\theta = \theta_1 + i\theta_2$ est relié à la fonction de Green anormale F :

$$F(\epsilon, x) = -i \sin[\theta(\epsilon, x)] \quad (1.6)$$

La fonction de Green anormale F est souvent appelée l'amplitude de paires bien que la véritable amplitude de paires soit le produit de la fonction F et de la fonction de distribution en énergie des électrons du système.

L'angle complexe θ et la fonction F sont des fonctions à la fois de l'énergie ϵ et de la distance à l'interface x . L'équation d'Usadel apparaît comme une équation non-linéaire de diffusion de θ depuis l'interface supraconductrice vers le métal normal. Nous pouvons alors déduire deux faits physiques de l'équation : (i) la longueur naturelle de diffusion de $F(\epsilon, x)$ est la longueur L_ϵ ; (ii) cette diffusion est restreinte à la longueur L_φ . Ces deux faits coïncident parfaitement avec notre approche phénoménologique précédente. Le libre parcours inélastique L_{in} est inclus dans L_φ , mais n'apparaît pas en tant que tel. Il entre directement dans le problème uniquement à travers la redistribution en énergie des électrons dans le métal N.

Au contact avec un réservoir N idéal, la supraconductivité est détruite et l'angle θ vaut donc zéro. Au contact avec une électrode supraconductrice, un traitement complet

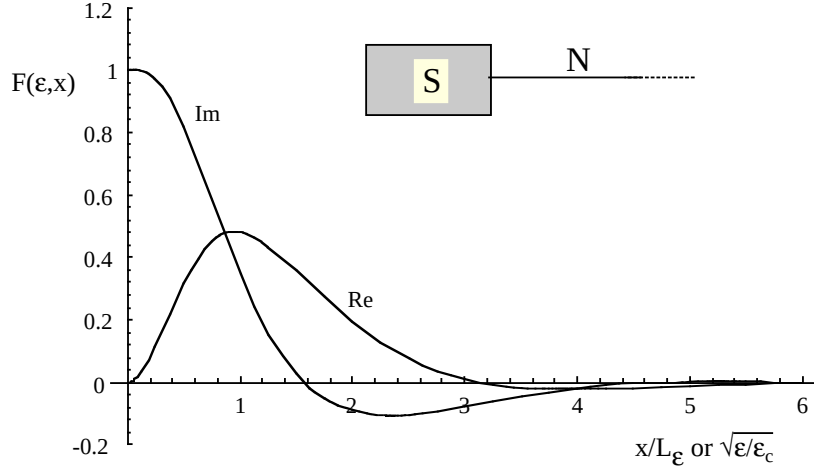


FIG. 1.2 – Tracé de la partie réelle et de la partie imaginaire de la fonction $F(\epsilon, x)$ calculée à partir de l'équation d'Usadel linéarisée. L'axe horizontal peut être lu soit comme la distance x en unités de la longueur de cohérence L_ϵ (ici l'énergie ϵ est fixée) ou comme la racine carrée de l'énergie ϵ divisée par l'unité locale d'énergie $\epsilon_x = \hbar D/x^2$ à la distance x (ici x est fixée). Encart : la géométrie d'échantillon considérée est un fil de métal normal N infini en contact avec un supraconducteur S .

implique la résolution de l'équation auto-consistante pour le potentiel de paires au voisinage de l'interface [26, 27]. Ici nous nous restreignons au cas idéalisé d'un potentiel en forme de marche : le potentiel de paire est considéré comme égal à la bande interdite dans S et nul dans N . Avec cette hypothèse, la condition aux limites s'écrit :

$$\theta = \theta_S = \frac{\pi}{2} + i \operatorname{argth}\left(\frac{\epsilon}{\Delta}\right) \quad (1.7)$$

soit $\theta \simeq \pi/2$ à énergie faible devant la bande interdite Δ . Dans le cas général d'une transparence t de l'interface N - S différente de 1, la condition aux limites est changée en :

$$\sin(\theta_S - \theta_N) = L_t \delta_x \theta \quad (1.8)$$

où la longueur $L_t = l_p/t$ est la longueur équivalente de barrière [22], θ_N et θ_S sont les valeurs de l'angle θ du côté N et S respectivement de l'interface. Dans la limite des faibles transparences, l'interprétation physique de la longueur L_t est la longueur de métal normal qui a une résistance égale à la résistance de l'interface.

À titre d'exemple, considérons le cas d'un fil unidimensionnel et semi-infini de métal normal N en contact parfait avec un supraconducteur S . Dans ce cas idéalisé, la longueur de cohérence de phase L_φ est supposée infinie. En résolvant l'équation d'Usadel, on peut obtenir l'angle complexe θ puis la fonction F qui sont chacun une fonction complexe de la distance x à l'interface et de l'énergie ϵ . La figure 1.2 montre les parties réelle et imaginaire de la fonction F . L'axe horizontal peut être lu à énergie ϵ fixée comme une distance en

unités de la longueur de cohérence L_ϵ , ou à position x fixée comme la racine carrée de l'énergie ϵ en unités de l'échelle d'énergie locale $\epsilon_x = \hbar D/x^2$ reliée à la distance x . Cette échelle d'énergie coïncide avec l'énergie de Thouless pour $x = L$.

Lorsque une des deux variables possibles (énergie ou position) augmente, la partie imaginaire de $F(\epsilon, x)$ décroît en oscillant, voir figure 1.2. Ceci est vrai quand on fixe l'énergie ϵ et que la distance x à l'interface varie, ou si on se fixe une distance x et que l'énergie ϵ varie. Les échelles d'évolution sont alors respectivement $L_\epsilon = \sqrt{\hbar D/\epsilon}$ et $\epsilon_x = \hbar D/x^2$. La mesure de la densité d'états locale [28, 29] ou de l'aimantation [30] donnent un accès direct à la partie imaginaire de F . La partie réelle est elle liée aux phénomènes de transport.

La conductance spectrale

Le transport électronique est non-local à l'échelle mésoscopique. Dans la théorie quasi-classique, le transport cohérent est néanmoins décrit par une conductivité locale. L'effet de proximité s'exprime par une augmentation $\delta\sigma$ de la conductivité locale σ :

$$\sigma(\epsilon, x) = \sigma_N \cosh^2 \theta_2(\epsilon, x) = \sigma_N + \delta\sigma(\epsilon, x) \quad (1.9)$$

σ_N étant la conductivité de l'état normal. Nous pouvons remarquer que la conductivité d'excès $\delta\sigma$ est toujours positive : l'effet de proximité augmentera toujours la conductance. Comme la fonction θ_2 est très dépendante de l'énergie, l'augmentation de conductance l'est aussi.

Pour traiter des propriétés de transport, il est nécessaire de connaître l'occupation des états électroniques susceptibles de transporter le courant. La fonction de distribution en énergie des quasiparticules [31] peut être dérivée des fonctions de Keldysh hors-équilibre [17]. La fonction de distribution se partage généralement en deux composantes : une partie paire en énergie ϵ et une partie impaire. La partie impaire f_0 est reliée à la fonction de distribution en énergie des électrons f_e et des trous f_h de la façon suivante : $f_0(\epsilon) = 1/2(f_e + f_h)$, et se réduit à $\tanh(\epsilon/2k_B T)$ à l'équilibre. La partie paire $f = 1/2(f_e - f_h)$ traduit le déséquilibre entre les populations de trous et d'électrons, et se réduit à zéro à l'équilibre (pas de courant). Cette dernière composante est donc nommée la partie hors-équilibre de la fonction de distribution.

À un point donné d'un fil de section S , le courant total peut être décomposé en la somme des différents courants électroniques spectraux $i(\epsilon, x)$ à chaque énergie. Dans ce travail, nous allons considérer le régime où le libre parcours inélastique L_{in} est bien plus grand que la dimension de l'échantillon : $L_{in} \gg L$. Un électron de conduction conserve donc son énergie pendant la traversée de l'échantillon. Ceci signifie que les canaux de transport aux différentes énergies le long de l'échantillon sont indépendants. Cela nous permet d'écrire le courant spectral comme une fonction de la conductance spectrale $g(\epsilon)$ et de la différence $\Delta f(\epsilon)$ de la fonction de distribution f aux deux extrémités du fil considéré :

$$i(\epsilon) = \sigma(\epsilon, x) S \frac{df(\epsilon, x)}{dx} = g(\epsilon) \Delta f(\epsilon) \quad (1.10)$$

Les courants spectraux obéissent donc aux lois classiques de l'électrocinétique où les tensions aux noeuds sont remplacées par les fonctions de distribution f aux noeuds [18]. La conductance spectrale $g(\epsilon)$ est la conductance de l'échantillon pour des électrons à l'énergie ϵ :

$$g(\epsilon) = S \left[\int_0^L \frac{dx}{\sigma} \right]^{-1} = \sigma_N S \left[\int_0^L \frac{dx}{\cosh^2 \theta_2(\epsilon, x)} \right]^{-1} = G_N + \delta g(\epsilon) \quad (1.11)$$

Ici, nous n'avons pas considéré la modification de conductance des canaux de conduction en fonction de la tension appliquée. Ceci a été inclus dans le cadre de la théorie des matrices de diffusion par Lesovik et al. [32].

La conductance spectrale peut être directement mesurée expérimentalement car elle coïncide avec la conductance différentielle à la polarisation $V = \epsilon/e$ dans la limite d'une température nulle :

$$G(V = \epsilon/e, T = 0) = g(\epsilon) \quad (1.12)$$

La conductance spectrale $g(\epsilon)$ est fortement dépendante de l'énergie et toujours plus grande que la conductance dans l'état normal : la conductance d'excès $\delta g(\epsilon)$ est toujours positive. À température finie, la conductance mesurée est l'intégrale de la conductance spectrale multipliée par la dérivée de la différence des fonctions de distribution f :

$$\frac{dI}{dV}(V = \epsilon/e, T) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\Delta f}{d\epsilon} g(\epsilon) d\epsilon \quad (1.13)$$

Ceci équivaut à lisser la conductance spectrale sur une fenêtre en énergie de largeur $4k_B T$.

Les mesures réelles impliquent souvent des géométries d'échantillon plus complexes que la configuration d'école de la figure 1.2. Considérons le cas général d'un réseau de fils unidimensionnels attachés à plusieurs réservoirs normaux et une électrode supraconductrice unique. Le potentiel chimique de l'électrode supraconductrice est pris comme la référence de potentiel ($V = 0$). On peut alors définir une matrice de conductance spectrale pour le circuit entier $\underline{\underline{g}}$ qui relie la matrice des courants spectraux $\underline{\underline{i}}$ provenant des réservoirs avec les fonctions de distribution hors-équilibre $\underline{\underline{f}}$ [33] :

$$\underline{\underline{i}} = \underline{\underline{g}} \cdot \underline{\underline{f}} \quad (1.14)$$

où toutes les quantités dépendent de ϵ . L'intégration sur les énergies de cet ensemble de relations donne un accès direct à la caractéristique courant-tension $I(V)$, puisque la somme des courants spectraux donne le courant mesuré et que l'intégration des fonctions de distribution donne le potentiel chimique des réservoirs. Remarquons qu'un courant total nul ne signifie pas un courant spectral nul à toutes les énergies. Dans un réservoir sans courant injecté, les parties à haute et à basse énergie sont en général différentes de zéro mais se compensent.

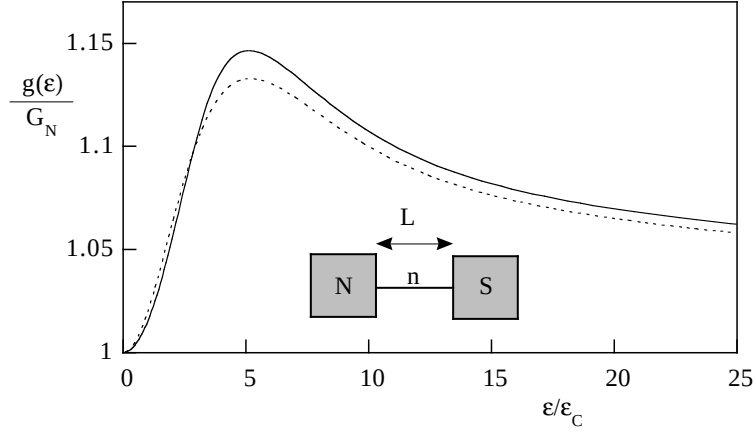


FIG. 1.3 – *Dépendance en énergie de la conductance spectrale $g(\epsilon)$ d'un échantillon N-S en unités de sa conductance dans l'état normal G_N . L'échantillon est constitué d'un fil de métal normal "n" de longueur L compris entre un réservoir N et une électrode supraconductrice S, voir encart. La conductance spectrale a été calculée avec les équations d'Usadel non-linéaires (courbe pleine) et avec les équations d'Usadel linéarisées (courbe en pointillés). La bande interdite et la longueur de cohérence de phase sont considérées comme infinies. La transparence de l'interface est prise égale à 1.*

L'effet de réentrance

À titre d'exemple, considérons une géométrie simple d'échantillon N-S mesurable en transport, c'est-à-dire un fil de métal normal n de longueur L compris entre un réservoir normal N et une électrode supraconductrice S. La solution numérique de la conductance spectrale $g(\epsilon)$ en unités de la conductance normale G_N est montrée sur la figure 1.3. Le calcul montre que la conductance spectrale possède un maximum de $1.15 G_N$ à une énergie proche de $5.1 \epsilon_c$. À énergie plus élevée, la conductance spectrale décroît comme $1/\sqrt{\epsilon}$. Le résultat le plus frappant est qu'à énergie nulle, on retrouve la conductance de l'état normal : c'est l'effet de réentrance.

Dans la figure 1.3, la conductance spectrale a été calculée avec l'équation d'Usadel dans son intégrité, mais aussi avec l'équation d'Usadel linéarisée :

$$\hbar D \delta_x^2 \theta + 2i\epsilon \theta = 0 \quad (1.15)$$

Cette linéarisation a un but pédagogique car alors on retrouve une vraie équation de diffusion. Cette simplification n'est tout à fait justifiée que si on considère une amplitude de paires faible. Dans le cas d'une forte transparence de barrière, les contributions à basse énergie sont mal décrites par les équations linéarisées. Néanmoins, le calcul montre que pour l'intégrale sur les énergies le désaccord entre les deux calculs reste faible (figure 1.3).

Le phénomène de réentrance existe quelque soit la géométrie considérée. Ce résultat dérive de façon exacte des équations d'Usadel [18, 20, 21, 23, 24], de la théorie des matrices aléatoires [34] et des équations de Bogoliubov-de Gennes [21]. La conductance à

zéro énergie coïncide avec la conductance normale G_N uniquement en absence d'interactions électroniques dans le métal normal. En présence d'interactions, la conductance à température nulle est prédite supérieure à la conductance normale dans le cas d'interactions attractives, inférieure dans le cas d'interactions répulsives [20].

Bien que le phénomène de réentrance découle limpide de la théorie quasiclassique, il est difficile de se faire une représentation physique de l'origine de l'effet. Si on considère la conductivité d'excès pour des électrons d'une énergie donnée ϵ , elle montre un maximum à une distance à l'interface proche de L_ϵ . De façon frappante, ceci est le point où les paires d'Andreev de cette même énergie se brisent. À une distance plus faible $x < L_\epsilon$, les paires d'Andreev forment des objets fermés, c'est-à-dire qu'un autre électron de conduction ne peut interagir avec la paire. La conductivité locale est alors inchangée par la proximité du supraconducteur. La densité d'états est néanmoins modifiée car la probabilité de trouver un électron isolé est fortement amoindrie. À une distance $x \simeq L_\epsilon$, l'électron et le trou ont des trajectoires distinctes. La paire d'Andreev peut se coupler avec un autre électron distant d'environ une longueur d'onde de Fermi. Le trou peut même de nouveau se réfléchir sur le supraconducteur pour être réémis sous la forme d'un électron. En conséquence, le premier électron est comme délocalisé, ce qui tend à augmenter la conductivité. À plus haute énergie, l'excès de conductance décroît car l'électron et le trou sont de plus en plus décorrélés.

1.4 Quelques expériences marquantes

1.4.1 Transport dans des jonctions tunnel N-I-S

Historiquement, c'est en 1991 que l'expérience de Kastalsky et al. [35] a bousculé la tranquille certitude qui prévalait jusqu'alors selon laquelle tout était compris dans les effets de proximité. La supraconductivité de proximité a été étudiée dans les années soixante notamment par le groupe d'Orsay. Les mesures expérimentales consistaient en des mesures de température critique, de densité d'états et d'aimantation de bilames Supraconducteur-métal Normal [3]. En 1982, la théorie BTK [12] a permis de décrire le transport à travers des jonctions tunnel Supraconducteur-Isolant-métal Normal, dites S-I-N. Cette théorie considère que les électrodes métalliques sont des conducteurs balistiques, seule l'interface contribue à la résistance.

