



HAL
open science

Supraconductivité de proximité dans les nanostructures métalliques artificielles

Hervé Courtois

► **To cite this version:**

Hervé Courtois. Supraconductivité de proximité dans les nanostructures métalliques artificielles. Physique [physics]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1994. Français. NNT : . tel-00116792

HAL Id: tel-00116792

<https://theses.hal.science/tel-00116792>

Submitted on 27 Nov 2006

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.

THÈSE

présentée par

Hervé COURTOIS

pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité Physique

SUPRACONDUCTIVITÉ DE PROXIMITÉ DANS LES NANOSTRUCTURES MÉTALLIQUES ARTIFICIELLES

DATE DE SOUTENANCE : le 2 Décembre 1994

COMPOSITION DU JURY : **R. MAYNARD** (Président)
P. MARTINOLI
D. MAILLY
L. LÉVY
D. ESTÈVE
B. PANNETIER

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRÈS BASSES TEMPÉRATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE -

THÈSE

présentée par

Hervé COURTOIS

pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité Physique

SUPRACONDUCTIVITÉ DE PROXIMITÉ DANS LES NANOSTRUCTURES MÉTALLIQUES ARTIFICIELLES

DATE DE SOUTENANCE : le 2 Décembre 1994

COMPOSITION DU JURY : **R. MAYNARD** (Président)
P. MARTINOLI
D. MAILLY
L. LÉVY
D. ESTÈVE
B. PANNETIER

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRÈS BASSES TEMPÉRATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE -

à Florence, Zoé,..

Remerciements

J'ai eu le plaisir d'effectuer ce travail au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du C.N.R.S. à Grenoble. Je remercie son Directeur Pierre Monceau de m'y avoir accueilli.

Je remercie le Professeur Roger Maynard de l'honneur qu'il me fait de présider ce jury de thèse, le Professeur Piero Martinoli et Dominique Mailly d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail, ainsi que le Professeur Laurent Lévy et Daniel Estève de leur participation à ce jury.

Ce travail de thèse a été encadré par Bernard Pannetier dans un esprit de passion de la découverte. Sa grande rigueur de physicien et sa précision m'ont beaucoup enrichi. Plus que ces quelques mots, je garde de ces trois années de travail en commun un souvenir de confiance et d'amitié.

Philippe Gandit m'a initié avec compétence à l'utilisation d'un réfrigérateur à dilution et à l'acquisition de données. Sa participation a été essentielle dans l'avancement de ce travail de thèse. Je l'en remercie sincèrement. Je tiens à remercier Jacques Chaussy pour ses précieux conseils en ce qui concerne la cryogénie comme la technique de mesure, qui ont grandement contribué au montage expérimental.

La grande majorité des échantillons étudiés dans ce travail de thèse ont été fabriqués au laboratoire du C.R.T.B.T.. Je tiens à remercier Jean Geneste et Thierry Crozes de leur contribution au développement des techniques d'évaporation métallique sous angle et de lithographie. Jean-Louis Génicon a grandement contribué aux progrès de la lithographie électronique au laboratoire, je l'en remercie. Je remercie Dominique Mailly, du Laboratoire de Microstructures et Micro-électronique du C.N.R.S. à Bagneux des échantillons superbes qu'il a pu réaliser avec une rapidité impressionnante.

Les caractérisations en haute fréquence des filtres cryogéniques ont été réalisées avec Olivier Buisson que je remercie ici de sa collaboration.

L'électronique de mesure fine a été réalisée par Jean-Louis Bret et Jean-Paul Faure ; je les en remercie. Je remercie Bernard Picot de son aide minutieuse dans le montage des porte-échantillons. Thierry Fournier a réalisé de splendides photos TEM et analyses dont je le suis reconnaissant. Enfin, je n'oublie pas Pierre Brosse-Maron, Emmanuel André, Pierrette Amiot et toute l'équipe technique du C.R.T.B.T..

Enfin, je remercie l'ensemble des (ex-)thésards et chercheurs de l'équipe de Microphysique pour ces trois années de bonne ambiance : Katharina, Rhéda, Nathalie, Mélissa, Fécial, Frédéric, Alex, Pascale, Fernando, Olivier, Monique.

TABLE DES MATIÈRES

<u>Introduction</u>	17
<u>Chapitre 1 : Supraconductivité de proximité</u>	19
1.1. <i>Phénoménologie de l'effet de proximité</i>	19
1.1.1. Amplitude de paires, paramètre d'ordre et bande interdite.....	19
1.1.2. Équations de Ginzburg-Landau et Josephson.....	20
1.1.3. Modèle de de Gennes-Werthamer d'une interface N-S	21
1.1.4. Modèle de Ginzburg-Landau d'une interface N-S.....	23
1.1.4. Courant de paires dans une jonction S-N-S.....	24
1.2. <i>Phénomènes hors-équilibre à l'interface N-S</i>	25
1.2.1. Modèle semi-conducteur d'un supraconducteur	25
1.2.2. Conversion du courant à une interface N-S	26
1.2.3. Centre de glissement de phase	27
1.3. <i>Transport dans une jonction S-N</i>	29
1.3.1. Modèle B.T.K. d'une jonction S-N.....	29
1.3.2. Anomalie de conductance à polarisation nulle.....	30
1.3.3. Cohérence des électrons normaux à une interface supraconductrice.....	34
1.3.4. Effet de proximité à une interface N-S.....	36
1.3.5. Effet de proximité anormal dans un système mésoscopique	39
1.4. <i>Mémoire de phase sur une interface S-N</i>	42
1.4.1. Localisation faible dans un métal désordonné.....	42
1.4.2. Effet de la localisation faible près d'une interface N-S.....	42
1.4.2. Discussion de l'expérience de V. Petrashov	45
1.4.3. Discussion de l'expérience de P.G.N. de Vegvar.....	46
1.5. <i>Compétition des effets de proximité et de charge</i>	48
1.5.1. Blocage de Coulomb et effet de parité	48

1.5.2. Blocage de Coulomb de l'effet de proximité	49
1.5.3. Effet de la parité.....	52
1.6. <i>Références bibliographiques</i>	53
<u>Chapitre 2 : Fabrication d'échantillons submicroniques</u>	57
2.1. <i>Lithographie électronique</i>	58
2.1.1. Principe	58
2.1.2. Résines électron-sensibles	58
2.1.3. Insolation électronique	59
2.1.4. Développement et observations	61
2.2. <i>Techniques d'évaporation métallique</i>	61
2.2.1. Évaporation par effet Joule	61
2.2.2. Évaporation par canon à électrons	62
2.2.3. Qualité d'une interface entre deux métaux	63
2.3. <i>Dépôts métalliques sous angle contrôlé</i>	65
2.3.1. Jonctions tunnel submicroniques	65
2.3.2. Échantillons hybrides	66
2.4. <i>Étape du Lift Off</i>	68
2.5. <i>Caractérisation</i>	69
2.5.1. Mesures de transport	69
2.5.2. Microscopie électronique par transmission	70
2.6. <i>Notes et références bibliographiques</i>	71
2.7. <i>Annexe : Procédé bicouche épais</i>	72
<u>Chapitre 3 : Dispositif de mesure de transport électronique</u>	73
3.1. <i>Réalisation du porte-échantillon</i>	74
3.1.1. Conception du porte-échantillon	74
3.1.2. Régulation en température	75
3.2. <i>Bobine de champ magnétique</i>	75
3.2.1. Conception d'une bobine supraconductrice sous vide	75
3.2.2. Conception d'un interrupteur supraconducteur	76
3.2.3. Réalisation et test du montage	77
3.3. <i>Conception de la boîte blindée et filtrée de l'échantillon</i>	78
3.3.1. Principe	78
3.3.2. Mise en oeuvre.....	79
3.3.3. Deuxième bobine	81
3.4. <i>Circuit de mesure de transport</i>	82