Kastalsky et al. ont mesuré la conductance de jonctions Nb-I-InGaAs. La figure 1.4 montre qu'en dessous de la température critique du Nb, la conductance à tension inférieure à la bande interdite du Nb chute. Ceci est conforme à la prédiction de la théorie BTK dans le cas d'une barrière épaisse de faible transparence. Dans ce cas, les processus Andreev à l'interface sont rares car leur probabilité est proportionnelle au carré t^2 de la transmission de l'interface (alors que la résistance tunnel de l'état normal est proportionnelle à t).

La surprise apparaît à basse température où la conductance montre un maximum à faible tension de polarisation. Ce résultat a été appelé la Zero-Bias Anomaly. L'explication

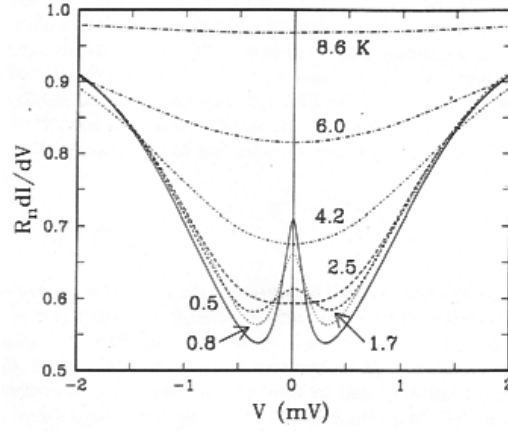


FIG. 1.4 – (a) Conductance différentielle en fonction de la tension de polarisation d'un échantillon Nb-InGaAs avec une densité de porteurs $2.5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ à différentes températures et sous champ magnétique nul. Reproduit de la référence [35].

théorique présentée par Kastalsky et al. dans leur article original ne tient pas car il ne peut y avoir de courant de paires dans N alors qu'il n'y a qu'une seule électrode supraconductrice. Néanmoins la démonstration expérimentale d'un effet contraire à la prédiction BTK [35, 36] reste très forte.

L'interprétation physique de l'effet a été donnée par van Wees et al. [37] qui ont suggéré que le confinement des électrons près de l'interface favorisait la réflexion d'Andreev à travers l'interface. En effet, l'électron confiné tente plusieurs fois de suite de se réfléchir par effet Andreev et ces essais successifs s'ajoutent de façon cohérente. Il en résulte une conductance proportionnelle à t et non t^2 . Cette interprétation a été confirmée par des études théoriques [18, 19, 23]. L'expérience de Pothier et al. [38] a confirmé la nature cohérente de l'effet en montrant que dans le cas où l'on scindait en deux l'électrode de Supraconducteur, on pouvait obtenir une modulation de la conductance par un flux magnétique.

1.4.2 Mise en évidence de la cohérence à longue portée

La figure 1.5 montre la photographie de l'échantillon que nous avons fabriqué afin d'étudier les interférences dans une structure N-S [39]. L'échantillon est constitué de deux îlots d'aluminium (supraconducteur) en contact métallique avec un conducteur de cuivre (métal normal) formé en anneau. Cette géométrie est identique à celle de V. Petrashov et al. [40], mais l'interface a ici une meilleure transparence. De Vegvar et al. [41] ainsi que Dimoulas et al. [42] ont également réalisé des interféromètres mais avec des géométries différentes ne permettant pas de sonder les effets à longue portée.

Dans le régime des basses températures, la caractéristique de la résistance différentielle montre à bas courant un couplage Josephson entre les deux îles supraconductrices. Ceci

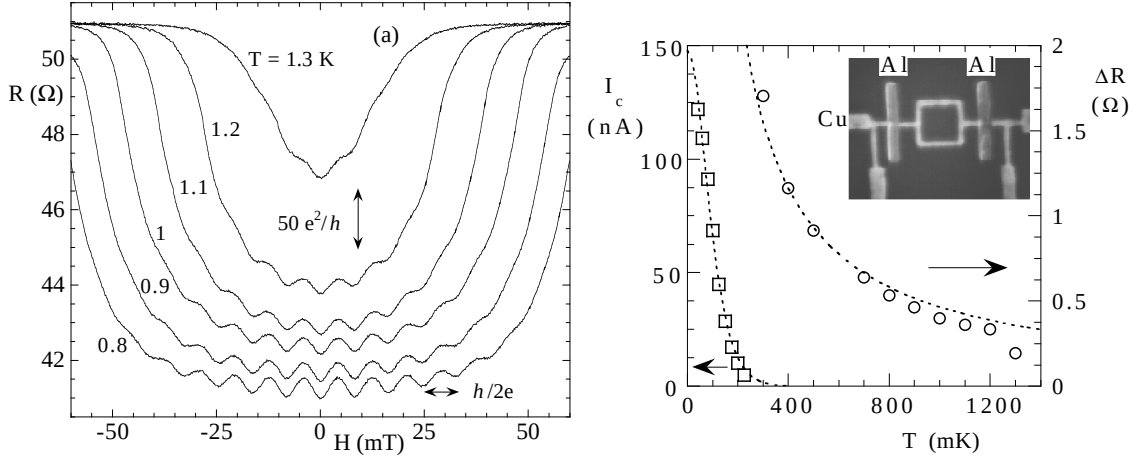


FIG. 1.5 – *Gauche* : Oscillations de la magnéto-résistance à différentes températures. *Droite* : Amplitude des oscillations de magnéto-résistance en fonction de la température, comparée à une loi en $1/T$. L'amplitude du courant critique Josephson est également montrée. Encart : Photo de l'échantillon. La boucle carrée de cuivre fait $0.5 \mu\text{m}$ de côté. reproduit de la référence [[39]]

est confirmé par l'observation d'une modulation du courant critique de seuil en fonction du flux magnétique dans l'anneau : c'est un effet SQUID.

Dans le régime des températures intermédiaires, la résistance varie peu en température mais des effets de cohérence subsistent. Ceux-ci sont visibles dans la magnéto-résistance. En effet, la dépendance de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'échantillon montre des oscillations de période le quantum de flux supraconducteur $h/2e$. Il est très important de noter que l'amplitude de ces oscillations diminue peu avec la température. Il ne s'agit donc pas d'un effet SQUID évanescent car nous obtiendrions alors une décroissance exponentielle. Au contraire, la figure 1.5 montre que l'amplitude des oscillations de la magnéto-résistance décroît en température T selon une loi de puissance simple en $1/T$.

Cette dépendance en température bien particulière est un résultat important qui montre que les corrélations entre les deux électrons d'une paire d'Andreev se prolongent sur une longueur mésoscopique, grande devant la longueur thermique L_T . Ce résultat peut être interprété si l'on considère la largeur de la distribution thermique des électrons de conduction dans l'échantillon. Sur cette largeur $k_B T$, seuls les électrons d'énergie inférieure à l'énergie de Thouless ϵ_c restent en paire sur la dimension de l'échantillon. La géométrie en anneau permet de tester cette composante à longue portée. L'amplitude relative des modulations de la magnéto-résistance est de fait donnée par le rapport des populations de paires cohérentes à longue portée sur l'ensemble de la population thermique, soit $\epsilon_c/k_B T$ [43].

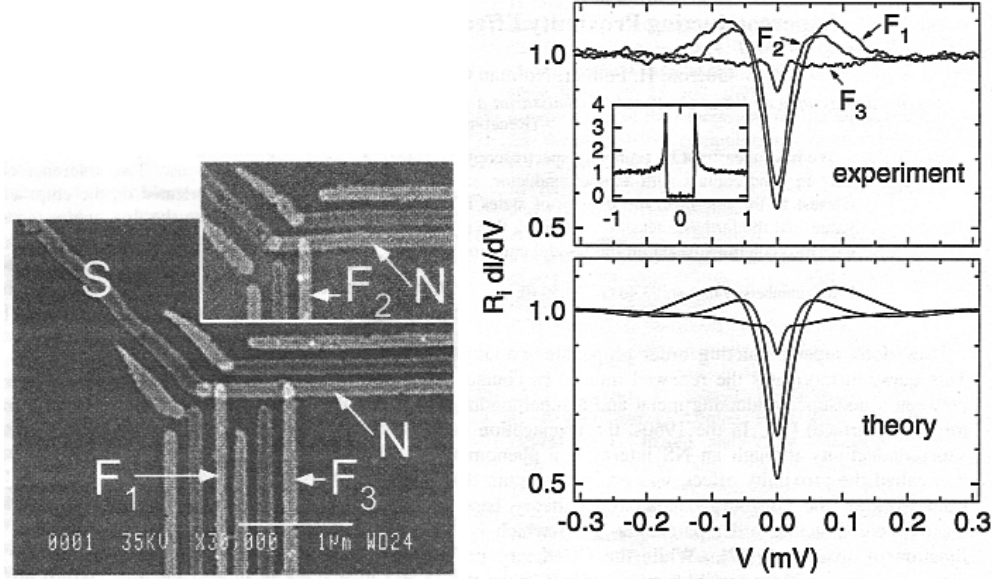


FIG. 1.6 – *Gauche* : Photo de l'échantillon. Un fil de métal normal N (Cu) est en bon contact avec un supraconducteur (Al) S en diagonale à gauche. Deux doigts de Cu nommés F_1 et F_3 sont connectés au fil N par une barrière tunnel. Sur un échantillon similaire, un troisième doigt nommé F_2 est placé à une distance intermédiaire. *Droite* : Conductance différentielle à une température de 20 mK des jonctions F_1 , F_2 et F_3 en fonction de la tension, mesurée (haut) et calculée (bas). Reproduit de la référence [28].

1.4.3 Densité d'états près d'une interface N-S

Ces expériences spectaculaires de mesure de transport dans les systèmes N-S ont motivé de nouvelles études de la densité d'états de ces mêmes structures [3]. De nouvelles prédictions théoriques sont de plus apparues [23, 29, 44]. S. Guéron et al. [28] ont réalisé une mesure de la densité d'états dans un fil de métal normal connecté à une électrode supraconductrice. À ces fins, ils ont placé une ou deux jonctions tunnel sur le métal normal. Dans la limite de température nulle, la conductance différentielle de chaque jonction est égale à la densité d'états locale moyennée sur la surface du contact tunnel. Le résultat montre en effet une forte diminution de la densité d'états près du niveau de Fermi. Il n'y a néanmoins pas de pseudo-bande interdite comme on aurait pu l'attendre : la densité d'états juste au niveau de Fermi est prédite nulle au voisinage de l'interface. Lorsque l'on s'éloigne de la jonction N-S, l'effet sur la densité d'états diminue comme attendu.

Deux échelles d'énergie distinctes apparaissent : la bande interdite du supraconducteur Δ et l'échelle d'énergie locale $\epsilon_x = \hbar D/x^2$. Ces résultats ont été ajustés avec les prédictions de la théorie quasiclassique [44]. L'accord est bon à condition de prendre en compte un temps de diffusion spin-flip assez court.

Chapitre 2

Supraconductivité de proximité

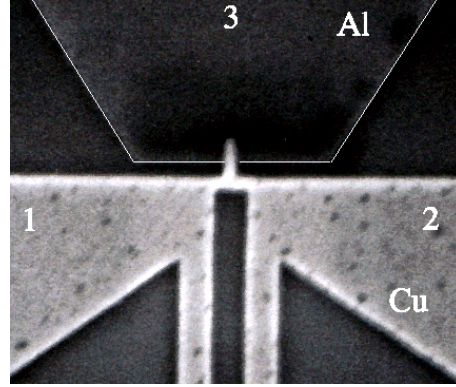


FIG. 2.1 – Photo de l'échantillon constitué d'un fil de cuivre en forme de T joignant deux réservoirs de cuivre "1" et "2" et une électrode d'aluminium "3". Chaque branche est longue de 200 nm, épaisse de 50 nm et large de 80 nm. Les sondes de tension des deux réservoirs de cuivre sont visibles. L'électrode d'aluminium est elle aussi connectée à des contacts de mesure. Pour la clarté de la figure, une fine ligne blanche a été tracée autour de l'électrode d'aluminium.

2.1 La conductance : l'effet de réentrance

2.1.1 L'échantillon en T

La figure 2.1 montre la vue au microscope électronique de l'échantillon que nous avons conçu en vue de l'observation de l'effet de réentrance. L'échantillon est en forme de T. Ce T comprend trois branches de cuivre joignant trois contacts larges : deux sont constitués de cuivre et un d'aluminium. L'aluminium est supraconducteur en dessous de la température critique $T_c = 1.3 K$. L'interface Cu-Al a été préparée avec soin afin d'obtenir une transparence la plus élevée possible. À partir de l'ajustement des données expérimentales aux calculs théoriques, nous avons estimé une valeur maximum de 2Ω pour la résistance de jonction d'aire $200 \times 80 nm^2$. Ceci correspond à une longueur équivalente de barrière L_t d'environ 80 nm, ce qui est d'ailleurs de l'ordre de la longueur de recouvrement des couches de Cu et d'Al.

Une conductance peut être mesurée entre les deux réservoirs de cuivre, c'est la géométrie "N-n-N", ou entre un réservoir de cuivre et l'électrode d'aluminium, c'est la géométrie "N-n-S". La conductance mesurée entre les deux réservoirs de cuivre ("N-n-N") dans l'état normal est $G_{12,N} = 0.099 S$. Ceci correspond à un libre parcours élastique l_p de 6 nm et un coefficient de diffusion $D = 30 cm^2/s$, en utilisant $l_p/\sigma_N = 1.57 \cdot 10^6 m.s^{-1}$ pour le cuivre. De ces données, nous pouvons calculer une valeur $\epsilon_c = 12 \mu eV$ pour l'énergie de Thouless associée à la longueur de cuivre entre les deux réservoirs N. Cette valeur est bien plus petite que celle de la bande interdite de l'aluminium $\Delta \simeq 200 \mu eV$.

Les conductances dans l'état normal des bras droit (nommé (1)) et gauche (nommé (2)) du T ont été mesurées égales à $G_{1N} = 0.190 S$ et $G_{2N} = 0.206 S$ respectivement.

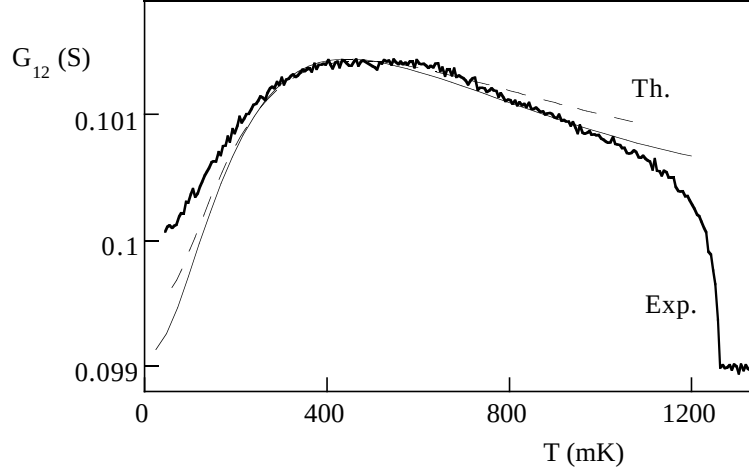


FIG. 2.2 – Dépendance en température de la conductance "N-n-N" G_{12} mesurée à tension de polarisation nulle. La courbe expérimentale (Exp.) est montrée en parallèle de deux courbes théoriques (Th.) calculées avec les équations d'Usadel non-linéaires. La courbe pointillée montre le résultat du calcul supposant une bande interdite infinie dans l'aluminium et une énergie de Thouless $\epsilon_c = 12 \mu\text{eV}$. La courbe en trait plein prend en compte la valeur finie de la bande interdite de l'aluminium $\Delta = 190 \mu\text{eV}$ et pose $\epsilon_c = 15.5 \mu\text{eV}$. La longueur de cohérence de phase est supposée infinie et la transparence de l'interface Cu/Al prise égale à 1.

La conductance du bras vertical lié à l'électrode d'aluminium n'a pas pu être mesurée directement car la sonde de tension sur l'aluminium n'est pas au contact direct de l'interface Cu/Al. A partir de l'ajustement, nous avons estimé une valeur $G_{3N} = 0.183 S$ qui est compatible avec la géométrie de l'échantillon. Dans la suite, toutes les mesures de transport ont été menées avec une modulation alternative de la polarisation correspondant à une tension de modulation de $2 \mu\text{eV}$. Ceci résulte en un arrondi des courbes par une température de 23 mK .

2.1.2 Les mesures de conductance

La figure 2.2 montre la dépendance en température de la conductance "N-n-N" G_{12} . Si l'on diminue la température en dessous de la température critique de l'aluminium, la conductance augmente. Elle atteint un maximum à une température proche de $T = 450 \text{ mK}$ et finalement décroît jusqu'à la température la plus basse (40 mK). Ce comportement est la signature de l'effet de réentrance. Comme prédit théoriquement, l'amplitude de la diminution de la conductance est du même ordre de grandeur que son augmentation aux températures plus élevées. Néanmoins, la valeur limite de la conductance aux températures les plus basses est significativement plus grande que la conductance de l'état normal.

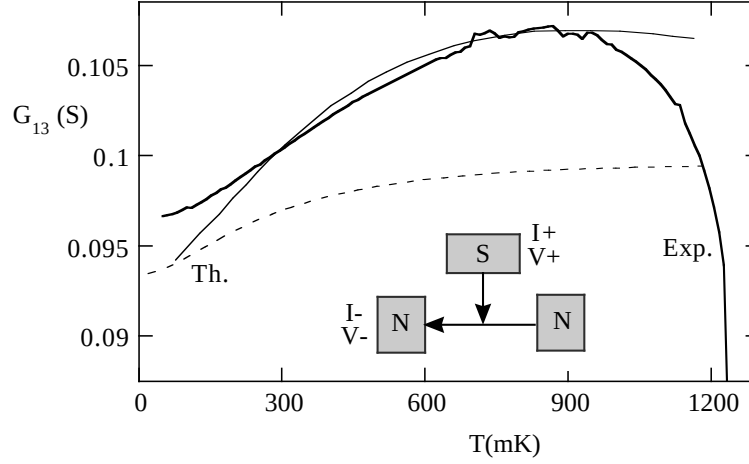


FIG. 2.3 – Dépendance en température de la conductance "N-n-S" G_{13} mesurée à tension de polarisation nulle. Même conditions expérimentales et paramètres de calcul des courbes théoriques que la figure précédente.

La conductance "N-n-S" G_{13} mesurée entre le réservoir (1) de cuivre et l'électrode d'aluminium est montrée sur la figure 2.3. Le comportement est qualitativement similaire mais avec des différences quantitatives. L'augmentation de conductance est de près de 10% entre 1.2 K et 40 mK, contre 2.5% pour G_{12} . Près de la transition supraconductrice de l'aluminium, la conductance chute brusquement. Ce comportement est attendu, mais délicat à interpréter quantitativement du fait de la chute de potentiel dans l'aluminium qui est prise en compte dans la mesure.

La conductance différentielle "N-n-N" a été mesurée à 40 mK en fonction de la tension de polarisation en superposant une composante continue à la modulation alternative du courant de polarisation. Les données de la figure 2.4 montrent un comportement qui est très proche de la dépendance en température, à la fois en dépendance en énergie et en amplitude. La conductance différentielle est minimum à polarisation nulle, montre un maximum à une polarisation proche de 40 μeV et enfin décroît à polarisation plus élevée.

En résumé, la conductance d'une structure N-S montre un maximum à température ou tension de polarisation finie. Ces deux résultats expérimentaux apportent la preuve de l'effet de réentrance de la conductance spectrale. Dans la mesure de la conductance à polarisation nulle et température variable, l'énergie est pilotée par le bain thermique ($\epsilon \simeq k_B T$). Dans la mesure de la conductance différentielle, l'énergie est pilotée par la tension de polarisation ($\epsilon \simeq eV$). Cette expérience a été une confirmation d'une première expérience que nous avons réalisée [45]. Cette mesure [46, 47] a depuis été reproduite dans des échantillons métalliques [49, 50] et des structures semi-conductrices [51]. La réentrance des oscillations de la magnéto-résistance a elle aussi été observée en fonction de la tension de polarisation dans un gaz bidimensionnel d'électrons [52].

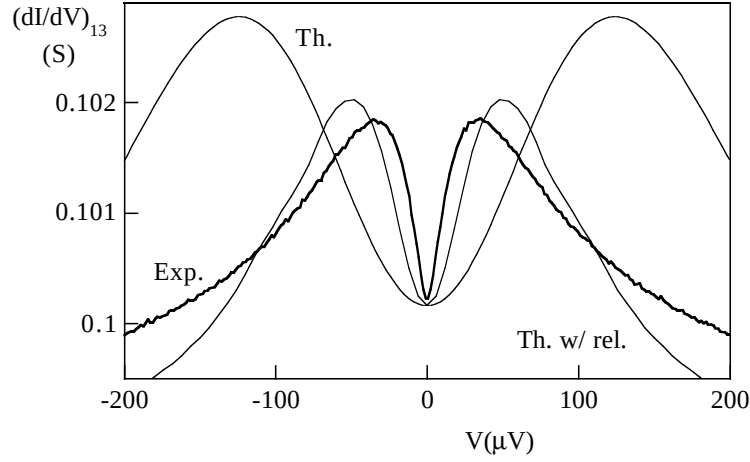


FIG. 2.4 – Dépendance de la conductance différentielle N - n - N G_{12} mesurée (*Exp.*) avec la tension de polarisation. La courbe nommée (*Th.*) est la prédiction théorique supposant des réservoirs parfaits, c'est-à-dire avec une distribution de Fermi des électrons à la température des phonons. La courbe (*Th. w/ rel.*) inclut l'effet de chauffage des réservoirs par le courant de polarisation. Les paramètres d'ajustement sont les mêmes que dans les deux figures précédentes dans l'hypothèse d'un gap fini dans *Al*.

2.1.3 Comparaison avec la théorie

Nous avons utilisé la théorie quasiclassique afin de décrire les résultats expérimentaux. Les équations d'Usadel non-linéaires (Eq. 1.2) ont d'abord été résolues numériquement afin d'obtenir la fonction $\theta_2(x, \epsilon)$. Ici nous avons utilisé des conditions aux limites idéales : $\theta = 0$ au contact avec le réservoir *N*, profil en marche du potentiel de paires à l'interface *N-S*, continuité de θ et $\delta_x \theta$ au noeud central. Les trois conductances $g_1(\epsilon)$, $g_2(\epsilon)$ et $g_3(\epsilon)$ sont alors déduites de la fonction θ_2 .

La figure 2.5 montre les conductances spectrales calculées pour les trois branches de *Cu*. L'unité d'énergie est l'énergie de Thouless $\epsilon_c = \hbar D/L^2$, la longueur de chaque branche étant prise égale à $L/2$. L'énergie de Thouless a été prise comme le paramètre d'ajustement entre la théorie et l'expérience. Dans la suite nous verrons que le meilleur accord est obtenu avec une énergie de Thouless de $15.5 \mu\text{eV}$. Cette valeur est compatible avec notre incertitude de mesure des dimensions physiques de l'échantillon. Les données de la figure 2.5 sont tracées dans cette hypothèse. La bande interdite de l'*Al* est $\Delta = 190 \mu\text{eV}$.

Suivant la figure 2.5, la conductance spectrale des branches 1 et 2 est maximale à $3.8 \epsilon_c$. L'amplitude de l'augmentation de conductance (ici 4.8 %) est significativement plus petite que les 15% attendus dans la géométrie d'école de notre introduction parce que l'électrode *S* est physiquement éloignée des fils 1 et 2. Pour ces mêmes conductances, un deuxième maximum moins prononcé apparaît à une énergie proche de la bande interdite de l'*Al* [48]. La conductance du bras 3 est beaucoup plus affectée par la valeur finie de la bande interdite de l'*Al*. La raison en est que les paires d'Andreev avec une énergie proche du gap

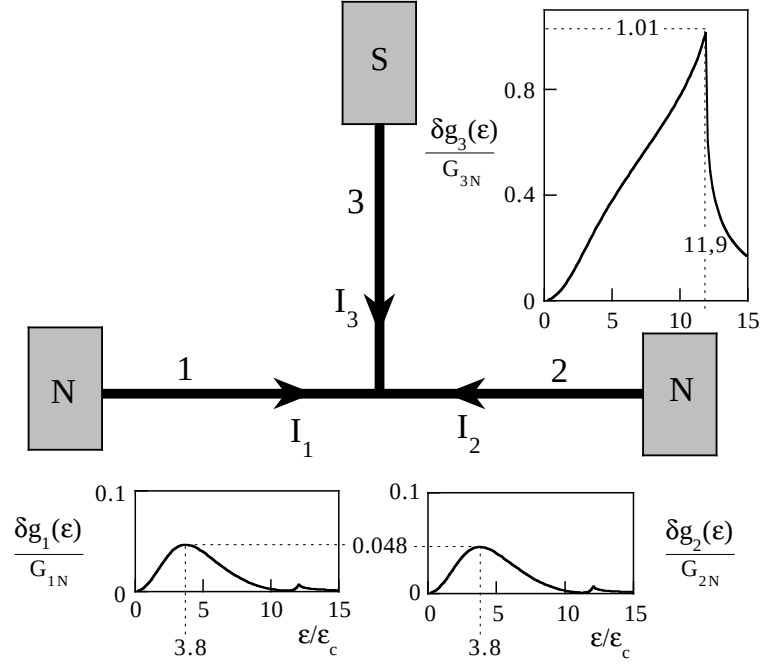


FIG. 2.5 – *Détail des conductances spectrales calculées pour les trois bras de l'échantillon en T . Les conductances normales sont prises égales à $G_{1N} = 0.190 S$, $G_{2N} = 0.206 S$ et $G_{3N} = 0.183 S$. La transparence de l'interface est prise égale à 1 et la longueur de cohérence de phase est supposée infinie. La bande interdite Δ de S vaut 12 énergie de Thouless.*

ne restent cohérentes que très près de l'interface N-S. Le maximum de conductance du bras 3 est situé juste au dessous de l'énergie de bande interdite de l'Al, soit à une énergie $\epsilon = 11 \epsilon_c \simeq \Delta$. L'amplitude de ce pic ($\delta g_3/G_{3N} \simeq 100\%$) est très grande. Ceci est assez remarquable alors que la valeur de la bande interdite n'apparaît que dans la condition aux limites pour θ à l'interface N-S.

Dans l'esprit de la relation (1.14), une relation matricielle peut être écrite entre le courant spectral dans chacune des branches et la partie hors-équilibre f de la fonction de distribution aux noeuds de l'échantillon. Dans notre circuit à trois branches, cela donne :

$$\begin{cases} i_1 = g_1 [f_1 - f_N] \\ i_2 = g_2 [f_2 - f_N] \\ i_3 = -g_3 f_N \end{cases} \quad (2.1)$$

où toutes les quantités dépendent de l'énergie ϵ . Ici f_1 , f_2 et f_N sont les parties hors-équilibre des fonctions de distribution en énergie dans les réservoirs 1, 2 et au noeud central respectivement. Comme le noeud 3 est l'électrode S, la partie hors-équilibre f_3 de sa fonction de distribution est nulle. L'électrode supraconductrice 3 est de plus notre référence de tension dans le circuit. Dans un réservoir N à l'équilibre thermodynamique

à une température T et porté à une tension V , f est de la forme [18] :

$$f(\epsilon) = \frac{1}{2} [\tanh\{\frac{\epsilon + eV}{2k_B T}\} - \tanh\{\frac{\epsilon - eV}{2k_B T}\}] \quad (2.2)$$

Suivant la loi aux noeuds de Kirchoff pour les courants spectraux $i_1 + i_2 + i_3 = 0$ à chaque énergie et l'équation 2.1, f_N est une combinaison linéaire de fonctions de distributions :

$$f_N = \frac{g_1 f_1 + g_2 f_2}{g_1 + g_2 + g_3} \quad (2.3)$$

où de nouveau toutes les quantités dépendent de l'énergie ϵ .

Les caractéristiques $I(V)$ ont été calculées par intégration des équations 2.1 en prenant en compte les conditions aux limites. Dans les configurations de mesure exposées ici, elles sont :

$$\begin{aligned} \text{N-n-N} : \quad & I_1 = -I, \quad I_2 = I, \quad I_3 = 0, \quad V = V_1 - V_2 \\ \text{N-n-S} : \quad & I_1 = -I, \quad I_2 = 0, \quad I_3 = I, \quad V = V_1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Commençons par considérer la dépendance en température de la conductance à tension de polarisation nulle. Dans la figure 2.2, des courbes théoriques calculées sont montrées en parallèle des courbes expérimentales. Les courbes théoriques présentées ici ont été calculées dans deux cas : soit une bande interdite infinie ce qui donne $\epsilon_c = 12 \mu eV$, soit une bande interdite finie ce qui donne $\Delta = 12 \epsilon_c = 186 \mu eV$ et $\epsilon_c = 15.5 \mu eV$. Dans ce cas, l'énergie de Thouless correspond à une température de Thouless $\epsilon_c/k_B = 180 mK$, le ratio Δ/ϵ_c vaut environ 12.

De cet ajustement, nous concluons que l'effet d'une bande interdite finie dans S est significatif, surtout en ce qui concerne la mesure N-n-S. L'accord entre expérience et théorie est satisfaisant en ce qui concerne la dépendance en température. Les valeurs des paramètres physiques introduites dans l'ajustement sont tout à fait compatibles avec les valeurs estimées. À température nulle, la résistance de l'état normal devrait être retrouvée. Ceci n'est pas observé dans l'expérience. La raison en est peut-être des effets d'interactions [20] mais notre expérience ne peut apporter une réponse définitive [33].

Considérons maintenant la conductance différentielle à tension non nulle. Comme attendu, l'effet de réentrance, c'est à dire un maximum de conductance à une énergie proche de l'énergie de Thouless, est observé à la fois dans les données expérimentales et les caractéristiques calculées. Néanmoins, il n'y a pas d'accord quantitatif car le pic de conductance est observé à une énergie significativement plus basse que dans le calcul. Afin d'obtenir un accord plus quantitatif, il est nécessaire de prendre en compte l'élargissement des fonctions de distribution dans les réservoirs de Cu par le courant de mesure. Nous avons choisi de décrire cet effet de chauffage par une température effective T_{eff} dans le réservoir. Cette température effective est différente de celle des phonons et dépend du courant injecté.

Nous avons porté notre attention sur le fait que le potentiel chimique peut être mal défini dans les réservoirs. Si la résistance par unité de longueur du réservoir ρ_L n'est pas

suffisamment faible, une chute de potentiel $\rho_L L_{in} I$ apparaît dans le réservoir, L_{in} étant le libre parcours inélastique. La distribution en énergie des électrons sera alors proche d'une distribution de Fermi avec une température effective $T_{eff} \propto I$ si le libre parcours L_{in} est indépendant de l'énergie.

La modulation alternative de courant dans l'échantillon induit une modulation de la température effective T_{eff} . La dérivée de la fonction de distribution s'écrit alors :

$$\frac{df}{dV} = e \frac{df}{d\epsilon} + \frac{df}{dT_{eff}} \frac{dT_{eff}}{dV} \quad (2.5)$$

Ceci introduit un terme additionnel dans l'intégration usuelle de la conductance spectrale sur une fenêtre thermique, c'est-à-dire une convolution de la conductance spectrale avec la dérivée d'une fonction pic. En conséquence, le pic de conductance est déplacé par rapport au cas de réservoirs idéaux.

Nous avons donc décrit la fonction de distribution des électrons par une température effective dépendant du courant de polarisation. La température effective a été prise égale à : $T_{eff} = CI$, avec C constante. La valeur ajustée de C nous donne alors dans le cadre de notre hypothèse une valeur du libre parcours inélastique $L_{in} \simeq 4\mu m$. Le résultat du calcul est montré en parallèle des résultats expérimentaux sur la figure 2.4. L'amélioration de l'accord est très appréciable, surtout en ce qui concerne la position et l'amplitude du pic de conductance. Une description plus précise devrait également prendre en compte l'effet de dilution géométrique de la chaleur dissipée [54].

2.2 Théorie du transport dans une structure bidimensionnelle

2.2.1 Position du problème

Cette étude théorique a été motivée par les expériences de transport dans des structures N-S de V. Petrashov et al. [55, 56]. Dans ces expériences a été mis en évidence une augmentation de la résistance lorsque la température est abaissée en dessous de la température critique de S. Les explications en termes de résistance d'interface doivent être rejetées car la transparence de l'interface est supposée très bonne et que le courant de mesure ne traverse pas l'interface. Nous avons alors émis l'hypothèse [57] que ces effets sont reliés à la nature inévitablement bi-dimensionnelle des structures étudiées. Les contacts de mesure de ces échantillons étaient disposés de côté par rapport à l'axe de circulation du courant, ce qui a pour effet de révéler plus fortement ces effets sur la résistance mesurée.