3.4.1. Blindage des fils de mesure	82
3.4.2. Électronique de mesure	82
3.4.3. Acquisition de données	84
3.5. <i>Notes et références bibliographiques</i>	84
<u>Chapitre 4 : Filtres haute-fréquence intégrés</u>	85
4.1. <i>Couplage avec l'environnement électromagnétique</i>	86
4.1.1. Taux de transition tunnel	86
4.1.3. Transitions tunnel assistées par photon.....	87
4.1.3. Performances des filtres requises.....	88
4.2. <i>Conception des filtres</i>	89
4.3. <i>Fabrication de filtres intégrés</i>	91
4.3.1. Préparation du substrat	91
4.3.2. Dépôt et lithographie de la ligne à perte.....	91
4.4. <i>Test en ondes hyperfréquences</i>	92
4.4.1. Principe de mesure	92
4.4.2. Résultats.....	92
4.5. <i>Transmission de modes électromagnétiques</i>	95
4.5.1. Modes dans une cavité.....	95
4.5.2. Estimation de la fréquence de coupure.....	95
4.5.3. Régime d'évanescence du premier mode propre.....	97
4.6. <i>Optimisation des filtres</i>	99
4.6.1. Amélioration des performances.....	99
4.6.2. Projet de géométrie coaxiale pour un blindage parfait.....	100
4.7. <i>Conclusion</i>	101
4.8. <i>Notes et références bibliographiques</i>	102
<u>Chapitre 5 : Transport dans un métal normal à la proximité d'une jonction N-S</u>	103
5.1. <i>Présentation du système physique considéré</i>	104
5.1.1. Géométrie de l'échantillon.....	104
5.1.2. Plots de mesure quatre fils	105
5.1.3. Caractérisation des échantillons.....	105
5.2. <i>Anomalie de résistance à la transition</i>	107
5.2.1. Résultat expérimental	107
5.2.2. Transition supraconductrice d'un échantillon inhomogène.....	109
5.2.3. Optimisation de la géométrie des contacts	110

5.3. <i>Transport électronique dans un métal normal en proximité</i>	112
5.3.1. Présentation d'un résultat expérimental	112
5.3.2. Analyse du régime local.....	114
5.3.3. Discussion des différents régimes	115
5.4. <i>Supraconductivité dans un anneau métallique mésoscopique</i>	118
5.4.1. Principe et fabrication des échantillons.....	118
5.4.2. Mesure en température du transport électronique	119
5.4.3. Caractéristiques courant-tension	121
5.4.4. Magnétorésistance	123
5.5. <i>Effet de proximité et régime quantique</i>	126
5.5.1. Expérience préliminaire	126
5.5.2. Optimisation de l'expérience	129
5.6. <i>Conclusion</i>	131
5.7. <i>Références bibliographiques</i>	120

Chapitre 6 : Cohérence à longue portée dans un supraconducteur par proximité..... 133

6.1. <i>Caractérisation du courant critique</i>	134
6.1.1. Étude de la transition résistive.....	134
6.1.2. Caractéristique courant-tension	135
6.1.2. Technique de mesure du courant critique	136
6.2. <i>Résultats expérimentaux</i>	137
6.2.1. Échantillons Cuivre-Aluminium	137
6.2.2. Échantillons Argent-Aluminium	139
6.3. <i>Analyse des données</i>	140
6.3.1. Modèle de de Gennes	140
6.3.2. Théorie de Volkov.....	143
6.4. <i>Étude du régime dissipatif</i>	146
6.4.1. Résultats expérimentaux	146
6.4.2. Exploitation des données	147
6.5. <i>Conclusion</i>	149
6.6. <i>Références bibliographiques</i>	150

Chapitre 7 : Réseaux bidimensionnels supraconducteurs..... 151

7.1. <i>Réseau de jonctions Josephson</i>	152
7.1.1. Un système modèle très riche	152
7.1.2. Dynamique des vortex	153

7.1.3. Étude de la commutation de colonne	154
7.1.4. Étude du courant critique	157
7.1.5. Piégeage et déplacement de vortex individuels.....	161
7.1.6. Conclusion préliminaire.....	162
7.2. Réseau supraconducteur par proximité.....	162
7.2.1. Fabrication et caractérisation des échantillons.....	162
7.2.2. Magnéto-résistance d'un réseau bidimensionnel.....	163
7.2.3. Analyse et modélisation des résultats	165
7.2.4. Conclusion	167
7.3. Références bibliographiques.....	167
<u>Conclusion</u>	169

INTRODUCTION

Dans un métal supraconducteur, l'interaction électronique attractive apparie les électrons en paires de Cooper. A température nulle, les paires d'électrons sont dans le même état quantique et possèdent une fonction d'onde commune, cohérente sur un volume macroscopique. La cohérence de la phase supraconductrice dans un cylindre crée ainsi des oscillations des propriétés supraconductrices en fonction du flux magnétique dans le trou [1]. Un supraconducteur est dans ce sens un système mésoscopique, où la mémoire de la phase et de l'énergie de l'état électronique se conserve sur une distance grande devant celle de l'échantillon.

A basse température, un métal normal montre lui aussi des signes de cohérence de la phase des électrons individuels sur une distance mésoscopique. Dans le régime de localisation faible, la rétrodiffusion cohérente des électrons apporte une correction à la conductance d'un conducteur diffusif [2]. Les fluctuations universelles de la conductance d'un échantillon montrent ainsi l'influence des interférences entre les différents centres diffuseurs selon les réalisations du désordre [3]. Dans un anneau mésoscopique métallique, un courant permanent lié au dernier niveau occupé par un électron, circule sans dissipation [4].

Dans un système hybride composé de métal normal et supraconducteur, l'effet de proximité considère l'ensemble des effets de la mise au contact de deux systèmes différents. L'étude de l'effet de proximité entre un supraconducteur et un métal normal n'est pas une préoccupation neuve, mais le devient avec la prise en compte des idées de la physique des systèmes mésoscopiques. A basse température, un électron normal est transmis sous forme d'une paire d'électrons, alors qu'un trou cohérent avec l'électron incident est réfléchi par le processus de la réflexion d'Andreev. L'étude de jonctions N-S mésoscopiques a d'ores et déjà montré que la compréhension classique des jonctions N-S était incomplète [5], et nécessite la prise en compte des multiples réflexions cohérentes sur la barrière. Un comportement réminiscent des courants permanents dans un système supraconducteur par effet de proximité a été récemment rapporté [7].

Une motivation actuelle consiste en l'étude des caractères nouveaux de la localisation faible à une interface N-S, en prenant en compte la sensibilité des électrons normaux à la phase de la fonction d'onde supraconductrice [6] (cf. chapitre 1). Un autre régime particulièrement

intéressant est le blocage de Coulomb, où le transfert des charges à travers une jonction tunnel est piloté par l'énergie électrostatique d'un seul électron. Un transistor sensible à une charge élémentaire a ainsi été mis au point, et utilisé pour des mesures physiques nouvelles [8]. Ainsi, la sensibilité de l'effet de proximité au blocage des charges a été récemment calculée.

Nous nous sommes alors placés dans cette perspective scientifique avec une réflexion sur le transport électronique dans un métal normal à la proximité d'un métal supraconducteur. Nous avons développé l'étude d'un système proximité latérale dans lequel on peut faire jouer les différents paramètres qui sont la géométrie, les matériaux et la qualité des interfaces, indépendamment (cf. chapitre 2). La lithographie électronique permet de définir une géométrie à l'échelle de 100 nm ou mieux. Nous avons développé une technique d'évaporation métallique sous angle contrôlé selon deux axes de rotation qui permet auto-alignement des différentes structures et la sélectivité du matériau. La procédure in situ dans un environnement ultra-haut vide donne un libre choix de qualité de l'interface entre un contact métallique et une barrière tunnel épaisse.

La mesure de transport de systèmes mésoscopiques pose des problèmes expérimentaux nouveaux comme la nécessité de filtrer le circuit de mesure à très basse température [9]. Nous avons réalisé et mis au point des filtres haute-fréquence miniature intégrés sur une pièce de cuivre pouvant être refroidi à très basse température. L'atténuation de ces filtres a été caractérisée en fréquence, ce qui a abouti à la première mise en évidence de la transmission de modes Transverses Électriques (cf. chapitre 4). La géométrie des filtres a été optimisée, ce qui nous permet d'obtenir l'atténuation théorique jusqu'à 20 GHz.

Les mesures de transport dans le métal normal au voisinage d'une interface supraconductrice montrent une variété de comportements en fonction de différents paramètres microscopiques que sont la longueur de cohérence des électrons et la longueur équivalente de barrière comparées à la dimension de la jonction N-S (cf. chapitre 5). L'étude exhaustive du comportement de la résistance à la transition est présentée, ainsi que des études préliminaires de l'effet du flux magnétique et du blocage des charges sur l'effet de proximité. La cohérence de phase à longue portée dans ce système ne peut pas être correctement décrites par les modèles classiques des jonctions S-N-S. Nous avons mis en évidence un comportement purement mésoscopique avec l'apparition d'une longueur caractéristique nouvelle (cf. chapitre 6). Il est alors intéressant de comparer le régime de dissipation dans un fil supraconducteur par proximité avec celui d'un fil supraconducteur classique. Comme dans le cas d'un supraconducteur intrinsèque, des centres de glissement de phase sont observés quand le courant critique est dépassé en un point. Les réseaux bidimensionnels artificiels montrent une grande variété de comportements suivant le régime de couplage étudié (cf. chapitre 7). Nous exposerons des résultats expérimentaux dans les deux limites extrêmes de couplage entre noeuds que sont le réseau de jonctions Josephson et le réseau hybride de proximité. Dans un réseau supraconducteur par proximité, la magnétorésistance exhibe une figure d'interférence des

courants supraconducteurs d'une grande richesse.