Considérons une structure N-S diffusive avec quatre contacts de mesure directement connectés au métal normal N comme indiqué sur la figure 2.6. Dans ce qui suit, nous supposons que l'interface N-S est parfaitement transparente et que l'aire d'un contact de mesure est si faible que nous pourrions négliger l'influence des contacts sur l'effet de proximité. Nous considérerons l'arrangement suivant : la tension est appliquée entre

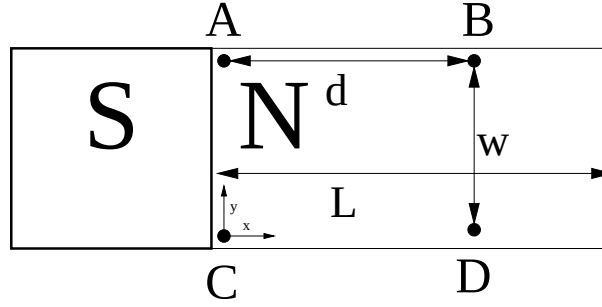


FIG. 2.6 – Un échantillon N-S bidimensionnel. Les points de contact électrique A et B sont utilisés comme sondes de tension, C et D assurant la circulation du courant.

les contacts A et B alors que le courant circulant entre C et D est mesuré. Comme précédemment, nous utilisons ici le formalisme de la théorie quasiclassique afin de décrire la diffusion de la supraconductivité dans le métal normal.

2.2.2 Le formalisme

Dans notre géométrie, les équations d'Usadel donnent dans la limite $\epsilon \ll \epsilon_c = \hbar D/L^2$ la solution :

$$\theta(x) = \pi/2 + i \frac{\epsilon}{\epsilon_c} \frac{x}{L} \left(2 - \frac{x}{L} \right). \quad (2.6)$$

Pour $\epsilon \gg \epsilon_c$, les corrélations supraconductrices décroissent exponentiellement dans le métal normal et nous obtenons :

$$\tanh(\theta/4) = \tanh(\theta_S/4) \exp(-\sqrt{-2i\epsilon/\hbar D} x), \quad (2.7)$$

En l'absence de courant Josephson dans le système, le courant total est écrit comme dans la relation 1.10 :

$$j = \int d\epsilon \sigma(\epsilon, r) \nabla f(r), \quad (2.8)$$

où f est de nouveau la composante hors-équilibre de la fonction de distribution en énergie des électrons. Cette composante satisfait à une équation de diffusion :

$$\nabla(\sigma(\epsilon, r) \nabla f) = i(\epsilon) \{ \delta(r - r_C) - \delta(r - r_D) \}, \quad (2.9)$$

Les sondes de tension A et B sont supposées être à l'équilibre thermique. Nous obtenons alors les fonctions f en A et B [18] : $f_A = 0$ et

$$f_B = \left(\tanh \left(\frac{\epsilon + eV}{2k_B T} \right) - \tanh \left(\frac{\epsilon - eV}{2k_B T} \right) \right), \quad (2.10)$$

la sonde A étant prise comme référence de potentiel. La condition de courant nul aux extrémités du métal N s'écrit :

$$\partial_n f = 0. \quad (2.11)$$

Le problème (2.9) est équivalent à celui de trouver la distribution de potentiel dans un conducteur inhomogène avec une conductivité locale $\sigma(r)$. Ici cette quantité est déterminée complètement par l'effet de proximité tel que déjà écrit en (1.9) :

$$\sigma(\epsilon, r) = \sigma_N \cosh^2(\theta_2(\epsilon, x)). \quad (2.12)$$

Bien que notre modélisation de l'effet de proximité soit essentiellement uni-dimensionnel (1D), notre problème électrocinétique (2.9) est bi-dimensionnel (2D). Ceci constitue la principale différence par rapport aux modèles classiques discutés précédemment.

Une solution formelle de l'équation (2.9) s'écrit :

$$f(\epsilon, r) = i(\epsilon)[\mathcal{G}_\epsilon(r, r_C) - \mathcal{G}_\epsilon(r, r_D)], \quad (2.13)$$

où $\mathcal{G}_\epsilon = (\nabla\sigma(\epsilon, r)\nabla + \sigma(\epsilon, r)\nabla^2)^{-1}$ est la fonction de Green de l'opérateur (2.9). En utilisant (2.10, 2.11) et (2.13) et en intégrant $i(\epsilon)$ sur les énergies, nous obtenons le courant total I et arrivons à l'expression pour la conductance différentielle en quatre points $G = dI/dV$:

$$G(V, T) = \int_0^\infty \frac{g(\epsilon)}{2k_B T \cosh^2 \frac{\epsilon - eV}{2k_B T}} d\epsilon, \quad (2.14)$$

où

$$g(\epsilon) = G_N \frac{\mathcal{G}_0^{BC} - \mathcal{G}_0^{BD} - \mathcal{G}_0^{AC} + \mathcal{G}_0^{AD}}{\mathcal{G}_\epsilon^{BC} - \mathcal{G}_\epsilon^{BD} - \mathcal{G}_\epsilon^{AC} + \mathcal{G}_\epsilon^{AD}} \quad (2.15)$$

est la conductance spectrale. Nous avons introduit la notation $\mathcal{G}^{ij} = \mathcal{G}(r_i, r_j)$ et $\mathcal{G}_0$ est la fonction de Green de (2.9) dans l'état normal ($\sigma(\epsilon, r) = \sigma_N$). La conductance spectrale (2.15) a été calculée numériquement à partir des équations (2.9), (2.11) et (2.12). Les résultats sont présentés dans la figure 2.7.

2.2.3 Résultats numériques

Pour un film étroit, les résultats bien connus de la théorie des systèmes quasi-1D sont reproduits qualitativement : la conductance linéaire $G(T)$ excède la conductance normale G_N à toute température, montre une dépendance non-monotone à $k_B T < \epsilon_c$ (par simplicité nous posons $L = d$ ici et pour la suite). Une différence quantitative apparaît néanmoins à basse énergie à cause de la différence de condition aux limites en $x = d$: ici aucun contact avec un réservoir N n'est imposé. La conductance maximale $G_{max} \approx 1.12 G_N$ est atteinte à $k_B T \sim \epsilon_c/4$, soit à une température environ 20 fois plus faible que dans le cas d'une structure N-S connectée à un réservoir normal.

Pour des films plus larges, la conductance $G(T)$ décroît en dessous de sa valeur dans l'état normal G_N lorsque la température est abaissée en dessous de la température critique de S, et atteint un minimum à $k_B T \sim 10\epsilon_c$. À plus basse température, la conductance G croît lorsque T diminue, devient plus grande que G_N puis décroît de nouveau jusqu'à la valeur $G = G_N$ de façon ici similaire au cas quasi-1D (voir encart de gauche dans la figure

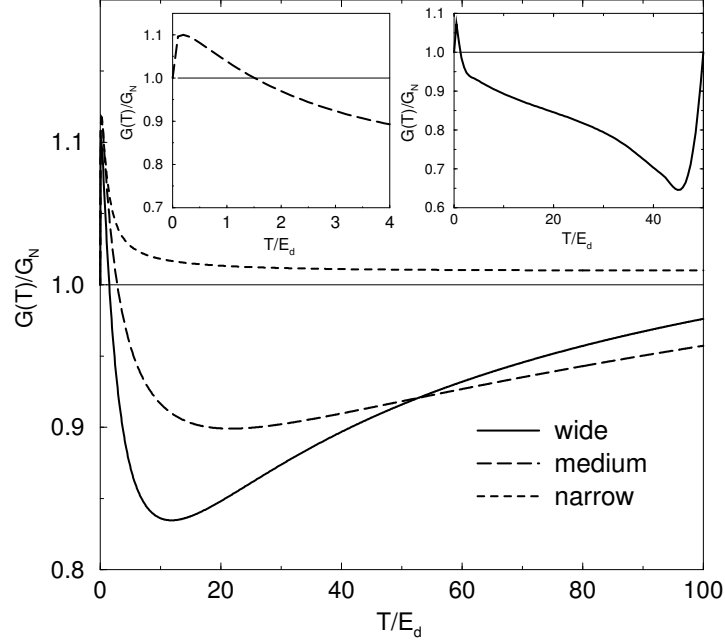


FIG. 2.7 – Dépendance en température calculée de la conductance G en unités de la conductance dans l'état normal G_N pour un échantillon de géométrie identique à la figure précédente avec trois rapports d'aspect différents $w/d = 0.05, 0.5$ et 1.0 . Nous avons pris $\Delta = 10^6 \epsilon_c$. La température est portée en unités de l'énergie de Thouless ϵ_c notée ici E_d . Encart de droite : Zoom des mêmes données à basse température. Encart de gauche : Dépendance en température calculée dans le cas : $w/d = 1.0$ et $\Delta = 50 \epsilon_c$.

2.9). Le comportement de $G(V, T = 0) \equiv g(\epsilon = eV)$ en fonction de l'énergie (non montré ici) est qualitativement similaire à celui de $G(T)$ et même plus marqué encore en ce qui concerne le minimum de conductance à $\epsilon \sim 10 \epsilon_c$.

Bien qu'à $k_B T < \epsilon_c$ le comportement des échantillons 2D soit essentiellement celui d'un échantillon 1D, il apparaît donc à plus haute température un pic négatif de conductance. Pour les films suffisamment larges, l'amplitude de ce pic excède celle du pic positif à plus basse température. Cet effet devient encore plus prononcé si ϵ_c n'est pas trop petit comparé à $k_B T_c$. Pour des paramètres typiques, le minimum de conductance peut être plus de 35% inférieur à la conductance normale G_N (encart figure 2.7).

2.2.4 Discussion

Afin de fournir une image physique de l'effet décrit plus haut, considérons un modèle simplifié de notre système. Un réseau de fils quasi-1D est connecté à un supraconducteur ainsi qu'à des sondes de tension et des amenées de courant, voir Fig. 2.8. Un circuit

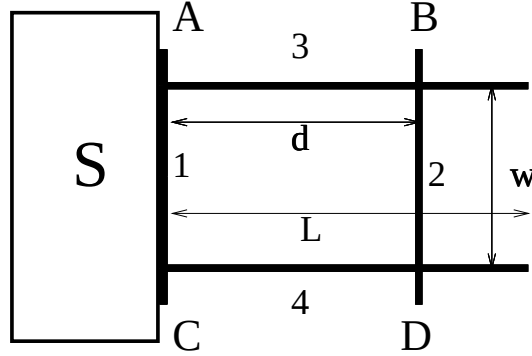


FIG. 2.8 – Un circuit équivalent de la structure étudiée, avec la même géométrie de contact que dans la figure 2.6.

équivalent du même type a été utilisé pour une description qualitative de la transition de films supraconducteurs inhomogènes [59].

En exploitant les lois de Kirchhoff découlant de l'analogie entre les fonctions f et le potentiel électrique dans un circuit conventionnel, nous trouvons une conductance g_{Net} [59] :

$$g_{Net} = g_3 g_4 \sum_{i=1}^4 g_i^{-1} \quad (2.16)$$

où g_i est la conductance spectrale du fil i :

$$g_i = \left(\int_{\text{wire } i} \frac{ds}{\sigma(s)} \right)^{-1}. \quad (2.17)$$

À $k_B T \gg \epsilon_c$, seul le fil 1 directement attaché au supraconducteur acquiert des propriétés supraconductrices, alors que l'effet de proximité dans les fils 2, 3 et 4 est évanescent. En conséquence, seul g_1 augmente alors que $g_{2,3,4}$ ne sont pas modifiées. Selon l'équation (2.16) la valeur de g_{Net} diminue alors en dessous de G_N . À $k_B T < \epsilon_c$, les corrélations supraconductrices pénètrent dans les quatre fils, les conductances $g_{2,3,4}$ s'accroissent, ce qui augmente la valeur de g_{Net} au dessus de G_N .

Ces arguments simples suggèrent de plus que la redistribution des lignes de courant dépend de la température T car plus de courant circulera à travers les parties plus "conductrices" du métal normal N. De fait, notre analyse numérique montre cet effet de redistribution (voir Fig. 2.9). Aux basses énergies, les lignes de courant sont symétriques car la conductivité spectrale $\sigma(\epsilon, r) \simeq \sigma_N$ est uniforme dans tout le système. À plus haute énergie $\epsilon > \epsilon_c$, plus de courant circule près du supraconducteur où $\sigma(\epsilon, r)$ est augmentée par l'effet de proximité. Cette distorsion des lignes de courant est clairement visible dans la Fig. 2.9. Aux très hautes énergies, $\sigma(\epsilon, r)$ est augmentée dans une région très limitée près du supraconducteur et la plupart des lignes de courant redeviennent symétriques. Ceci illustre l'importance de la géométrie des contacts dans une procédure de mesure de transport.

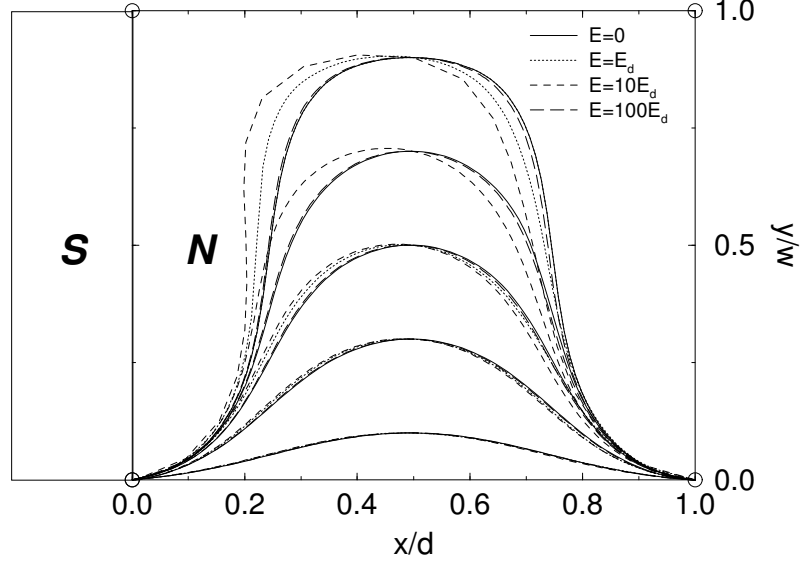


FIG. 2.9 – Lignes de courant calculées pour un échantillon bi-dimensionnel, constitué d'un film de métal normal N en contact avec un film de métal supraconducteur S , en fonction de l'énergie ϵ (ici notée E) des électrons en unités de l'énergie de Thouless ϵ_c (ici notée E_d).

Notre analyse démontre clairement qu'à la fois la dépendance en température et l'amplitude de l'effet expérimental [55, 56] peuvent être expliquées par la théorie quasiclassique standard appliquée à des films N-S bidimensionnels. Ceci est consistant avec le fait que dans nos expériences avec des contacts placés en ligne [39, 45, 60, 61], aucune augmentation de résistance n'a été observée. Notre approche permet également de comprendre la dépendance de l'effet avec la nature des échantillons étudiés dans la référence [56].

Remarquons finalement que à l'aide de ce modèle en réseau nous pouvons estimer l'énergie critique E_{cr} où se fait la transition entre les régimes quasi-1D ($g > G_N$) et quasi-2D ($g < G_N$). Nous trouvons que $E_{cr} \approx \hbar D/w^2$ pour les films étroits ($w < d$) et $E_{cr} \approx \hbar D/d^2$ pour les films larges ($w > d$). Cette estimation est en bon accord avec nos calculs numériques pour les films 2D. De fait, les paramètres de cette expérience donnent $E_{cr} \approx 10\epsilon_c \approx 40\mu\text{eV}$ pour les deux types d'échantillons et $V \simeq R_N I \approx 7\mu\text{eV}$ et $100\mu\text{eV}$ respectivement pour l'Ag et le Sb. Pour les échantillons à base d'Argent, nous sommes dans le régime $eV < E_{cr}$ et les théories 1D s'appliquent : la conductance est toujours supérieure à la conductance normale. Au contraire, nous avons $eV > E_{cr}$ pour les échantillons à base de Sb, ce qui entraîne des effets 2D et une diminution de la conductance. C'est exactement ce qui a été observé [56]. Nous croyons qu'à température suffisamment basse, il est possible d'observer une augmentation de conductance également dans les échantillons de Sb.

2.3 Le cas d'un métal ferromagnétique

2.3.1 Les échantillons

Les ordres ferromagnétique et supraconducteur sont fondamentalement antagonistes : les électrons d'une paire supraconductrice ont des spins opposés alors que dans un métal ferro-magnétique les spins sont (idéalement) tous alignés. Bien que les énergies mises en jeu soient très différentes, les deux phénomènes interagissent. Une estimation simple amène à considérer le différentiel de vecteur d'onde entre l'électron et le trou dû à l'énergie Zeeman dans le ferromagnétique [65, 66]. Cela aboutit à une longueur d'extinction de la supraconductivité égale à $L_{exch} = \sqrt{\hbar D / k_B T_{Curie}} \simeq 2 \text{ nm}$ dans la limite sale ($L_{exch} > l_p$), avec $T_{Curie} = 1388 \text{ K}$ pour le Co. En conséquence, les effets de proximité attendus sont faibles. Motivés par des expériences récentes montrant néanmoins de grands effets [63, 64], nous avons entrepris une étude de transport similaire à celle que nous avons conduite dans le métal noble Cu.

La figure 2.10 montre une vue au microscope électronique d'un échantillon constitué d'un métal ferromagnétique avec des électrodes supraconductrices. Une couche de 50 nm de Cobalt a été formée en anneau par un procédé de lift-off. Une ou deux électrodes de 100 nm d'Aluminium ont été déposées en lift-off après un nettoyage ionique doux de la surface de Co. Cette étape de nettoyage est cruciale dans l'obtention d'interfaces bien transparentes. Les dimensions sont 0.5 μm pour un côté de la boucle carrée et 2 μm pour la distance entre électrodes d'Al. Une des deux électrodes d'Al est de plus connectée à quatre contacts de mesure afin de tester la supraconductivité de l'Al et la résistance d'interface. Les largeurs de fil d'Al et de Co sont 100 et 400 nm respectivement. Ici nous nous focaliserons sur un échantillon avec une seule électrode d'Al noté "1" et sur un échantillon avec deux électrodes d'Al noté "2".

2.3.2 Les mesures de transport

La dépendance en température de la résistance de l'échantillon 2 est montrée sur la figure 2.10. La résistance de l'état normal est 98.35 Ω . Avec une vitesse de Fermi de $1.9 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ pour le Co, nous en déduisons un libre parcours élastique $l_p = 1.1 \text{ nm}$ et un coefficient de diffusion $D = 6.9 \text{ cm}^2/\text{s}$. Alors que la température est diminuée en dessous de la transition supraconductrice de l'Al, la résistance de l'anneau de Co décroît, atteint un minimum vers 0.9 K puis augmente de nouveau. L'amplitude totale de ces variations est d'environ 0.8 %. La valeur de saturation à basse température est *supérieure* à la résistance de l'état normal.

La même figure montre également la résistance de l'électrode d'Al et de la jonction Co/Al. La supraconductivité de l'Al semble peu affectée avec une température critique $T_c = 1.34 \text{ K}$ et une largeur de transition d'environ 10 mK. La résistance de la jonction a été mesurée en injectant le courant de mesure par un côté du fil de Co (I+) pour le faire sortir par un côté de l'électrode d'Al (i-) tout en mesurant la chute de tension

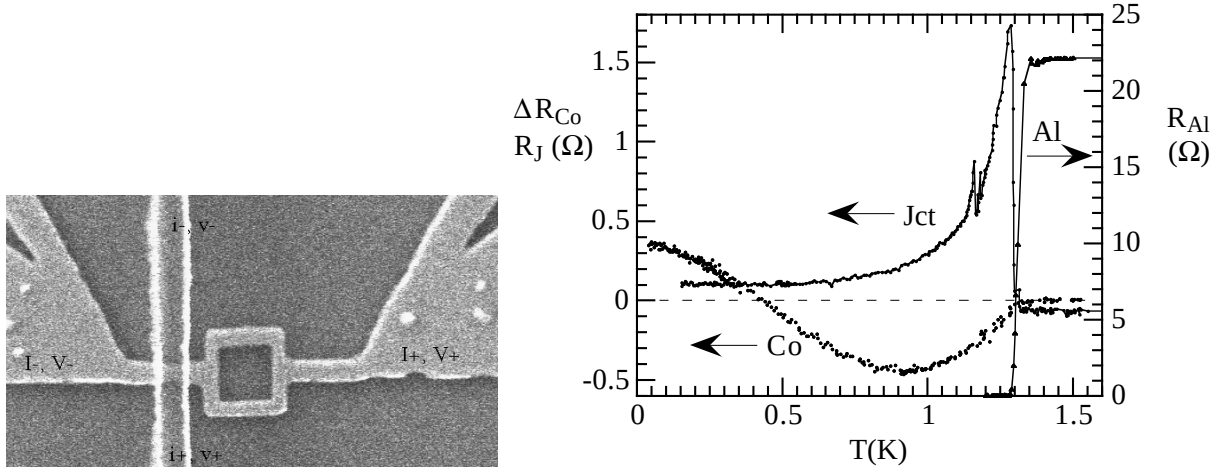


FIG. 2.10 – (Gauche) Vue au microscope électronique de l'échantillon 1 constitué d'un anneau de Co en contact avec une électrode d'Al. De fins résidus d'Al apparaissent sur les côtés de l'électrode. La longueur d'un côté de la boucle est 500 nm. Les quatre contacts de mesure sur le Co : $I+$, $I-$, $V+$, $V-$ sont visibles. Quatre contacts $i+$, $i-$, v , $+v$ sont attachés à l'Al. (Droite) Dépendance en température de la résistance du fil d'Al (échelle de droite), du fil de Co et de la jonction Co/Al (échelle de gauche). Courant de mesure $0.1 \mu A$.

entre les côtés opposés des fils de Co et Al ($v+$ et $V-$). Le pic de résistance en dessous de la transition supraconductrice est *a priori* relié à un effet de déséquilibre de charge ("charge imbalance") dans le Co. Cet effet est attendu lorsque la bande interdite de l'Al est faible devant l'énergie des quasiparticules injectées dans le Co. Au dessus de T_c , il apparaît une résistance négative qui semble provenir d'un effet de redistribution tridimensionnelle du courant près de l'interface. Un tel changement de signe n'apparaît que si la résistance d'interface est faible devant la résistance des couches en contact (ici 10Ω et 0.4Ω respectivement pour Co et Al). Cet argument avec la mesure d'une valeur de 0.1Ω à la plus basse température confirme que notre jonction est un contact métallique et non tunnel.

L'amplitude du changement de la résistance du fil de Co est assez faible comparée au cas d'un métal noble. Il est légitime de proposer que l'effet sur la résistance mesurée soit un effet de redistribution du courant de mesure à travers l'interface [58] comme discuté dans le chapitre précédent. Un argument contre cette proposition est que la résistance de Co varie encore en dessous de $0.5 K$ alors que la résistance de la jonction ne varie plus.

Nous avons étudié la magnétorésistance sous champ magnétique parallèle ou perpendiculaire. La figure 2.11 montre la magnétorésistance de l'électrode d'Al et de l'anneau de Co de l'échantillon 1 en champ parallèle. La résistance de l'électrode d'Al montre une transition vers l'état normal au delà du champ critique supraconducteur qui est ainsi estimé à $140 mT$. Le fil de Co exhibe une petite (moins de 1% à $140 mT$) magnéto-

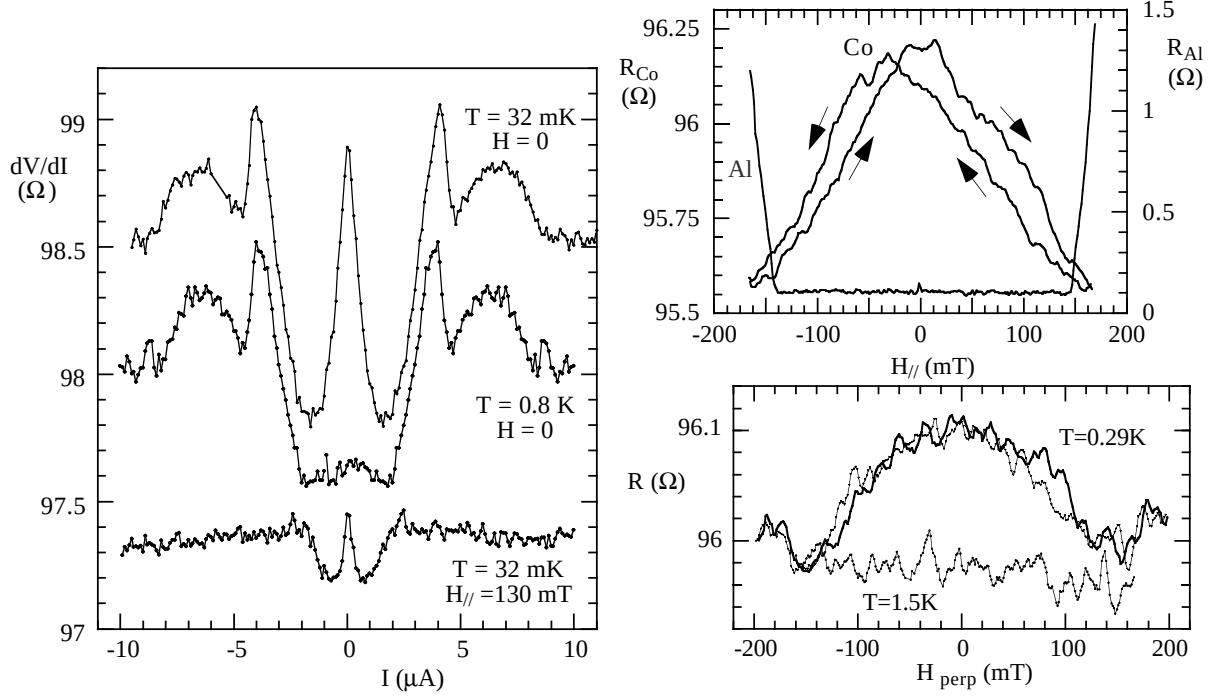


FIG. 2.11 – Gauche : Résistance différentielle de l'échantillon 2 mesurée sous différentes conditions expérimentales. Courbe supérieure : $T = 32 \text{ mK}$, $H = 0$; courbe du milieu $T = 0.8 \text{ K}$, $H = 0$; courbe inférieure $T = 32 \text{ mK}$, $H = 130 \text{ mT}$ (parallèle au substrat). Les deux dernières courbes ont été déplacées de 0.5 et 1Ω respectivement afin d'améliorer la clarté de présentation. Droite, bas : Magnétorésistance de l'échantillon 1 à $T = 0.29 \text{ K}$ et 1.5 K en champ perpendiculaire. Le champ a été balayé de -200 mT à $+200 \text{ mT}$ puis ramené à -200 mT . Aucune oscillation n'est visible en dehors du bruit expérimental. Courant de polarisation $0.1 \mu A$. Droite, haut : Magnétorésistance du fil de Co et de l'électrode d'Al de l'échantillon 1. Le champ magnétique est dans le plan du substrat et parallèle au fil d'Al. La résistance de Co est hystérétique. Le champ critique supraconducteur de l'Al est proche de 140 mT . Courant de polarisation $0.1 \mu A$.

-résistance présentant de l'hystérésis. Aucune saturation n'est visible jusqu'à un champ de 170 mT . De cette mesure, nous pouvons assurer que le Co constituant l'anneau est bien ferromagnétique mais que nos mesures ont été menées dans un régime où l'aimantation n'est pas saturée.

La figure 2.11 montre la magnétorésistance du fil de Co en champ perpendiculaire, avec l'Al dans l'état supraconducteur ($T = 0.29 \text{ K}$) ou dans l'état normal ($T = 1.5 \text{ K}$). À 1.5 K la magnétorésistance est inexistante, ce qui indique que l'aimantation est dans le plan. Une magnétorésistance en champ perpendiculaire apparaît seulement quand l'Al est supraconducteur. Cette magnétorésistance est 8 fois plus faible qu'en champ parallèle. Aucune oscillation de la magnétorésistance n'a pu être décelée à l'échelle d'une résolution relative en résistance de 10^{-5} , ce qui correspond à $10^{-3} e^2/h$. L'absence d'effet Aharonov-

Bohm est une forte indication que la longueur de cohérence de phase est plus faible que $0.3\mu m$. Ceci jette un doute sur l'interprétation par des effets de localisation faible d'expériences récentes sur des films ferromagnétiques [67].

Nous avons mesuré la résistance différentielle de l'anneau de Co en fonction du courant de polarisation. La figure 2.11 montre trois courbes obtenues dans des conditions expérimentales différentes. La courbe supérieure a été enregistrée à la plus basse température de 32 mK sous champ nul. La résistance différentielle montre un pic à polarisation nulle, un minimum pour un courant de l'ordre de $1.7\mu A$, et enfin un retour vers la résistance de l'état normal à plus fort courant de polarisation. Ce comportement est très proche de celui observé dans les métaux sans interaction [45]. Nous avons estimé que le chauffage Joule dans l'échantillon n'excède pas 0.3 K pour les courants allant jusqu'à $5\mu A$, et nous avons vérifié que la résistance de la jonction ne variait pas dans cette gamme de polarisation. La courbe obtenue à la température de 0.8 K ressemble fortement à la courbe précédemment décrite, hormis l'absence du pic de résistance à polarisation nulle. Les structures à fort courant de polarisation sont par contre inchangées. La courbe enregistrée à basse température mais dans un champ magnétique parallèle de 130 mT , c'est-à-dire juste en dessous du champ critique de l'Al montre un très net pic résistance différentielle en dessous de $1.0\mu A$, mais les structures à forte polarisation sont absentes. Récemment, le groupe de V. Petrashov [64] a également observé une forte modification de la conductance différentielle d'une jonction F-S, mais sans effet de type réentrance.

2.3.3 Discussion

Comparons maintenant les résultats obtenus dans ces échantillons ferromagnétiques à ceux obtenus précédemment dans les métaux nobles sans interactions [45]. Comme dans un métal sans interaction, nous observons un minimum de résistance à la fois en fonction du courant de polarisation et de la température. Nous sommes ainsi amenés à considérer que nous observons un effet de réentrance dans le Co comme dans le Cu. À plus fort courant de polarisation, les structures semblent reliées à la bande interdite de l'Al. Elles sont en effet peu affectées par une température modérée mais fortement altérées par un champ magnétique fort qui réduit significativement la bande interdite.

Dans la théorie quasiclassique, la température du minimum de résistance est $5\epsilon_c/k_B$. Si nous interprétons dans ce cadre la dépendance en température de nos échantillons Co/Al, nous obtenons une énergie de Thouless de $14\mu eV$ pour l'échantillon 2. Avec notre estimation du coefficient de diffusion, cette valeur d'énergie implique une "longueur d'échantillon" de 180 nm , beaucoup plus courte que la longueur totale d'échantillon de $2\mu m$. Une interprétation immédiate est que les électrons ne gardent leur cohérence de phase dans le conducteur de Co que sur cette échelle de longueur de 180 nm . Si nous prenons maintenant la résistance (98.35Ω) de l'échantillon 2 pour convertir le courant de polarisation du minimum de résistance en une tension, nous obtenons $170\mu eV$. Ceci est environ 2.4 fois plus grand que la tension calculée par la dépendance en température (Fig. 2.10), et même plus grand que la bande interdite de l'Al. Ceci confirme que les

effets de cohérence apparaissent sur une longueur beaucoup plus courte que la longueur totale de l'échantillon. En comparaison, l'échelle de 180 nm correspond à une résistance d'environ 8.9Ω . Au courant de polarisation du minimum de résistance, cela donne une tension caractéristique de $15\mu\text{V}$, ce qui est cohérent avec les données de dépendance en température.

L'échelle de longueur de 180 nm décrite précédemment est beaucoup plus grande que la longueur d'échange L_{exch} estimée, ce qui n'est pas sans fragiliser notre interprétation. Parmi les pistes possibles permettant d'expliquer la diffusion d'un effet de proximité à grande échelle spatiale, le rôle de la structure magnétique en domaine du ferromagnétique reste à éclaircir. On peut ainsi imaginer qu'au niveau d'un joint de grain, des réflexions d'Andreev croisées apparaissent [68].

D'autre part, il a été récemment suggéré que l'accumulation de spin près d'une interface F-S traversée par un courant dominait largement l'effet de proximité dans le régime $T_{Curie} \gg T_c$ qui est le notre [70, 71]. Dans le supraconducteur, le courant électrique ne porte pas de spin alors que dans le métal ferromagnétique, le courant électrique est polarisé en spin. La seule façon de raccorder ces conditions est qu'une population électronique de spin minoritaire s'accumule au voisinage de l'interface. Ces électrons diffusent alors sur une longueur voisine de la longueur de spin-flip L_{sf} avant de pouvoir retourner leur spin. En conséquence, il apparaît une résistance d'interface R_{FS} qui est de l'ordre de la résistance d'une longueur L_{sf} de métal F :

$$R_{FS} = \frac{P^2}{1 - P^2} \frac{L_{sf}}{\sigma_N S} \quad (2.18)$$

où P est le degré de polarisation du métal ferromagnétique et l'interface est supposée parfaitement transparente. Si la transparence est non-idéale, la résistance de l'interface peut être calculée dans le cadre d'un modèle BTK [12] généralisé. Dans notre cas, le supraconducteur est superposé au métal ferromagnétique. En-dessous de sa température de transition supraconductrice, les lignes de courant dans le métal ferromagnétique sont déviées vers le supraconducteur. Ceci pourrait expliquer la diminution de la résistance juste en-dessous de la transition supraconductrice. À plus basse température, la bande interdite du supraconducteur est pleinement développée et l'effet d'accumulation de spin domine. De fait, Belzig et al. ont pu décrire nos résultats expérimentaux par cet effet d'accumulation de spin [72]. Pour cela, ils ont néanmoins du introduire une résistance d'interface supérieure à la valeur mesurée.