Références :

- [1] W.A. Little & R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
- [2] B.L. Alschuler, A.G. Aronov & B.Z. Spivak, JETP Lett. **33**, 94 (1981).
- [3] S. Washburn & R.A. Webb, Adv. in Phys. **35**, 395 (1986).
- [4] L.P. Lévy, G. Dolan, J. Dunsmuir & H. Bouchiat, Phys. Rev. Lett. **64**, 2074 (1990).
- [5] A. Kastalsky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken & J.P. Harbison, Phys. Rev. Lett. **67**, 3026 (1991).
- [6] P. Visani, A.C. Mota & A. Pollini, Phys. Rev. Lett. **65**, 1514 (1990).
- [7] B.Z. Spivak and D.E. Kmelnitskii, JETP Lett. **35-8**, 412 (1982)
- [8] P. Lafarge, P. Joyez, D. Estève, C. Urbina & M.H. Dévoret, Phys. Rev. Lett. **70**, 994 (1993).
- [9] J.M. Martinis & M. Nahum, Phys. Rev. B **48**, 18316 (1994).

CHAPITRE 1

SUPRACONDUCTIVITÉ DE PROXIMITÉ

Lorsque un métal normal N est mis en contact avec un métal supraconducteur S, et s'il y a un bon contact métallique entre les deux matériaux, les paires d'électrons du métal S diffusent dans le métal N et y induisent la supraconductivité. Réciproquement, les électrons normaux de N pénètrent dans S et y affaiblissent la supraconductivité. Ces deux phénomènes constituent l'effet de proximité.

Le temps de vie τ_T d'une paire d'électrons dans un métal normal est relié à la température T par le principe d'incertitude [1] :

$$\tau_T = \frac{\hbar}{2\pi k_B T} \quad (1.1)$$

et est de l'ordre de 10^{-12} s à 1 K. La longueur de diffusion des paires $\sqrt{D\tau_T}$, où D est le coefficient de diffusion électronique, est alors de l'ordre de $0.2 \mu\text{m}$ à 1 K dans une couche métallique évaporée. Cet effet purement hors équilibre va modifier les distributions en énergie ainsi que le transport des électrons du métal normal sur une profondeur mésoscopique.

Dans ce chapitre, nous allons introduire les théories les plus usuelles de l'effet de proximité et les développer dans quelques géométries simples, comme une interface N-S entre deux métaux semi infinis et une jonction S-N-S de longueur finie. Nous introduirons les différents processus de conversion des flux d'électrons que sont la réflexion d'Andreev et les événements liés au déséquilibre de charge.

Quand les dimensions d'un échantillon sont plus petites que le libre parcours moyen inélastique L_{in} , les états électroniques sont cohérents sur l'ensemble de l'échantillon et des effets mésoscopiques apparaissent. Cette longueur peut atteindre plusieurs microns dans des métaux purs. Ainsi, de récents résultats expérimentaux sur les jonctions S-N et S-I-N mésoscopiques montrent que la résistance à basse température est plus faible que la valeur attendue dans le modèle classique. Nous examinerons les études théoriques motivées par cet effet, et les diverses prédictions qui en découlent. L'effet de proximité joue un rôle central, bien que rarement souligné, dans l'interprétation de la plupart de ces effets.

Ensuite, nous aborderons de nouveaux effets basés sur la mémoire de la phase des

électrons dans un métal normal. Sur une interface S-N, les électrons normaux subissant une réflexion sont déphasés d'une quantité égale à la phase de la fonction d'onde supraconductrice de S. La correction de conductance liée à la localisation faible dans N doit alors présenter une périodicité de un demi quantum de flux supraconducteur.

Dans une jonction tunnel de faible capacité et de forte résistance, le processus tunnel des électrons est bloqué à basse température. Il a été très récemment prédit que l'effet de proximité dans une jonction Supraconducteur-Isolant-Normal est sensible à cet effet de charge. La supraconductivité de proximité, et donc par exemple un courant supraconducteur, peuvent ainsi être pilotés par un effet de transistor.

1.1. PHÉNOMÉNOLOGIE DE L'EFFET DE PROXIMITÉ

1.1.1. Amplitude de paires, paramètre d'ordre et bande interdite

Les principales propriétés des supraconducteurs sont décrites dans la théorie microscopique B.C.S.. Du point de vue théorique, les systèmes inhomogènes ne peuvent pas être traités par cette théorie qui suppose l'invariance par translation. Afin d'éviter toute hypothèse d'homogénéité spatiale, Gorkov a reformulé la théorie B.C.S. en termes de fonction de Green.

La fonction de Green ordonnée à un électron pour un métal normal s'écrit [2] :

$$G(r, r', t) = \left\langle T \left\{ \psi(r, 0) \psi^+(r', t) \right\} \right\rangle \quad (1.2)$$

où $\psi(r, t)$ et $\psi^+(r, t)$ sont les opérateurs de destruction et de création d'un électron au point r et au temps t . T est l'opérateur qui ordonne le temps :

$$\begin{aligned} T\{A(t)B(0)\} &= A(t)B(0) \quad t > 0 \\ &= -B(0)A(t) \quad t < 0 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Cette fonction de Green avec le temps ordonné peut être décomposée en la somme des deux fonctions de Green avancée $G^A(r, r', t)$ nulle pour $t < 0$, et retardée $G^R(r, r', t)$ nulle pour $t > 0$.

L'existence de paires d'électrons est traduite par la fonction de Green anormale :

$$F^+(r, r', t) = \left\langle T \left\{ \psi_{\uparrow}^+(r, 0) \psi_{\downarrow}^+(r', t) \right\} \right\rangle \quad (1.4)$$

La quantité $F^+(r, r, 0) = \left\langle \psi_{\uparrow}^+(r, 0) \psi_{\downarrow}^+(r, 0) \right\rangle$ est appelée amplitude de condensation de paires (pair amplitude) [1]. Le caractère non nul de cette quantité est la propriété fondamentale de l'état supraconducteur et exprime le fait que les électrons sont appariés en paires de Cooper. Le paramètre d'ordre est défini par l'énergie potentielle d'une paire (pair potential) :

$$\Delta(r) = V(r)F(r) = \left\langle \psi_{\downarrow}(r) \psi_{\uparrow}(r) \right\rangle \quad (1.5)$$

où $V(r)$ est la valeur de l'interaction attractive entre électrons au point r . Dans un supraconducteur homogène, $V(r)$ et $\Delta(r)$ sont uniformes. Remarquons que ce paramètre d'ordre est toujours nul dans un métal normal où le potentiel attractif entre électrons est nul.

La densité d'états des électrons est égale à la différence entre les transformées de Fourier temporelles des fonctions de Green avancées et retardées [3] :

$$v(\epsilon) = \left[G_{\omega}^R(\epsilon) - G_{\omega}^A(\epsilon) \right] / 2 \quad (1.6)$$

Cette densité des états montre, dans un métal supraconducteur obéissant à la théorie de B.C.S., une bande interdite (energy gap) au niveau de Fermi qui s'identifie avec deux fois le paramètre d'ordre, soit 2Δ . Le modèle B.C.S. donne alors la dépendance en température de la bande interdite d'un supraconducteur homogène, qui vaut près de sa température critique T_c :

$$\Delta(T) = 3.2 k_B T_c \left\{ 1 - \frac{T}{T_c} \right\}^{1/2} \quad (1.7)$$

Dans un système inhomogène, la résolution des équations d'évolution des différentes fonctions de Green est généralement un problème difficile à résoudre complètement, et des approximations importantes s'avèrent nécessaires.