La conclusion provisoire de l'analyse de nos données est qu'il apparaît délicat de trancher. De nouvelles expériences sont les bienvenues afin de discriminer entre un effet de proximité et celui d'accumulation de spin. La microscopie tunnel pourrait apporter une approche indépendante d'un courant de polarisation, donc libre de tout effet d'accumulation de spin.

Chapitre 3

Développement d'un microscope tunnel à très basse température

3.1 Motivations et état de l'art

La microscopie tunnel à basse température est un outil de choix pour accéder aux propriétés électroniques locales à l'échelle nanométrique. Au delà de l'imagerie, un microscope tunnel permet en mode spectroscopie de mesurer la caractéristique d'un contact tunnel "figé". Dans la limite d'une température nulle, la conductance différentielle qui en est déduite est égale à la densité d'états à l'énergie $\epsilon = eV$.

À la suite de nos études de transport, notre intérêt réside dans des mesures spectroscopiques locales de structures mésoscopiques comprenant des éléments supraconducteurs. La dimension relevante est la longueur de cohérence de phase L_φ qui est de l'ordre du micron à très basse température $T < 1\text{ K}$. Diminuer la température permet alors d'observer des phénomènes se propageant sur des distances appréciables tout en améliorant la résolution en énergie de la mesure par STM. L'arrondi thermique de largeur $2k_B T = 17\text{ }\mu\text{eV}$ à 100 mK pourra ainsi rester très faible devant la bande interdite d'un supraconducteur tel que le Nb: $\Delta \simeq 1\text{ meV}$. Ceci nous a amené à considérer le développement d'un microscope tunnel à très basse température (50 mK) fonctionnant dans un cryostat à dilution.

Les microscopes à champ proche travaillant à très basse température sont assez rares. En ce qui concerne la microscopie tunnel (STM), la seule mesure spectroscopique en dessous de 100 mK a été rapportée dans NbSe_2 par Hess et al. [73]. Un microscope à force atomique (AFM) a été utilisé à 30 mK sous un champ magnétique de 9 T [74]. Des images d'atomes d'Hélium adsorbés sur une surface de graphite ont été obtenues à 90 mK [75]. Divers STM fonctionnant vers 300 mK ont également été récemment présentés [76]. Le défi expérimental dans la microscopie tunnel à très basse température est de concilier les exigences des deux techniques, les très basses températures et la microscopie tunnel. Un des points délicats est d'assurer une thermalisation efficace de l'échantillon tout en découplant le microscope tunnel des vibrations extérieures. Afin d'étudier des structures de taille mésoscopique, nous désirons un champ expérimental de quelques microns.

Motivés par notre expérience sur les systèmes de proximité, nous nous sommes fixés le but de mesurer la densité d'états au voisinage d'une jonction entre un supraconducteur et un métal normal. Quelques résultats de spectroscopie sur de tels systèmes ont déjà été réalisés à des températures proches de 1 K [77]. Cette expérience constitue à la fois un test pour notre STM et un système physique intéressant où une mesure résolue spatialement de la densité d'états peut apporter un point de vue indépendant.

3.2 Le microscope tunnel

3.2.1 Cryogénie

Nous utilisons un cryostat de type "sionludi" développé au laboratoire [78]. Le nom de ce cryostat provient du fait que la platine froide est située en haut du cryostat, ce qui est l'inverse de la disposition habituelle. La température de base est de 60 mK avec les fils de mesure installés. Le volume froid est un cylindre de 13 cm de diamètre et 13 cm de hauteur.

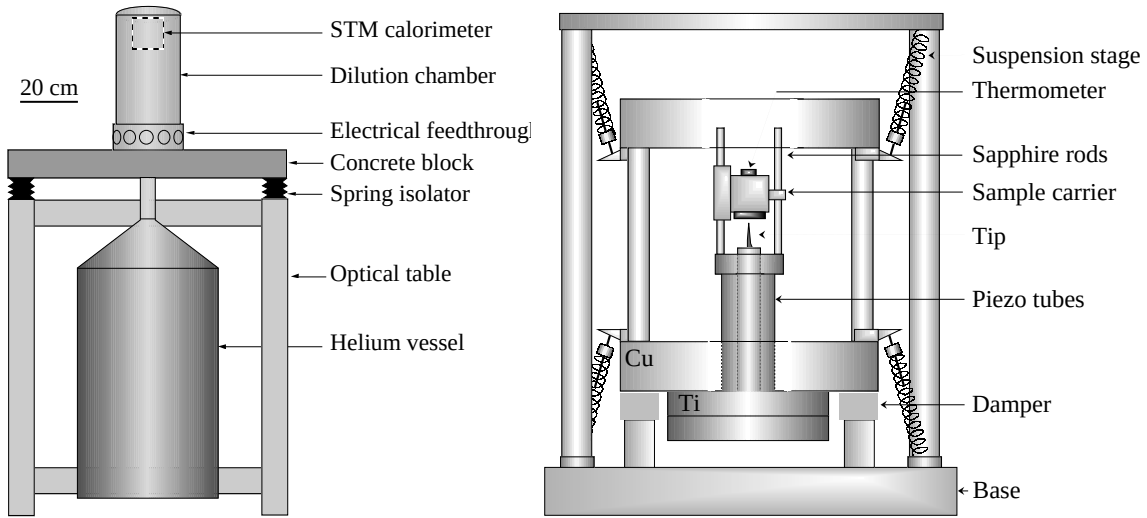


FIG. 3.1 – *Gauche : Schéma d'ensemble du cryostat fixé sur une dalle de béton elle-même soutenue au travers de quatre amortisseurs pneumatiques à ressorts par une table optique. Le vase pressurisé d'Hélium est placé sous le cryostat. L'emplacement du microscope tunnel est indiqué par les pointillés. Droite : Dessin de la tête du microscope tunnel. Les deux tubes piézoélectriques concentriques sont collés sur des pièces de Ti elles-mêmes vissées sur le socle en Cu. Le chariot de l'échantillon glisse sur deux rails de saphir, il comporte également un chauffage et deux thermomètres.*

La puissance frigorifique est d'environ $10 \mu W$ à $100 mK$. Les avantages principaux de ce type de cryostat sont l'accès latéral à portée de main, la rigidité liée à la compacité du cryostat et la rapidité d'un cycle de refroidissement/réchauffage. Ce dernier avantage provient du circuit de refroidissement rapide jusqu'à $4 K$ par la circulation du mélange $^3He-^4He$ à fort débit. La platine à $4 K$ est refroidie par un circuit d' 4He provenant d'une bouteille pressurisée. Partant de la température de $4 K$, la température limite est atteinte en environ 3 heures. Il n'y a pas de bain d'azote, ce qui permet d'éviter les vibrations liées à sa vaporisation.

La tête du microscope tunnel est installée dans une boîte hermétique fixée à la platine de la boîte à mélange. Ce calorimètre nous permet de contrôler l'atmosphère présente autour du STM. Nous pouvons ainsi maintenir un gaz d'échange afin d'améliorer la thermalisation, ou un très bon vide afin de garantir un meilleur fonctionnement tunnel. Le calorimètre du STM est généralement fermé sous atmosphère contrôlée d'azote dans une boîte à gants à humidité réduite et sous flux d'azote. Avant le refroidissement, le calorimètre est rincé à l'Hélium et pompé par une pompe turbo-moléculaire jusqu'à une pression de $2 \cdot 10^{-2} mbar$. Ce gaz d'échange est pompé à basse température ($T < 20 K$) par des charbons actifs fixés sur la paroi interne du calorimètre. Ceci assure un très bon vide pour les mesures à très basse température.

3.2.2 La tête tunnel

Le microscope tunnel est constitué de deux tubes piézo-électriques en PZT 5A, concentriques et longs de 1 pouce. Ces tubes sont collés avec du Stycast sur des pièces de Ti qui est à la fois un métal, donc bon conducteur thermique, et un matériau avec un coefficient de dilatation thermique proche de celui du PZT. Ceci permet de réduire les contraintes mécaniques provenant des contraintes thermiques différentielles. Deux cylindres de saphir sont fixés sur le tube piézo-électrique extérieur. Ces cylindres servent de rails pour le chariot portant l'échantillon. Le tube extérieur est utilisé pour les pas de déplacements et la régulation de la distance pointe-échantillon. Le tube central porte la pointe : c'est un scanner XY avec une sensibilité de 12 nm/V à basse température, ce qui permet un déplacement total de $6 \times 6\text{ }\mu\text{m}^2$ avec une amplitude totale de tension de $\pm 220\text{ V}$. L'électrode intérieure du scanner est utilisée pour retirer la pointe.

La tête tunnel est très rigide, lourde de 500 g de cuivre et suspendue grâce à six ressorts de fréquence de résonance 10 Hz . Les six ressorts ont été placés de façon à ce que la pointe soit proche du point de concourance de l'axe des ressorts. Ceci permet de minimiser les mouvements en ce point. Nous avons disposé un dispositif d'amortissement à base de frottement solide sur une mousse. De plus, le cryostat est isolé des vibrations du bâtiment par des amortisseurs pneumatiques de fréquence caractéristique 2 Hz . Les tuyaux de pompage sont constitués de flexibles et de tubes coulés dans des blocs de béton, ceci afin d'atténuer les vibrations des pompes. Nos mesures spectroscopiques conjuguées à des mesures de dépendance du courant avec la distance pointe-échantillon montrent que la stabilité du STM est meilleure que 10^{-2} Å . Ce résultat est au niveau requis pour obtenir un bon fonctionnement en mode spectroscopie.

Nous avons adapté une technique de préparation de pointes de Pt/Ir ($90\%\text{Pt}$, $10\%\text{Ir}$) de rayon proche de 20 nm . Le choix du matériau est justifié par sa raideur naturelle (liée à l'Ir) et sa faible oxydation à l'air (liée au Pt). La technique choisie [79] est appelée "à 90 degrés" car la pointe devait être pliée de façon à procéder à l'attaque finale avec une pointe horizontale. En pratique, nous inclinons la pointe plutôt que de la plier, ce qui présentait un risque de manipulation. Les pointes sont collées avec de la laque d'argent dans un connecteur doré dont la partie femelle est fixée au tube intérieur.

3.2.3 Les déplacements inertiels

Le système de déplacements inertiels est directement inspiré du modèle de C. Renner et al. [80]. Le chariot est constitué de deux parties plaquées l'une contre l'autre par un ressort en compression, les rails de saphir étant coincés entre les deux parties. Le ressort exerce une force de frottement ajustée à environ 40 g . Comparé au modèle initial, notre chariot n'est en contact qu'en trois points sur la paire de rails. Ceci définit parfaitement la position du chariot et évite les effets de bascule. Le matériau est le laiton pour un poids de 12 g . La forme des signaux envoyés sur le tube piézo-électrique est une double parabole. L'accélération du chariot est alors constante sauf au point de rebroussement. L'amplitude

des pas est de 50 à 1400 nm à température ambiante et de 10 à 200 nm à 60 mK .

Le chariot ainsi conçu fonctionne de façon fiable tant que la force de frottement reste convenablement ajustée et que les rails de saphir restent propres. Nous avons donc installé un chauffage et un thermomètre de platine sur le chariot afin de réguler la température du chariot à une valeur d'environ 30 K plus élevée que la température du reste du STM. Le chariot et les rails sont ainsi dégazés pendant le refroidissement jusqu'à 60 K , température à laquelle tous les gaz résiduels y compris l'azote sont condensés sur la paroi du calorimètre. Un deuxième bénéfice de cette procédure est que cela nettoie l'échantillon des molécules d'eau ou d'azote qui pourraient se cryosorber à sa surface.

L'approche grossière de l'échantillon vers la pointe est effectuée après extinction du chauffage du chariot. La distance initiale est d'environ 1 mm . Près de 5000 pas sont alors nécessaires pour atteindre le contact tunnel. Un pas d'approche consiste en la rétraction de la pointe, l'envoi d'une impulsion sur le tube extérieur et enfin l'approche lente de la pointe en environ 5 s . Quand un courant tunnel est détecté, la pointe est rétractée en position d'attente.

3.2.4 La thermalisation

Comme l'atmosphère résiduelle d'Hélium est condensée en dessous de 1 K , la thermalisation est assurée par des tresses de cuivre entre la base du calorimètre, la tête du microscope tunnel et les extrémités des tubes. Le chariot et la pointe sont de plus thermalisés directement par leurs fils de mesure. Un thermomètre de carbone est collé au Stycast sur le chariot afin de mesurer la température de l'échantillon en dessous de 1 K . Toutes nos mesures de température de l'échantillon sont basées sur la mesure de cette résistance.

Ainsi, un pas d'approche ou de retrait unique peut être vu sur la température de l'échantillon. Quand l'ensemble du microscope est froid ($T \simeq 60\text{ }mK$) et qu'une impulsion est envoyée, la température du chariot atteint immédiatement 80 mK avant de revenir à environ 60 mK en quelques minutes. Une succession de pas à la cadence d'environ 10 pas par seconde porte l'échantillon à la température d'environ 350 mK , ce qui correspond à une puissance d'environ 250 μW .

3.2.5 L'électronique

Notre électronique de mesure a été développée au laboratoire. Quelques particularités valent d'être signalées. Nous avons placé des filtres très basse fréquence à la sortie des amplificateurs haute-tension. Leur fréquence de coupure de 0.5 Hz nous permet de réduire le bruit ambiant pendant les spectroscopies. La polarisation de la pointe subit une division par 10 à l'entrée dans le calorimètre, afin de réduire le bruit. Chaque câble entrant dans le cryostat est filtré dans des filtres radio-fréquence.

Le courant tunnel est converti en une tension par un préamplificateur dont la résistance de 100 $M\Omega$ en contre-réaction de l'amplificateur opérationnel a été déportée à 4.2 K . Ceci réduit le bruit de mesure à $4.5 fA/\sqrt{Hz}$ entre 0 et 100 Hz . Le bruit en

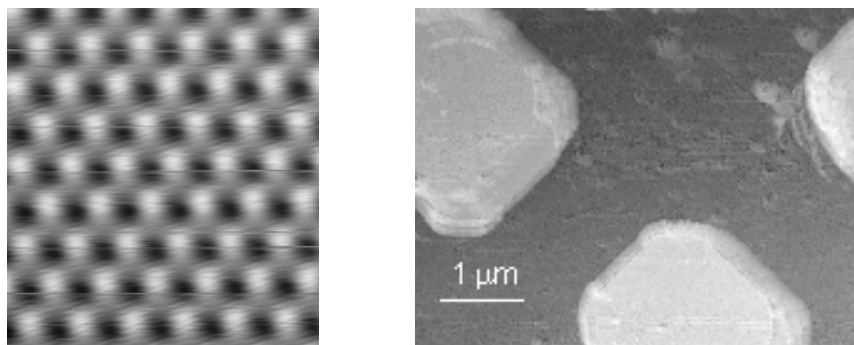


FIG. 3.2 – Deux images STM prises à 60 mK . Gauche : Image $13.6 \times 15\text{ Å}^2$ à courant constant du réseau atomique du graphite HOPG de paramètre de maille 2.46 Å . Droite : Image $5.6 \times 4.3\text{ μm}^2$ d'un échantillon mésoscopique constitué d'un réseau de plots carrés de Nb recouverts d'une couche d'Au. La période du réseau est de 3.5 μm .

courant de l'ampli-op contribue à hauteur de $1.6 fA/\sqrt{Hz}$ (valeur typique). La différence est le bruit thermique de la résistance, qui est donc proche de la valeur théorique de $1.5 fA/\sqrt{Hz}$. Au dessus de 100 Hz , le bruit augmente avec une pente 1 due à la tension de bruit de l'ampli-op débitant dans la capacité d'environ 40 pF des câbles. La fréquence de coupure est de 12 kHz .

3.3 Images à très basse température

Nous présentons des images prises à la température de 60 mK sur la Figure 3.2. Ces deux images diffèrent d'un facteur plus de 1000 dans leur dimension latérale et verticale, ce qui montre la grande versatilité de notre microscope. Nous obtenons la résolution atomique sur le graphite HOPG à la fois à température ambiante et à très basse température (60 mK). Une image telle que celle-ci est typiquement prise en quelques secondes. Elle montre que nous obtenons une surface libre de contamination à basse température.

De façon routinière, nous imageons des échantillons de grande taille, soit plusieurs microns carrés. La raison en est que nous désirons repérer sur un échantillon mésoscopique la zone intéressante pour la spectroscopie tunnel. Le balayage de 256×256 pixels est alors effectué à la vitesse relativement faible de 1 μm/s , soit environ 30 minutes au total. La raison en est la forte corrugation (300 à 500 Å) de ce type d'échantillon. La prise d'une image de grande dimension peut être vue sur le thermomètre dès que des forts et rapides balayages de tension sont appliqués. Par exemple, pour une image à large champ avec les paramètres décrits ci dessus, l'échantillon atteint une température stationnaire de l'ordre de 100 mK ou inférieure. Cette image a été prise sur un échantillon étuvé pendant le refroidissement. En comparaison avec d'autres images à basse température d'échantillons non "étuvés", nous n'observons aucun "moutonnement" à la surface.

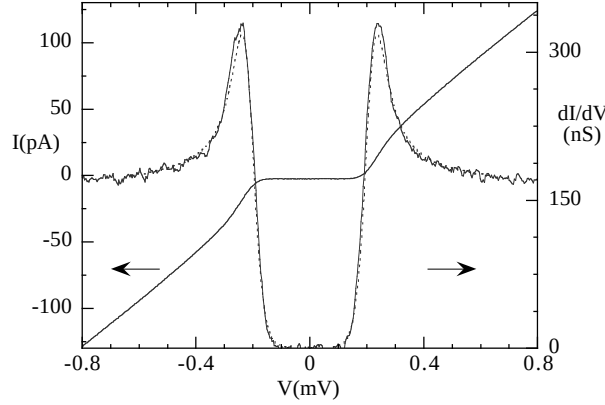


FIG. 3.3 – Caractéristique I - V expérimentale et conductance différentielle déduite par dérivée numérique. Les courbes I - V sont une moyenne sur 20 courbes prises successivement. L'échantillon est une couche d'Al à 60 mK. Les données sont ajustées par une densité d'états BCS élargie thermiquement avec une température de 210 mK (courbe pointillée).

3.4 Mesure de la densité d'états locale

Afin de mesurer une densité d'états locale, une jonction tunnel pointe-échantillon stable doit être obtenue. Pour cela, la régulation est d'abord réglée sur un temps de réponse très lent et les filtres très basse fréquence sur les voies haute-tension sont enclenchés. Une résistance typique de jonction tunnel est comprise entre 10 et 500 M Ω . La boucle de régulation est alors ouverte et la tension de polarisation est balayée. Ce balayage peut durer 20 s sans modification de la jonction. La courbe $I(V)$ mesurée est alors dérivée numériquement afin d'obtenir la conductance différentielle $dI/dV(V)$.

En tant qu'expérience test, nous avons mesuré la densité d'états de couches supraconductrices simples. La Figure 3.3 montre la caractéristique I - V et la densité d'état correspondante d'une couche d'Al. Ces données expérimentales sont conformes avec une densité d'états de type BCS élargie thermiquement. La bande interdite dérivée de l'ajustement vaut $2\Delta = 340 \mu\text{eV}$, ce qui est en accord avec la valeur attendue. L'élargissement thermique ajusté est de l'ordre de 210 mK soit une résolution en énergie de $36 \mu\text{eV}$. Ceci est tout à fait à la pointe des performances actuelles de dispositifs comparables, mais reste néanmoins en dessous des performances théoriques ($\simeq 10 \mu\text{eV}$) de notre dispositif. Nous travaillons actuellement à améliorer ce résultat.

La figure 3.4 montre une expérience de mesure de densité d'états électroniques résolue spatialement. L'échantillon a été fabriqué par évaporations successives sous ultra-vide de Nb et d'Au. Le Nb a été évaporé en premier et à travers un masque mécanique plaqué contre le substrat de Si. Le masque est ensuite retiré et l'Au est évaporé sur l'ensemble de l'échantillon. Ce masque est une membrane de Si épaisse de 5 μm dessiné par lithographie électronique. Comme on peut le voir sur l'image par STM, les îlots de Nb sont de forme

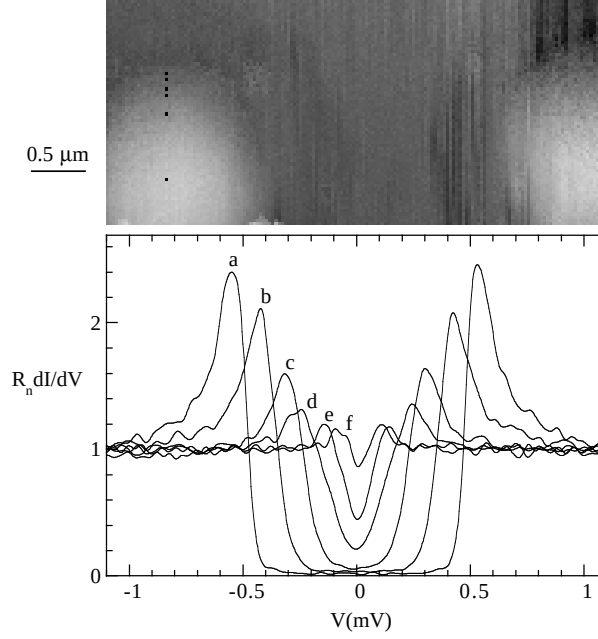


FIG. 3.4 – *Haut*: Image STM $2.2 \times 5 \mu\text{m}^2$ d'un échantillon constitué d'îlots de Nb (en clair) recouverts d'une couche continue d'Au. La distance entre îlots est de $4 \mu\text{m}$. *Bas*: densité d'états locale mesurée aux points indiqués par un pixel noirci sur l'image STM.

assez arrondie. Ceci est dû à l'épaisseur du masque et à l'imperfection du contact entre le masque et le substrat. Les structures de Nb sont larges d'environ $1 \mu\text{m}$ et distantes de $4 \mu\text{m}$. Seuls quelques îlots peuvent donc être observés dans le champ de notre STM.

Nous avons mesuré la densité d'états en différents points de l'échantillon. Afin de limiter l'hystérésis de position de la pointe à moins de 10 nm , nous avons déplacé la pointe à une vitesse inférieure à 10 nm/s . Dans la figure 3.4, nous observons clairement la dépendance spatiale de la densité d'états. Le spectre avec la plus grande bande interdite a été mesuré près du centre d'un îlot de Nb : il est proche d'un comportement de type BCS. L'amplitude de la bande interdite est néanmoins réduite par rapport à celle du Nb massif à cause de l'effet de proximité inverse lié à la surface d'Au superposée. En se déplaçant par rapport au centre de la structure, les densité d'états montre un profil différent, en "V". C'est la signature de l'effet de proximité. La longueur caractéristique de diffusion de la supraconductivité est proche de 100 nm . Une description détaillée de ces résultats à l'aide de la théorie quasiclassique [44] est en cours.

Chapitre 4

Perspectives

4.1 Transport cohérent : effets hors-équilibre

Dans les jonctions S-N-S où un métal normal N est encadré de deux électrodes supraconductrices S, il apparaît un couplage Josephson. Une différence de phase statique entre les deux supraconducteurs se traduit par un courant de paires supraconductrices circulant dans le métal normal. Dans le régime à l'équilibre, il est intéressant d'étudier le courant critique de la jonction S-N-S, c'est à dire le courant maximum pouvant circuler sans dissipation. Pendant mon travail de thèse, nous avons étudié le courant critique de jonctions S-N-S de longueur proche du micron [61]. Nous avons alors mis en évidence que ces jonctions ne suivait pas le modèle classique d'Ambegaokar-Baratoff [81]. Depuis, Wilhelm et al. [82] ont montré que le courant critique dans une jonction longue ($L \gg \xi_s$, soit $\epsilon_c \ll \Delta$) est gouverné par l'énergie de Thouless ϵ_c : le produit $eR_N I_c$ est proportionnel à ϵ_c à température nulle, à température finie cette même quantité diminue à l'échelle de la température ϵ_c/k_B .

Avec F. Wilhelm et ses collaborateurs, nous reprenons ces études afin de décrire la transition entre le régime de jonction courte et le régime de jonctions longues. Nous avons obtenu une courbe générale en unités réduites de la dépendance en température valable dans la limite d'une jonction longue. Nous comparons les résultats théoriques aux résultats expérimentaux. Un résultat préliminaire est que nous sommes capables de décrire le comportement de la plupart de nos échantillons en supposant une transparence de barrière presque parfaite. D'autres échantillons avec une transparence d'interface intermédiaire montrent un comportement redimensionné [83].

Une deuxième étape est maintenant de considérer le régime dissipatif dans une jonction Josephson. À tension non nulle, le courant de paires coexiste avec le courant électronique normal. Selon l'effet Josephson alternatif, la différence de phase tourne au cours du temps selon la loi :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (4.1)$$

En conséquence, les états liés d'Andreev dans le métal normal se déplacent en énergie. Suivant la valeur du temps de diffusion inélastique, les électrons vont suivre l'évolution de l'énergie des états liés ou au contraire l'ignorer. Cette alternative va avoir des effets très importants sur la caractéristique courant-tension de la jonction S-N-S et sur la réponse de la jonction à une excitation hyperfréquence [84].

Le régime intéressant se rencontre lorsque la phase évolue plus lentement que le transfert des électrons à travers la jonction : $eV \ll \epsilon_c$. Il faut également que le courant Josephson de la jonction S-N-S soit faible devant le courant normal de la population électronique hors-équilibre. Il suffit pour cela de se placer à température suffisamment élevée : $k_B T \gg \epsilon_c$. Ceci exige de travailler avec un supraconducteur de température critique haute comme le Nb. Enfin les fluctuations thermiques doivent être faibles de façon à ce que les phases des supraconducteurs ne fluctuent pas : $k_B T \ll \hbar I_c / 2e$. Cette condition implique une jonction S-N-S de fort courant critique avec une énergie de Thouless précisément ajustée.

Nous avons déjà obtenu de premiers résultats [85]. La caractéristique courant-tension

de plusieurs jonctions montre un effacement du pic de résistance différentielle avec l'apparition d'un deuxième courant caractéristique au delà du courant critique Josephson. En hyperfréquence, une division par deux de la fréquence de marches dites de Shapiro est attendue et a déjà été observée dans un régime semi-balistique [84]. Sur le plan théorique, nous sommes en train de collaborer avec F. Wilhelm afin de pouvoir comparer expérience et théorie.

4.2 Spectroscopie locale de nanostructures supraconductrices

4.2.1 Objectifs scientifiques

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit des expériences préliminaires de spectroscopie tunnel par STM au voisinage de jonctions N-S entre un métal normal N et un supraconducteur S. Cette étude est actuellement en cours. Un point novateur de cette étude sera de pouvoir étudier de façon locale la densité d'états dans le métal normal mais aussi dans le supraconducteur. Le supraconducteur doit lui aussi être influencé par la proximité, c'est ce que l'on appelle l'effet de proximité inverse. Sous champ magnétique, des interférences peuvent se construire dans le métal normal. Nous prévoyons d'observer la modulation de la densité d'états par le champ magnétique appliqué [23]. À flux demi-entier en unités du quantum de flux supraconducteur $h/2e$, il est attendu une fermeture de la bande interdite dans le métal normal [22].

Les systèmes N-S où le métal normal est un semiconducteur me semblent également une voie très intéressante. Nous avons ainsi démarré une collaboration avec le groupe de H. Takayanagi de NTT Laboratories au Japon afin de pouvoir étudier des structures InAs-Nb [86]. InAs est un semiconducteur dopé où le libre parcours électronique est de l'ordre du micron. L'étude de ce genre de systèmes ouvre la porte vers la compréhension des effets de proximité dans des systèmes dits "propres" où les longueurs de cohérence ne sont pas limitées par la diffusion. La jonction entre les couches de InAs et de Nb sera latérale avec un faible relief de surface de façon à pouvoir sonder précisément la densité d'états au voisinage de l'interface.

Des études théoriques ont considéré la sensibilité de la densité d'états à la forme de la cavité en présence d'une interface supraconductrice [34, 87]. En particulier, il a été montré que le couplage d'une boîte quantique à une électrode supraconductrice se traduisait par l'apparition d'une mini-bande interdite dans la densité d'états dans les cas d'une géométrie non-intégrable c'est-à-dire chaotique [88]. Une des géométries que nous envisageons est une géométrie de boîte de métal normal (une île) entouré par une couche (une mer) supraconductrice. Dans ce régime, la supraconductivité dans la boîte est fortement influencée par le confinement. Sous champ magnétique, des effets d'interférence liés à la quantification du flux dans la boîte en unités de $h/2e$ sont attendus.

Un autre axe de développement futur porte sur l'étude de systèmes métal Ferro-

magnétique-Supraconducteur par microscopie tunnel. Notre étude précédemment décrite du transport dans de telles structures montre que de nouvelles mesures expérimentales sont les bienvenues. De premières études théoriques ont été consacrées à la question de la densité d'états locale près d'une jonction F-S [89]. D'après les prédictions, il semble important de contrôler de très faibles distances à l'interface F-S.

Nous avons un projet de recherche commun avec O. Fruchart et collaborateurs du Laboratoire Louis Néel. Dans cette équipe sont étudiées des nanostructures magnétiques de Co qui sont auto-assemblées sur un substrat de Mo. Nous avons le projet de faire évoluer la technique de préparation en remplaçant le Mo par du Nb. Nous obtiendrons alors des nanostructures de Co en contact parfait avec une 'mer' supraconductrice de Nb. Ces nanostructures parfaitement contrôlées par les conditions de dépôt se prêtent parfaitement à l'étude du magnétisme du Co sur la supraconductivité à l'échelle locale, aussi bien du côté Co que du côté Nb.

4.2.2 Développement technologique

Du point de vue technologique, le microscope tunnel actuel pourra évoluer vers un microscope AFM-STM utilisant un diapason piézo-électrique [90]. En mode AFM, la pointe mesure les forces de van der Waals provenant de l'échantillon. En mode non-contact, par exemple de friction, la distance est de plusieurs dizaines de nanomètres, c'est-à-dire beaucoup plus que dans le régime tunnel. Ceci permet l'imagerie de surfaces à fort relief sans risquer le 'crash' de la pointe sur la surface.

Nous utiliserons un diapason piézo-électrique de fréquence de résonance 32768 Hz , similaire à ceux présent dans les montres à quartz. Il est possible d'y coller une pointe tunnel sans trop dégrader le facteur de qualité $Q \sim 1000$ [91], ce qui permet une très grande sensibilité de force. Ce type de sonde a été mis au point à propos de microscopie optique à champ proche mais est maintenant utilisé dans différents types de microscopes de proximité [92]. Le diapason est généralement excité près de sa fréquence de résonance et de façon à vibrer parallèlement à la surface de l'échantillon. Ce mouvement est amorti par les forces de friction liées à l'interaction pointe-surface. La régulation de la distance pointe échantillon se fait par l'asservissement du déphasage entre l'excitation et la réponse du diapason.

Le deuxième grand avantage de cette technique est qu'elle permet de travailler avec un échantillon partiellement isolant en surface. C'est par exemple le cas d'un échantillon métallique lithographié sur un substrat de silicium comme ceux préparés pour des expériences de transport. Au niveau technique, nous sommes ainsi en train de développer un système de déplacement latéral sur de grandes distances fonctionnant sur le principe d'une chenille (ou inchworm). Il consiste en un mobile à trois pieds se déplaçant un à un. Nous couplerons ce moteur à un système de mesure de position par sonde capacitive comme récemment développé au laboratoire [92]. Cette avancée nous permettra ainsi de travailler sur des échantillons microniques préparés par exemple par lithographie électronique, et de ne plus nous restreindre obligatoirement à des échantillons constitués

de couches continues.

À plus long terme, je suis particulièrement motivé par des mesures de potentiométrie locale dans des systèmes mésoscopiques. L'idée est de mesurer un potentiel électrique local grâce à une pointe. La question fondamentale derrière ce type de mesure est de mieux comprendre comment la dissipation s'opère dans un système mésoscopique. Il semble là aussi particulièrement judicieux de pouvoir utiliser l'imagerie AFM pour pouvoir se placer à volonté sur un échantillon avant de pouvoir mesurer un potentiel électrique local.

4.3 Formation par la recherche

Ces différents projets font appel à des techniques variées propices à la formation par la recherche d'étudiants de deuxième cycle et de doctorants.