1.1.2. Équations de Ginzburg-Landau et Josephson

La théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau permet une étude simple de systèmes inhomogènes. Au voisinage de la température de transition T_c d'un supraconducteur S, l'amplitude de condensation des paires est petite, et nous pouvons faire un développement en série de l'énergie libre par unité de volume F_S en fonction d'un paramètre d'ordre complexe $\psi(r)$ tel que $|\psi(r)|^2$ représente la densité locale de paires d'électrons. La minimisation de l'énergie libre par rapport à ψ et au potentiel vecteur \vec{A} associé au champ magnétique \vec{H} donne les deux équations de Ginzburg-Landau [4] :

$$\begin{cases} \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{4m} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - 2e\vec{A} \right)^2 \psi = 0 \\ \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_S = \frac{e\hbar}{m} \Im \{ \psi^* \vec{\nabla} \psi \} - \frac{2e^2}{m} |\psi|^2 \vec{A} \end{cases} \quad (1.8)$$

avec $\alpha = \alpha_0 (T - T_c)$ et $\alpha_0, \beta = \text{Cste}$

où m et e sont la masse et la charge d'un électron. Les équations linéarisées de Ginzburg-Landau sont obtenues en omettant le terme en $|\psi|^2$ dans la première équation, et sont valides très près de la température critique.

En introduisant la phase φ de la fonction d'onde supraconductrice telle que $\psi = |\psi| e^{i\varphi}$, la densité de courant électronique total \vec{j} s'exprime comme la somme des densités de courant supraconducteur \vec{j}_S et de courant normal \vec{j}_n :

$$\vec{j} = \vec{j}_S + \vec{j}_n = \frac{e}{m} |\psi|^2 \left(\hbar \vec{\nabla} \varphi - 2e \vec{A} \right) + \sigma \vec{E} \quad (1.9)$$

où σ est la conductivité du métal dans l'état normal. Dans un supraconducteur homogène, le champ électrique \vec{E} ne pénètre pas, et le courant d'électrons normaux est nul .

La longueur $\xi_S(T) \equiv \frac{\hbar}{[2m|\alpha|]^{1/2}}$ est la longueur de cohérence supraconductrice de Ginzburg-Landau. Cette longueur est reliée à la longueur de corrélation $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(T=0)}$ par :

$$\begin{aligned} \xi_S(T) &= 0.74 \xi_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} && \text{en limite propre} \\ \xi_S(T) &= 0.85 \sqrt{\xi_0 l_p} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} && \text{en limite sale} \end{aligned} \quad (1.10)$$

où v_F est la vitesse de Fermi. La limite sale correspond au cas où la longueur de cohérence du milieu est très grande devant le libre parcours moyen des électrons l_p . Les couches

métalliques évaporées sont habituellement dans ce régime. Dans la limite propre, le libre parcours moyen est très grand devant la longueur de cohérence.

Une jonction Josephson est constituée de deux supraconducteurs mis en couplage faible à travers une barrière tunnel où un métal normal. La différence $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ entre les phases de la fonction d'onde supraconductrice de chaque électrode $\varphi_{1,2}$ crée un courant de paires, d'intensité I [4] :

$$I = I_c \sin \varphi \quad (1.11)$$

Selon la deuxième équation Josephson, ce courant est transmis sans différence de potentiel V et donc sans dissipation lorsque la différence de phase est stationnaire :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \omega_J = \frac{2eV}{\hbar} \quad (1.12)$$

1.1.3. Modèle de de Gennes-Werthamer d'une interface N-S

Considérons une interface entre deux métaux semi-infinis selon l'axe x ; un métal normal N ($x < 0$) et un métal supraconducteur S ($x > 0$) de température critique T_{cS} (figure 1.1). L'approximation de diffusion consiste à se placer dans le cas où le libre parcours du système est petit devant la longueur de cohérence ξ_S , la longueur de corrélation ξ_0 et les épaisseurs du système d_S et d_N . Dans cette limite, les équations de Gorkov peuvent être moyennées sur les positions des impuretés. De Gennes a montré que, dans cette limite, l'amplitude des paires dans le métal N décroît, pour x grand, selon [5] :

$$F_N(x) = F_N(0) \exp[-K_N x] \quad (1.13)$$

La longueur de cohérence du métal normal L_T est la longueur sur laquelle diffusent les paires de Cooper pendant le temps τ_T dans N .

$$L_T = K_N^{-1} = \sqrt{\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}} \quad (1.14)$$

Le coefficient D_N de diffusion électronique dans N vaut $\frac{v_F l_p}{3}$ où l_p est le libre parcours moyen des électrons dans N . Si N est un supraconducteur à plus basse température, la longueur L_T diverge à la température de transition supraconductrice T_{cN} de ce métal [6] :

$$K_N^{-1} = \sqrt{\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}} \left\{ 1 + \frac{2}{\ln[T/T_{cN}]} \right\}^{1/2} \quad (1.15)$$

De plus, les paires peuvent être brisées par un champ magnétique H , ou une interaction d'échange dans un métal magnétique. Dans ce cas, la longueur L_T est remplacée par une longueur ξ_N telle que [7] :

$$\xi_N^{-1} = \left(L_T^{-1} + L_I^{-1} + L_H^{-1} \right) \quad \text{avec } L_I = \sqrt{\frac{\hbar D_N}{k_B T_C}} \quad \text{et } L_H = \sqrt{\frac{\hbar}{2eH}} \quad (1.16)$$

où L_H et L_I sont les longueurs magnétiques et de perte de cohérence par interaction d'échange, T_C est la température de Curie du matériau N .

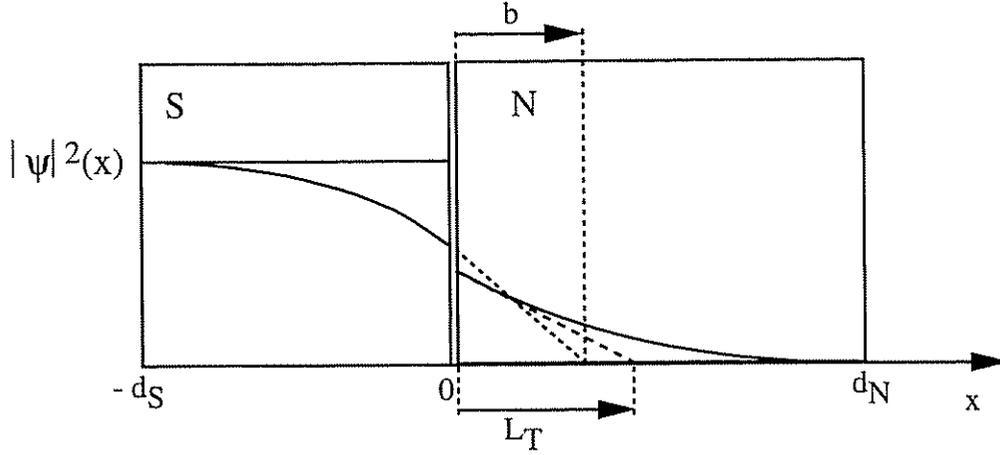


Figure 1.1 : Schéma d'une interface N-S et du profil de l'amplitude de condensation des paires. La longueur b est l'extrapolation de la longueur sur laquelle s'éteint le paramètre d'ordre dans S. La longueur de cohérence normale L_T est la portée de l'amplitude des paires $|\psi|^2$ dans N.

Dans la limite propre, le comportement asymptotique obéit à la même loi mais la longueur de cohérence est donnée par :

$$L_T = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \quad (1.17)$$

Cette longueur vaut, dans le cas du cuivre, $1.9 \mu\text{m}$ à 1 K .

Dans l'approximation de diffusion, De Gennes a montré que les conditions aux limites pour le paramètre d'ordre sont, à l'interface N-S :

$$\begin{cases} \frac{\Delta_S(0^-)}{N_S V_S} = \frac{\Delta_N(0^+)}{N_N V_N} \\ \frac{D_S}{V_S} \frac{d\Delta_S(0^-)}{dx} = \frac{D_N}{V_N} \frac{d\Delta_N(0^+)}{dx} \end{cases} \quad (1.18)$$

où $N_{N,S}$ et $V_{N,S}$ sont respectivement la densité électronique au niveau de Fermi et le potentiel attractif entre électrons des métaux N et S. Ainsi, la fraction F/N d'électrons appariés est continue à l'interface alors que Δ et F sont discontinus comme sur la figure 1.1. Aux surfaces libres, l'absence de flux d'électrons à travers la surface se traduit par :

$$\frac{d\Delta}{dx} = 0 \quad \text{en } x = -d_S \text{ et } d_N \quad (1.19)$$

La longueur d'extrapolation b est définie par :

$$b = \frac{\Delta(0)}{\left. \frac{d\Delta}{dx} \right|_{x=0}} \quad (1.20)$$

La signification géométrique de b est montrée dans la figure 1.1. Si les coefficients de diffusion dans N et S sont égaux et l'interaction électronique dans N est nulle, nous avons :

$$b = 0.92 \sqrt{\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T_{cS}}} \quad (1.21)$$