Une grande partie des échantillons sera fabriquée dans les installations du C.R.T.B.T.. Nous disposons d'une salle blanche pour la lithographie électronique ou UV de résines de micro-électronique, la gravure de couches réfractaires telles que le Nb et l'observation par microscope optique ou électronique. Dans notre salle de dépôt, nous disposons de plusieurs bâteaux de dépôt de couches minces métalliques par évaporation thermique ainsi que d'un bâteau de dépôt sous ultravide par canon à électrons. Ces différentes techniques sont des parties intégrantes de la pratique des doctorants travaillant dans mon environnement. Pour certains développements, une collaboration existe de longue date avec D. Mailly du Laboratoire des Microstructures et de Micro-électronique (L.M.M.) du C.N.R.S. à Bagneux ainsi que plus récemment avec le Leti du CEA Grenoble dans le cadre de la plate-forme technologique PLATO.

Les techniques de microscopie en champ proche sont bien sur un autre aspect marquant de mon activité. Du fait des contraintes des très basses températures, nous avons choisi de développer l'ensemble du montage de nos microscopes tunnel. Nous avons conçu, réalisé et adapté nos microscopes dans le but de les faire fonctionner dans des conditions extrêmes de température et de stabilité. Nous allons ainsi plus loin que beaucoup d'utilisateurs simples de microscopes en champ proche.

Les mesures physiques à basse températures demandent un fort investissement expérimental. Cela va de l'électronique à la cryogénie en passant par la programmation des procédures de mesure. L'électronique est développée avec le service électronique du laboratoire, avec une forte spécificité dans les mesures sensibles et rapides. Au niveau de la cryogénie, un étudiant apprendra à utiliser un cryostat à dilution et à y adapter un système de mesure. Les compétences que nous utilisons comportent l'obtention de forts champs magnétiques, les techniques de vide, la cryogénie des très basses températures.

Les concepts physiques que nous manipulons regroupent la supraconductivité et la physique mésoscopique. Dans le cadre de nos recherches, un étudiant apprend ainsi des éléments de phénoménologie et de théorie de la supraconductivité des systèmes inhomogènes. Pour les aspects les plus théoriques, nous collaborons avec le groupe théorique de G. Schön à l'Université de Karlsruhe. Nous disposons ainsi de codes informatiques nous

permettant de calculer des grandeurs physiques comme le courant critique ou la densité d'états.

Bibliographie

- [1] Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford University Press (1997)
- [2] G. Deutscher and P. G. de Gennes, in *Superconductivity*, Vol. 2, R. D. Parks, ed. Marcel Dekker, New York (1969), p. 1005
- [3] A. Gilabert, *Annales de Physique* **2**, 203 (1977)
- [4] Proceedings of the NATO ARL on *Mesoscopic Superconductivity*, ed. F. W.J Hekking, *Physica B* **203** (1994)
- [5] *Coulomb and Interference effects in Small Electronic Structures*, ed. C. Glattli, M. Sanquer, J. Trân Thanh Vân, Series Moriond Condensed Matter Physics, Editions Frontières, (1994); *Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems*, ed. Th. Martin, G. Montambaux, J. Trân Thanh Vân, *ibid* (1996); *Quantum Physics at Mesoscopic Scales*, ed. C. Glattli, M. Sanquer, J. Trân Thanh Vân, *ibid* (1999)
- [6] D. C. Ralph and V. Ambegaokar, *Comments Cond. Mat.* **18**, 249 (1998)
- [7] *Mesoscopic Electron Transport*, ed. L. L. Sohn, L. Kouwenhoven and G. Schön, NATO ASI Series E **345**, Kluwer Academic Publishers (1997)
- [8] Special Issue of Superlattices and Microstructures on *Mesoscopic Superconductivity*, Vol. **25**, 5/6 (1999) ed. P. F. Bagwell.
- [9] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, CBS Publishing (1975)
- [10] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw Hill, 2nd Ed. (1996)
- [11] A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964)
- [12] G. E. Blonder, M. Tinkham and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982); A. L. Shelankov, *JETP Lett.* **32**, 111 (1982)
- [13] C. W. J. Beenakker, cond-mat/9909293; J. C. J. Paasschens, M. J. M. de Jong, P. W. Brouwer and C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. A* **56**, 4216 (1997)
- [14] H. A. Blom, A. Kadigrobov, A. M. Zagorskin, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev. B* **57**, 9995 (1998)
- [15] P. G. de Gennes, *Superconductivity of metals and alloys* (Benjamin; N. Y.), 1964
- [16] K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970)
- [17] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **28**, 1200 (1969)
- [18] A. F. Volkov, A. V. Zaitsev, and T. M. Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993); A. F. Volkov and A. V. Zaitsev, *Phys. Rev. B* **53**, 9267 (1996); A. V. Zaitsev, *JETP Lett.* **51**, 35 (1990)

- [19] F. W. J. Hekking and Y. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **71**, 1625 (1993); Phys. Rev. B **71**, 6847 (1994)
- [20] Y. V. Nazarov and T. H. Stoof, Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996)
- [21] A. F. Volkov, N. Allsopp and C. J. Lambert, J. Phys. Condens. Matter **8**, L45 (1996)
- [22] F. Zhou, B. Spivak, and A. Zyuzin, Phys. Rev. B **52**, 4467 (1995)
- [23] A. A. Golubov, F. K. Wilhelm, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **55**, 1123 (1997)
- [24] S. Yip, Phys. Rev. B **52**, 15504 (1995)
- [25] W. Belzig, F. K. Wilhelm, C. Bruder, G. Schön, and A. D. Zaikin, in [8]
- [26] F. Sols and J. Ferrer, Phys. Rev. B **49**, 15913 (1994)
- [27] P. Bagwell, Phys. Rev. B **49**, 6841 (1994)
- [28] S. Guéron, H. Pothier, N. O. Birge, D. Estève and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **77**, 3025 (1996)
- [29] F. Zhou, P. Charlat, B. Spivak, and B. Pannetier, J. of Low Temp. Phys. **110**, 841 (1998)
- [30] P. Visani, A. C. Mota, A. Pollini, Phys. Rev. Lett. **65**, 1514 (1990)
- [31] H. Pothier, S. Guéron, N. O. Birge, D. Estève, and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **79**, 3490 (1997)
- [32] G. B. Lesovik, A. L. Fauchère, and G. Blatter, Phys. Rev. B **55**, 3146 (1997)
- [33] P. Charlat, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1997)
- [34] C. W. J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. **69**, 731 (1997)
- [35] A. Kastalsky, A. W. Kleinsasser, L. H. Greene, R. Bhat, F. P. Milliken, and J. P. Harbison, Phys. Rev. Lett. **67**, 3026 (1991)
- [36] C. Nguyen, H. Kroemer and E. L. Hu, Phys. Rev. Lett. **69**, 2847 (1992)
- [37] B.J. van Wees, P. de Vries, P. Magnee and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **69**, 510 (1992)
- [38] H. Pothier, S. Guéron, D. Estève, and M. H. Devoret, Phys. Rev. Lett. **73**, 2488 (1994)
- [39] H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly and B. Pannetier, Phys. Rev. Lett. **76**, 130 (1996)
- [40] V. T. Petrashov, V. N. Antonov, P. Delsing and T. Cleason, Phys. Rev. Lett. **70**, 347 (1993)
- [41] P. G. N. de Vegvar, T. A. Fulton, W. H. Mallison, and R. E. Miller, Phys. Rev. Lett. **73**, 1416 (1994); P. G. N. de Vegvar and L. Glazman, Phys. Rev. Lett. **71**, 2351 (1993).
- [42] A. Dimoulas, J. P. Heida, B. J. van Wees and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **74**, 602 (1995)
- [43] H. Courtois, Ph. Gandit, B. Pannetier et D. Mailly, in réf. [8]
- [44] W. Belzig, C. Bruder and G. Schön, Phys. Rev. B **54**, 9443 (1996)

- [45] P. Charlat, H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, A.F. Volkov and B. Pannetier, Phys. Rev. Lett. **77**, 4950 (1996)
- [46] P. Charlat, H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, A. Volkov, and B. Pannetier, Proceedings of the LT21 Conference, Czech. J. of Phys. **46**, S6 3107 (1996)
- [47] H. Courtois, P. Charlat, Ph. Gandit, D. Mailly and B. Pannetier, J. Low Temp. Phys. **116**, 187 (1999)
- [48] S. Shapira, E. H. Linfield, C. J. Lambert, R. Seviour, A. F. Volkov, and A. V. Zaitsev, Phys. Rev. Lett. **84**, 159 (1999)
- [49] V. T. Petrashov, R. Sh. Shaikhaidorov, P. Delsing, and T. Claeson, JETP Lett. **67**, 513 (1998)
- [50] C.-J. Chien and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. B **60**, 15356 (1999)
- [51] W. Poirier, D. Mailly, and M. Sanquer, Phys. Rev. Lett. **79**, 2105 (1997)
- [52] S. G. den Hartog, C. M. A. Kapteyn, B. J. van Wees, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **76**, 4592 (1996)
- [53] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson and M. B. Ketchen, Phys. Rev. Lett. **55**, 422 (1985)
- [54] M. Tinkham, M. Octavio and W. J. Skocpol, J. of Appl. Phys. **48**, 1311 (1977)
- [55] V. T. Petrashov, V. N. Antonov, S. V. Maksimov and R. Sh. Shaikaidarov, JETP Lett. **58**, 49 (1993)
- [56] V. T. Petrashov, V. N. Antonov, P. Delsing and T. Claeson, Phys. Rev. Lett. **74**, 5268 (1995)
- [57] H. Courtois, Thèse de l'Université Joseph Fourier (1994)
- [58] F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin and H. Courtois, Phys. Rev. Lett. **80**, 4289 (1998)
- [59] R. Vaglio, C. Attanasio, L. Maritato, and A. Ruosi, Phys. Rev. B **47**, 15302 (1993)
- [60] H. Courtois, Ph. Gandit and B. Pannetier, Phys. Rev. B **51**, 9360 (1995)
- [61] H. Courtois, Ph. Gandit and B. Pannetier, Phys. Rev. B **52**, 1162 (1995)
- [62] M. Giroud, H. Courtois, K. Hasselbach, D. Mailly and B. Pannetier Phys. Rev. B **58**, R11872 (1998)
- [63] V. T. Petrashov, JETP Lett. **59**, 551 (1994)
- [64] V. T. Petrashov, I. A. Sosnin, I. Cox, A. Parsons and C. Troadec, Phys. Rev. Lett. **83**, 3281 (1999)
- [65] M. J. M. de Jong and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **74**, 1657 (1995)
- [66] E. A. Demler, G. B. Arnold and M. R. Beasley, Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997)
- [67] M. D. Lawrence and N. Giordano, J. Phys. Condens. Matter **8**, 563 (1996)
- [68] G. Deutscher and D. Feinberg, Appl. Phys. Lett. **76**, 487 (2000)
- [69] I. A. Campbell and A. Fert, in *Ferromagnetic Materials* Vol. 3, p. 747-806, E. Wohlfahrt editor, North Holland (1982)
- [70] V. I. Falko, A. F. Volkov and C. Lambert, Phys. Rev. B **60**, 15394 (1999)

- [71] F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. H. Hoving, A. T. Filip and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **60**, 16549 (1999)
- [72] W. Belzig, A. Brataas, Yu. V. Nazarov and G. E. W. Bauer, cond-mat/0005188
- [73] H. F. Hess, Physica B **169**, 422 (1991)
- [74] D. V. Pelekhov, J. B. Becker and G. Nunes, Appl. Phys. Lett. **72**, 993 (1998)
- [75] C. Bauerle, N. Mori, G. Kurata and H. Fukuyama, J. of Low Temp. Phys. **113**, 927 (1998)
- [76] M. Kugler, Ch. Renner, O. Fisher, V. Mikheev and G. Batey, Rev. Sci. Instr. **71**, 1475 (2000); S. H. Pan, E. W. Hudson and J. C. Davis, Rev. of Sci. Instr. **70**, 1459 (1999)
- [77] K. Inoue and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **43**, 6214 (1991); S. H. Tessmer, M. B. Tarlie, D. J. Harlingen, D. L. Maslov and P. M. Goldbart, Phys. Rev. Lett. **77**, 924 (1996); Y. Levi, O. Millo, N. D. Rizzo, D. E. Prober and L. R. Motowidlo, Appl. Phys. Lett. **72**, 480 (1998); M. Vinet, C. Chapelier and J.-F. Lefloch, cond-mat/0004340
- [78] Le cryostat a été conçu au C.R.T.B.T. par A. Benoit et M. Caussignac et est maintenant commercialisé par L'Air Liquide
- [79] J. Lindahl, T. Takanen, and L. Montelius, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 3077 (1998)
- [80] Ch. Renner, Ph. Niedermann, A. D. Kent, and O. Fisher, Rev. Sci. Instrum. **61**, 965 (1990)
- [81] V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963); *ibid* **11**, 104 (1963)
- [82] F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin and G. Schön J. of Low Temp. Phys. **106**, 305 (1997)
- [83] P. Dubos, H. Courtois, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, G. Schön and B. Pannetier, soumis à Phys. Rev. B, cond-mat/0008146
- [84] K. W. Lehnert, N. Argaman, H. R. Blank, K. C. Wong, S. J. Allen, E. L. Hu, and H. Kroemer, Phys. Rev. Lett. **82**, 1265 (1999)
- [85] F. K. Wilhelm, G. Schön, A. D. Zaikin, A. A. Golubov, P. Dubos, H. Courtois, and B. Pannetier, Proceedings of the LT22 conference, Physica B **284-288**, 1836 (2000)
- [86] K. Inoue and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **43**, 6214 (1991)
- [87] A. Lodder and Y. Nazarov, Phys. Rev. B **58**, 5783 (1998)
- [88] J. A. Melsen, P. W. Brouwer, K. M. Frahm and C. W. J. Beenakker, Europhys. Lett. **35**, 7 (1996)
- [89] R. Fazio and C. Lucheroni, Europhys. Lett **45**, 707 (1999)
- [90] K. Karrai and R. D. Grober, Appl. Phys. Lett. **66**, 1842 (1995)
- [91] J. Rychen, T. Ihn, P. Studerus, A. Herrman and K. Ensslin, Rev. of Sci. Instrum. **70**, 2765 (1999); J. Rychen, T. Ihn, P. Studerus, A. Herrmann, K. Ensslin, H. J. Hug, P. J. A. van Schendel, H. J. Guntherodt, *ibid* **71**, 1695 (2000)
- [92] K. Hasselbach, C. Veauvy, D. Mailly, Physica C **332**, 140 (1999)

Annexe A

Liste de publications

Ce mémoire rassemble des résultats et discussions publiés dans les publications [8], [9], [6], [7] et [12] (ordre d'apparition) telles que listées ci-dessous.

[1] *Phase coherence in a two-dimensional Normal-Superconducting wires array*

H. Courtois, Ph. Gandit and B. Pannetier

Phys. Rev. B **51**, 9360 (1995)

[2] *Miniature low-temperature high frequency filters for single-electronics*

H. Courtois, O. Buisson, J. Chaussy and B. Pannetier

Rev. Sci. Instrum. **66**, 3465 (1995)

[3] *Proximity-induced superconductivity in a narrow metallic wire*

H. Courtois, Ph. Gandit and B. Pannetier

Phys. Rev. B **52**, 1162 (1995)

[4] *Long-range coherence in a mesoscopic metal near a superconducting interface*

H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly and B. Pannetier

Phys. Rev. Lett. **76**, 130 (1996)

[5] *Re-entrance of the metallic conductance in a mesoscopic proximity superconductor*

P. Charlat, H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, A. F. Volkov and B. Pannetier

Phys. Rev. Lett. **77**, 4950 (1996)

[6] *Coherent electron transport in a superconducting-normal metallic film*

F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin and H. Courtois

Phys. Rev. Lett. **80**, 4289 (1998)

[7] *Superconducting proximity effect in a mesoscopic ferromagnetic wire*

M. Giroud, H. Courtois, K. Hasselbach, D. Mailly and B. Pannetier

Phys. Rev. B Rapid Communications **58**, R11872 (1998)

[8] *Long-range coherence and mesoscopic transport in N-S metallic structures*

H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, and B. Pannetier

Superlattices and Microstructures **25**, 820 (1999)

- [9] *The spectral conductance of a mesoscopic proximity superconductor and the re-entrance effect*
H. Courtois, P. Charlat, Ph. Gandit, D. Mailly and B. Pannetier
J. of Low Temp. Phys. **116**, 187 (1999)
- [10] *Andreev reflection and Proximity effect*
B. Pannetier and H. Courtois, J. of Low Temp. Phys. **118**, 599 (2000)
- [11] *The Josephson critical current of a long S-N-S junction*
P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, G. Schön
soumis à Phys. Rev. B (2000), cond-mat/0008146
- [12] *A very low temperature STM for the local spectroscopy of mesoscopic structures*
N. Moussy, H. Courtois and B. Pannetier
à paraître dans Rev. of Sci. Instr. (2000), cond-mat/0007128