1.1.4. Modèle de Ginzburg-Landau d'une interface N-S

Considérons une interface N-S entre un métal normal et un métal supraconducteur, tous deux étant dans la limite sale. Nous nous intéresserons au cas où les longueurs d_S et d_N sont grandes devant les longueurs de cohérence respectives ξ_S et L_T . La variation spatiale de la densité de paires près de l'interface obéit, au voisinage de la température de transition du bilame T_{cNS} , aux équations de Ginzburg-Landau linéarisées [8] :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\psi}{dx^2} &= \frac{-\psi}{\xi_S^2(T)} & \text{dans S, } x < 0 \\ \frac{d^2\psi}{dx^2} &= K_N^2 \psi & \text{dans N, } x > 0 \end{aligned} \quad (1.22)$$

Le paramètre d'ordre aura donc une variation sinusoïdale dans S et exponentielle décroissante dans N. Pour connaître la température de transition de l'ensemble N-S, nous devons poser les conditions aux limites et aux interfaces pour la fonction d'onde ψ :

$$\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0^-} = \frac{\psi}{b} \quad \text{et} \quad \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=d_S} = 0 \quad (1.23)$$

L'expression de la fonction d'onde dans S est donné par :

$$\psi = \text{Cste} \cos \left[\frac{x+d_S}{\xi_S(T)} \right] \quad (1.24)$$

Dans le cas où l'épaisseur d_S est grande devant b , la condition à l'interface s'exprime :

$$\xi_S = \frac{2(d_S + b)}{\pi} \quad (1.25)$$

La dépendance en température de ξ_S , voir formule (1.10), nous donne la température de transition :

$$T_{cNS} = T_{cS} \left(1 - \frac{\pi^2}{4} \frac{\xi_S^2(T)}{(d_S + b)^2} \right) \quad (1.26)$$

Dans le métal normal, la densité de paires est difficile à calculer exactement. Werthamer a proposé de ne retenir qu'une racine, la plus petite, pour la longueur caractéristique de la fonction d'onde des paires [9] :

$$\psi = \text{Cste} \cosh [K_N (x + d_N)] \quad (1.27)$$

Dans ce cas, la longueur d'extrapolation b peut être explicitement calculée, et dépend de la dimension de N [1] :

$$b = \frac{N_S D_S}{N_N D_N} K_N^{-1} \coth(K_N d_N) \quad (1.28)$$

La théorie de Ginzburg-Landau peut également être profitablement utilisée dans l'étude de réseaux supraconducteurs par effet de proximité [10].

1.1.4. Courant de paires dans une jonction S-N-S

Soit un métal normal de longueur d compris entre deux supraconducteurs 1 et 2 selon la géométrie de la figure 1.2. La résolution de la première équation de Ginzburg-Landau linéarisée dans N donne des solutions de la forme [5]:

$$\psi = C_1 \exp(K_N x) + C_2 \exp(-K_N x) \quad (1.29)$$

où $C_{1,2}$ sont des constantes d'intégration.

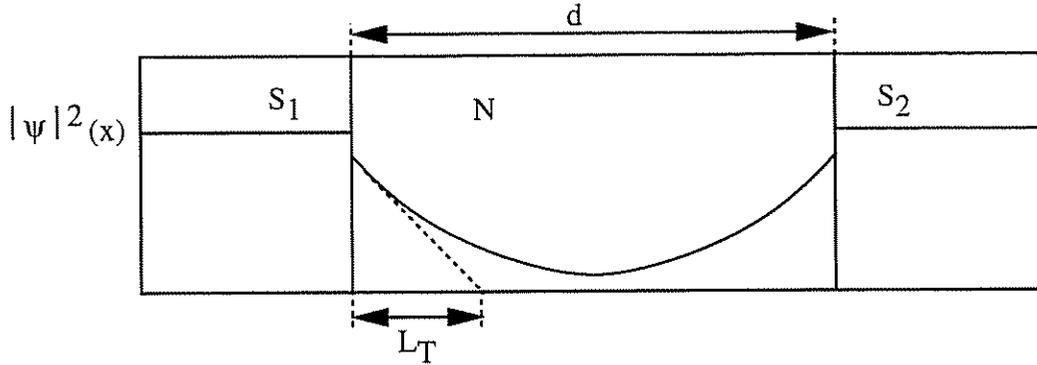


Figure 1.2 : Schéma d'une jonction S-N-S de dimension d et profil de l'amplitude de paires. L'amplitude de condensation de paires décroît dans N sur la longueur de cohérence L_T . Le recouvrement des fonctions d'ondes supraconductrices crée un courant de paires à travers la jonction.

Les conditions aux limites en $x = 0$ et d donnent :

$$\psi(x) = \frac{\psi_1 \sinh(K_N \{d - x\}) + \psi_2 \sinh(K_N x)}{\sinh(K_N d)} \quad (1.30)$$

où $\psi_{1,2}$ est le paramètre d'ordre Ginzburg-Landau aux interfaces. La densité de courant Josephson de la jonction S-N-S ainsi formée est alors :

$$j_s = \frac{e \hbar K_N |\psi|^2}{m \sinh(K_N d)} \sin \varphi \quad (1.31)$$

où φ est la différence de phase aux bornes de la jonction et $|\psi|^2 = |\psi_{1,2}|^2$ l'amplitude de la fonction d'onde des paires à l'interface.

Quand la dimension d est grande devant L_T , l'inverse du sinus hyperbolique est approché par une exponentielle décroissante : $j_s \propto \exp[-K_N d]$. Près de T_c , le comportement en température de la densité de courant critique est alors :

$$j_c \propto \left(1 - \frac{T}{T_{cs}}\right)^2 \exp(-K_N d) \quad (1.32)$$

1.2. PHÉNOMÈNES HORS-ÉQUILIBRE À L'INTERFACE N-S

1.2.1. Modèle semi-conducteur d'un supraconducteur

Dans un métal au niveau fondamental, les états électroniques sont remplis jusqu'à l'énergie de Fermi E_F . Les excitations par rapport à cet état sont constituées d'une part par des électrons occupant des états au dessus du niveau de Fermi, et des lacunes dans l'occupation des états en dessous du niveau de Fermi, appelées des trous. Le point important est que l'énergie de ces excitations peut être infiniment petite. La figure 1.3 montre l'énergie des excitations électrons ($k^+ > k_F$) et trous ($k^- < k_F$) dans un métal normal en fonction du vecteur d'onde k . Un champ électrique modifie cette distribution en brisant la symétrie de l'énergie des excitations par rapport au vecteur d'onde de Fermi. Sous un champ électrique, les populations des électrons et des trous sont déséquilibrées.

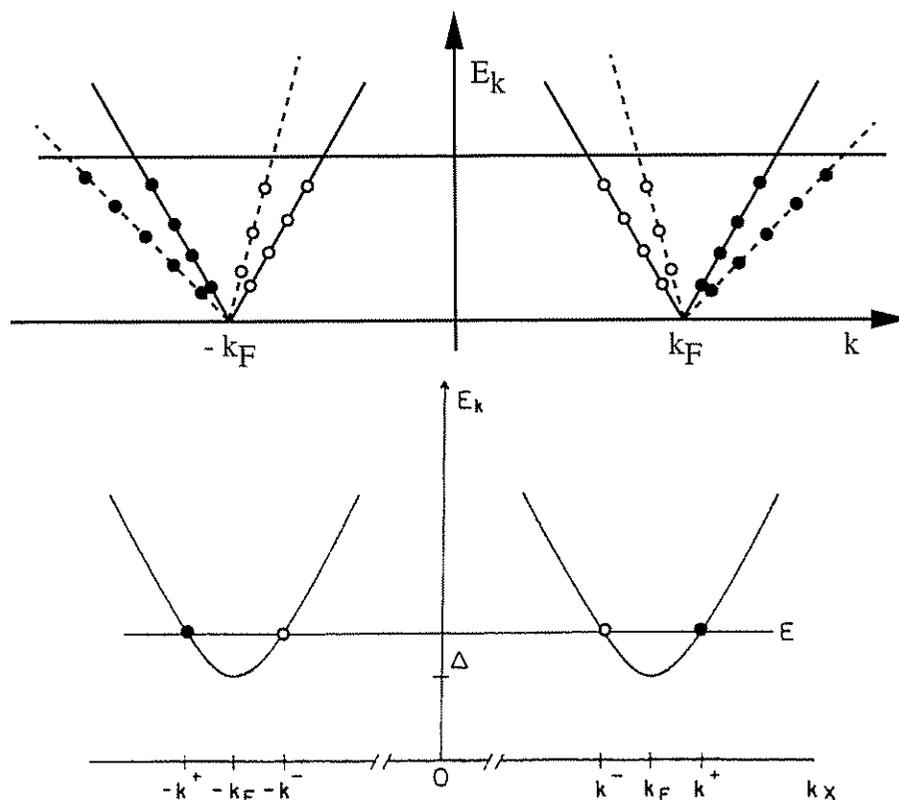


Figure 1.3 : Bandes d'énergie et occupation des excitations électrons et trous dans un métal normal et un supraconducteur.

Les électrons ($k^+ > k_F$) sont représentés par des cercles pleins, les trous ($k^- < k_F$) par des cercles vides. L'énergie E des quasiparticules dans le métal normal (figure de dessus) n'a pas de minimum. Un champ électrique dissymétrise l'énergie des quasiparticules (traits pointillés) et déséquilibre les deux populations de trous et d'électrons. L'énergie E des quasiparticules dans le supraconducteur (figure de dessous) est toujours supérieure à la bande interdite Δ .

Dans un supraconducteur S, l'énergie des excitations possède une bande interdite de largeur 2Δ . L'énergie E_k de l'excitation de vecteur k vaut [4] :

$$E_k = \left\{ \Delta^2 + \left(\frac{\hbar^2}{2m} [k^2 - k_F^2] \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (1.33)$$

et est représentée en fonction de k sur la figure 1.3. Comme dans un semiconducteur, les électrons et trous sont créés par activation thermique ou par injection depuis l'extérieur du supraconducteur. Dans S, l'interaction électronique couple les excitations électrons et trous et équilibre les deux populations. Par conséquent, le champ électrique est expulsé du volume du supraconducteur, et la résistance mesurée est nulle. A une interface N-S, cette situation d'équilibre est modifiée par l'injection des quasiparticules de N dans S.

1.2.2. Conversion du courant à une interface N-S

Considérons une interface N-S près de la température critique de S. Lorsque la bande interdite dans S est petite devant l'énergie d'activation thermique $k_B T$, les quasiparticules venant de N se propagent dans S [11]. Le courant de quasiparticules, ainsi que le déséquilibre de charge induit décroissent exponentiellement sur la longueur de déséquilibre de charge λ_Q (figure 1.4). La longueur de déséquilibre de charge λ_Q (charge imbalance length) vaut :

$$\lambda_Q = \sqrt{D\tau_Q} \quad (1.34)$$

où τ_Q est le temps de déséquilibre de charge est relié à basse température au temps entre deux chocs inélastiques.

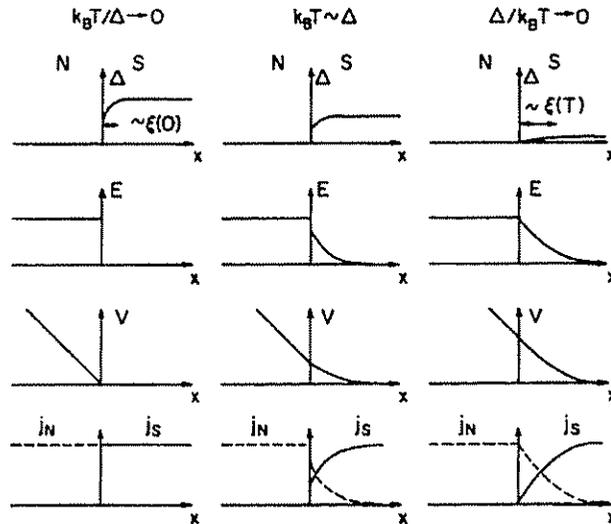


Figure 1.4 : Variation spatiale de la bande interdite Δ , du champ électrique E , du potentiel électrique V et des courants normal j_n et supraconducteur j_s , au voisinage d'une interface N-S. Quand Δ est grand devant $k_B T$, la réflexion d'Andreev convertit les courants. Quand Δ est petit devant $k_B T$, le déséquilibre de charge dans S se propage sur la longueur λ_Q .

La pénétration du champ électrique dans le supraconducteur sur la longueur de déséquilibre de charge crée une résistance d'interface :

$$R_S = \frac{\rho_S \lambda_Q}{S} \quad (1.35)$$

où ρ_S est la résistivité du métal S dans l'état normal et S la surface de la jonction. Cette résistance d'interface est responsable de l'accroissement de résistance dans l'état mixte de supraconducteurs de type 1 [12].

Lorsque la température est abaissée, une fraction de quasiparticules ont une énergie inférieure à la bande interdite de S et sont réfléchies par effet Andreev [13]. Un électron de N et de vecteur impulsion \vec{k} rencontrant l'interface est transmis sous forme de paire de Cooper d'impulsion $2\vec{k}$ alors qu'un trou de vecteur impulsion $-\vec{k}$ est réfléchi (figure 1.5). Ce phénomène prend place dans le supraconducteur sur une profondeur de l'ordre de la longueur de cohérence ξ_S (figure 1.5). Cet effet est également observé dans l'hélium 3 superfluide [14].

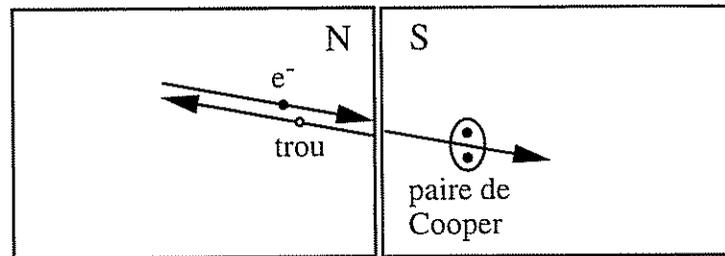


Figure 1.5 : Principe de la réflexion d'Andreev.

Un électron (cercle plein) incident d'impulsion \vec{k} est réfléchi en trou (cercle vide) d'impulsion $-\vec{k}$ alors qu'une paire de Cooper d'impulsion $2\vec{k}$ est transmise.

Si la bande interdite de S est grande devant $k_B T$, aucune quasiparticule ne peut pas pénétrer dans S, car il n'y a pas d'état disponible dans S à son énergie. Le champ électrique varie très rapidement à l'interface et la résistance d'interface, obtenue par la formule 1.35 en remplaçant λ_Q par ξ_S , est très faible (figure 1.4).

1.2.3. Centre de glissement de phase

Considérons un fil supraconducteur dont la température critique et donc le courant critique varient légèrement sur sa longueur. Lorsque le courant dans le fil excède le courant critique au point le plus faible, une partie du courant est transporté au niveau de ce point par les quasiparticules. La chute de tension qui en résulte fait tourner la phase d'un côté du supraconducteur par rapport à l'autre. Quand la différence de phase atteint 2π , l'amplitude de paires s'annule et la phase relaxe, comme le ferait un ressort cassé. Ce phénomène de glissement de la phase se répète à la fréquence Josephson ω_J (1.12).

L'approche classique considère un modèle bifluide de quasiparticules et de paires de Cooper, à l'équilibre local à l'énergie $\epsilon_{S,N}$ par rapport au niveau de Fermi. Le potentiel électrochimique $\mu_{S,N}$ des paires et des quasiparticules est la somme des potentiels électrique $e\phi$ et chimique $\epsilon_{S,N}$:

$$\begin{aligned}\mu_S &= \epsilon_S + e\phi \\ \mu_N &= \epsilon_N + e\phi\end{aligned}\quad (1.36)$$

Quand la bande interdite est petite, soit près de la température critique, l'énergie ϵ_N des quasiparticules est nulle. Les paires d'électrons de chaque côté du centre de glissement de phase sont dans le même état quantique, donc à un potentiel électrochimique μ_S constant. La différence entre les potentiels électrochimique des paires d'électrons "de droite" et "de gauche" vaut eV où V est la chute de tension aux bornes du centre de glissement de phase.

Au voisinage du centre, les populations électroniques des quasiparticules électrons et trous sont déséquilibrées entre elles, ce qui se traduit par une charge locale des quasiparticules Q^* non nulle, proportionnelle à l'énergie ϵ_S du condensat supraconducteur par rapport au niveau de Fermi [15] :

$$Q^* = -2N\epsilon_S \quad (1.37)$$

où N est la densité d'états au niveau de Fermi. Cette charge de déséquilibre et le potentiel électrochimique des quasiparticules décroissent dans S sur la longueur de déséquilibre de charge λ_Q . La figure 1.6 montre le comportement de la moyenne temporelle des potentiels chimiques et des courants de quasiparticules et des paires [16].

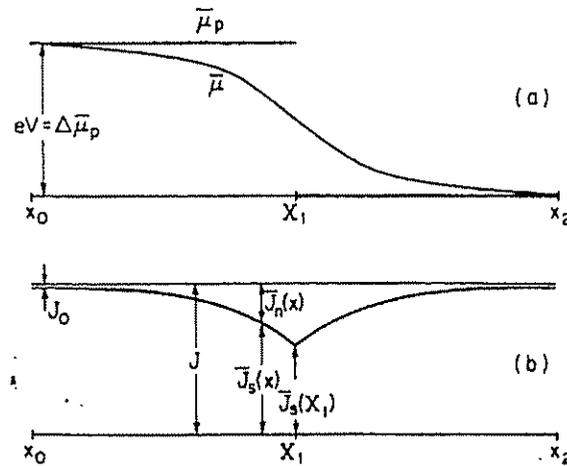


Figure 1.6 : Moyenne temporelle des potentiels chimiques et des courants de quasiparticules $\bar{\mu}$ et \bar{J}_n et des paires $\bar{\mu}_p$ et \bar{J}_p au voisinage d'un centre de glissement de phase [16]. Le courant total J est pris légèrement supérieur à la valeur du courant critique. Au voisinage du centre, le courant est localement transporté par les quasiparticules, qui se recombinent dans S sur la longueur de déséquilibre de charge.

Le champ électrique va ainsi pénétrer dans le supraconducteur sur la longueur de déséquilibre de charge, qui va ainsi contribuer à la résistance électrique mesurée. Dans un fil

supraconducteur de résistance linéique R_ℓ , chaque centre de glissement de phase contribuera à la résistance mesurée pour la même quantité selon la loi :

$$R(n) = n R_\ell (2 \lambda_Q) \quad (1.38)$$

pour n centres supposés isolés l'un de l'autre.

1.3. TRANSPORT DANS UNE JONCTION S-N

1.3.1. Modèle B.T.K. d'une jonction S-N

La théorie de Blonder, Tinkham et Klapwijk [17] a, jusque très récemment, permis d'interpréter l'ensemble des caractéristiques des jonctions S-N depuis le régime des fortes barrières jusqu'au régime métallique. Dans le cadre d'un modèle semi-conducteur généralisé, les équations de Bogoliubov-de Gennes permettent de calculer les coefficients de transmission et de réflexion à l'interface pour une épaisseur de barrière quelconque. Les métaux sont supposés assez propres pour que les impulsions sont un bon nombre quantique.

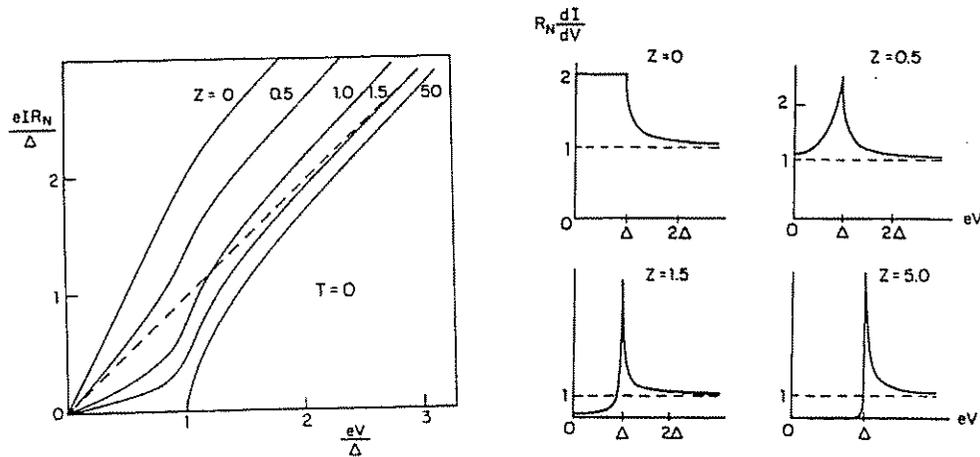


Figure 1.7 : Caractéristiques courant-tension pour différentes valeurs du paramètre Z [17].

$T = 0$ K. Figure de gauche : La transition entre le régime de jonction tunnel $Z = 5$ et le régime métallique $Z = 0$ est parfaitement visible. Dans la limite métallique, le courant d'excès est le courant supplémentaire à tension fixée par rapport à l'état normal (droite pointillée). Figure de droite : dérivée des mêmes caractéristiques. Pour $Z = 0$, la conductance à tension inférieure à la bande interdite est doublée. Dans le cas $Z = 5$, la figure représente la densité d'états du supraconducteur dans le modèle semi-conducteur, .

Les différents processus que sont les réflexions normale et d'Andreev, la transmission sur les deux branches de vecteurs d'onde opposés, sont chacun décrits par un coefficient de transmission. Les caractéristiques courant-tension sont calculées en supposant que les

populations de toutes les quasiparticules de N incidentes sur la barrière sont à l'équilibre, et suivent la loi de distribution de Fermi-Dirac. L'effet de la proximité avec S sur le métal N est donc négligé.

L'interface est caractérisée par le paramètre sans dimension Z , qui vaut zéro pour une barrière complètement transmissive, et est infini pour une barrière tunnel épaisse. Le coefficient de transmission t_0 de la barrière dans l'état normal vaut alors $(1 + Z^2)^{-1}$ et la résistance dans l'état normal :

$$R_n = \frac{\rho_l p}{S} (1 + Z^2) \quad (1.39)$$

Le cas $Z = 0$ d'une barrière complètement transmissive montre néanmoins une résistance, qui est la résistance de Sharvin [18]. Remarquons que cette résistance est directement proportionnelle au libre parcours moyen électronique.

La figure 1.7 montre les caractéristiques courant tension de jonctions S-N dans différents régimes. Pour Z grand, nous retrouvons la caractéristique du modèle semi-conducteur classique [4] d'une jonction tunnel entre un supraconducteur et un métal normal. La conductance est nulle pour des tensions inférieures à la bande interdite du supraconducteur Δ . Pour Z nul, la conductance à tension inférieure au gap est le double de la conductance dans l'état normal (figure 1.7.b). Cet effet est la signature claire de la réflexion d'Andreev où deux charges sont transférées au lieu d'une seule pour une collision d'une quasiparticule avec l'interface. Bien que la partie à forte tension des caractéristiques courant-tension soit linéaire en tension avec la pente R_n , elle ne coïncide généralement pas avec la caractéristique normale $V = R_n I$. La différence se traduit par un courant d'excès (excess current) par rapport au courant dans l'état normal pour une tension donnée. Pour les petites valeurs de Z , ce courant est de l'ordre de $\frac{\Delta}{eR_n}$.

1.3.2. Anomalie de conductance à polarisation nulle

A. Kastalsky et collaborateurs [19] ont étudié le transport dans un contact S-I-N entre un supraconducteur (Nb) et un semi-conducteur (InGaAs) considéré comme un métal normal, la barrière Schottky à l'interface jouant le rôle de l'isolant. A basse température, le transport est dominé par le processus tunnel de quasiparticules à travers la barrière, conduisant à une conductance thermiquement activée, exponentiellement décroissante à basse température. Le dopage du semi-conducteur permet de faire varier la transmission de la barrière sur plusieurs ordres de grandeur.

Les caractéristiques tension-conductance dynamique pour un échantillon avec une barrière très transmissive montrent que la conductance ne s'annule à aucune température (figure 1.8). Cet effet peut être complètement interprété comme l'effet des réflexions d'Andreev à la barrière qui contribuent au transport à travers elle. Comme la barrière n'est pas

complètement transmissive, la résistance mesurée R n'est pas la moitié de la résistance normale R_n mais obéit à la relation [17] :

$$R = \frac{(2R_n - R_n^0)^2}{2R_n^0} \quad (1.39)$$

où R_n^0 est la résistance de Sharvin. L'encart de droite de la figure 1.8.a montre le très bon ajustement de cette loi sur les résultats expérimentaux.

A basse température, il apparaît un pic de conductance à tension de polarisation nulle (Zero Bias Anomaly, ZBA) qui est rapidement éliminé sous champ magnétique. Ce comportement a été interprété comme la signature d'un courant de paires dans le semi-conducteur induit par effet de proximité. Cet effet est connu dans les jonctions S-I-S' au dessus de la température de transition de S' [20], mais n'a pas été encore observé dans un métal normal à toute température.

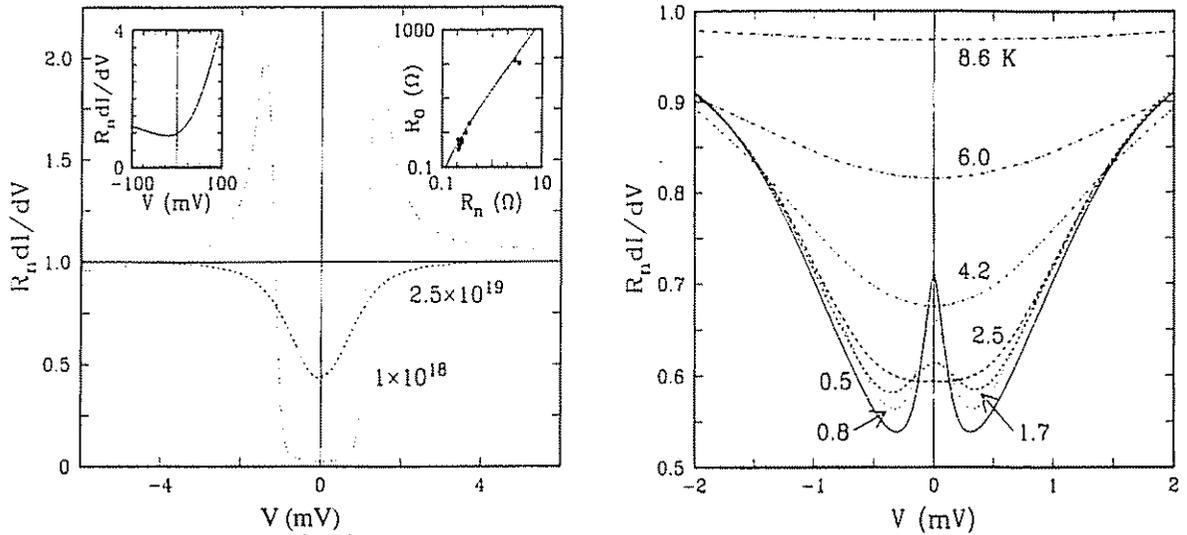


Figure 1.8 : Caractéristiques tension-conductance différentielle normalisée à différentes températures de deux jonctions S-I-N [19].

Figure de droite : Les dopages du semi-conducteur sont $n = 2.5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$ pour une résistance normale $R_n = 0.27 \text{ } \Omega$ et $n = 1.10 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$, $R_n = 2.8 \text{ } \Omega$. La courbe de l'échantillon $n = 2.5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$ a été prise sous un champ de 100 mT. L'encart de droite montre la résistance minimum en fonction de R_n , la courbe pleine est un ajustement de la loi (1.40). Figure de gauche : Échantillon $n = 2.5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$, sous champ nul et à différentes températures. Le pic de conductance disparaît pour des températures supérieures à 2.5 K ou un champ de 100 mT.

Une jonction tunnel est généralement formée par le chevauchement local de deux couches métalliques à travers une couche d'oxyde. P. Xiong et collaborateurs [21] ont mesuré le transport dans des jonctions S-I-N avec différentes longueurs de recouvrement des deux couches (figure 1.9). Certaines jonctions ont même été réalisées avec une épaisse couche d'oxyde sur la couche supraconductrice afin que la longueur effective de recouvrement soit

nulle. Les mesures de transport montrent que la ZBA, présente pour les jonctions classiques avec un recouvrement d' comprise entre 0.6 et 2.5 μm , disparaît pour une jonction tunnel sans recouvrement. Au contraire de l'expérience de Kastalsky, la ZBA est indifférente à un champ magnétique jusqu'à presque 2 T. Un comportement analogue a été reporté dans des jonctions S-N-S formant un "puits quantique" [22].

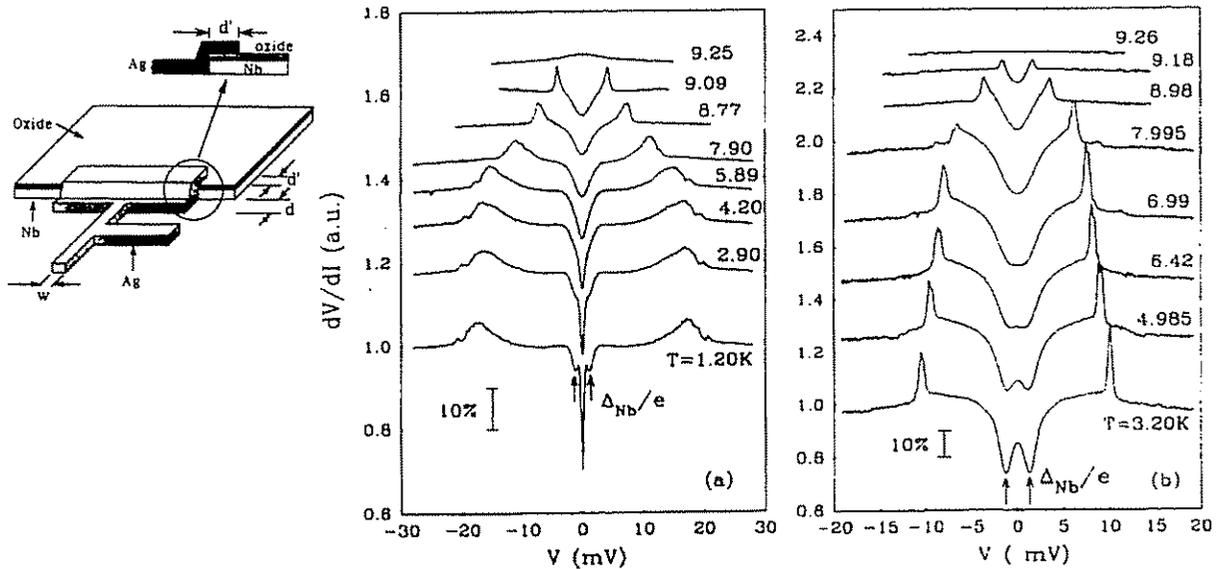


Figure 1.9 : Schéma et caractéristique tension-résistance différentielle à différentes températures de jonctions Nb-Ag [21] :

Le schéma montre la géométrie des jonctions étudiées avec une longueur de recouvrement d' , nulle dans le cas où une couche d'oxyde est intercalée. **a)** Jonction classique avec $d' = 0.8 \mu\text{m}$. La résistance différentielle possède un minimum (très fin sur la courbe) à tension de polarisation nulle. **b)** Jonction avec un film de Nb recouvert d'oxyde, $d' = 0$. La résistance possède un maximum à tension nulle. La présence du minimum de résistance est donc liée à la superposition des deux films. Une structure est visible à la valeur de la bande interdite du niobium.

L'anomalie de polarisation nulle est donc liée à la présence de la région supérieure de contact entre les deux couches. Cette région est propice à un confinement des électrons dans le métal normal près de l'interface supraconductrice. La première approche théorique de ce problème par van Wees et al. [23] est semi-classique. L'interférence constructive entre les amplitudes des trajectoires électronique réfléchies de multiples fois sur la barrière augmente la conductance par réflexion Andreev. Cet effet est brisé par une différence de potentiel où un champ magnétique. Bien que cette théorie soit très utile pour comprendre la physique du système, elle comporte des simplifications importantes. A strictement parler, elle n'est valable que quand l'effet de proximité n'est pas essentiel, et que l'on peut négliger l'effet d'une fonction d'onde supraconductrice non nulle à proximité de l'interface.

Ce problème a été repris par C.W.J. Beenakker et collaborateurs [24] en utilisant la théorie des fonctions de Green récurrentes dans la géométrie d'une jonction S-N'-N, où N' est une région désordonnée de métal normal N (voir l'encart de la figure 1.10). Le calcul

classique de la résistance d'une jonction N-S donne:

$$R_{NS}^{\text{class.}} = \frac{h}{2Ne^2} \left(T_d^{-1} + 2 \frac{1-\Gamma}{\Gamma^2} \right) \quad (1.40)$$

où T_d est la transmission moyennée sur les modes de la transmission de la région désordonnée N', $\Gamma = t_0$ est la probabilité de transmission à l'interface et N le nombre de canaux de conduction dans N'. Dans l'état normal, la puissance carrée de Γ est remplacée par une puissance simple :

$$R_N^{\text{class.}} = \frac{h}{2Ne^2} \left(T_d^{-1} + \frac{1-\Gamma}{\Gamma} \right) \quad (1.41)$$

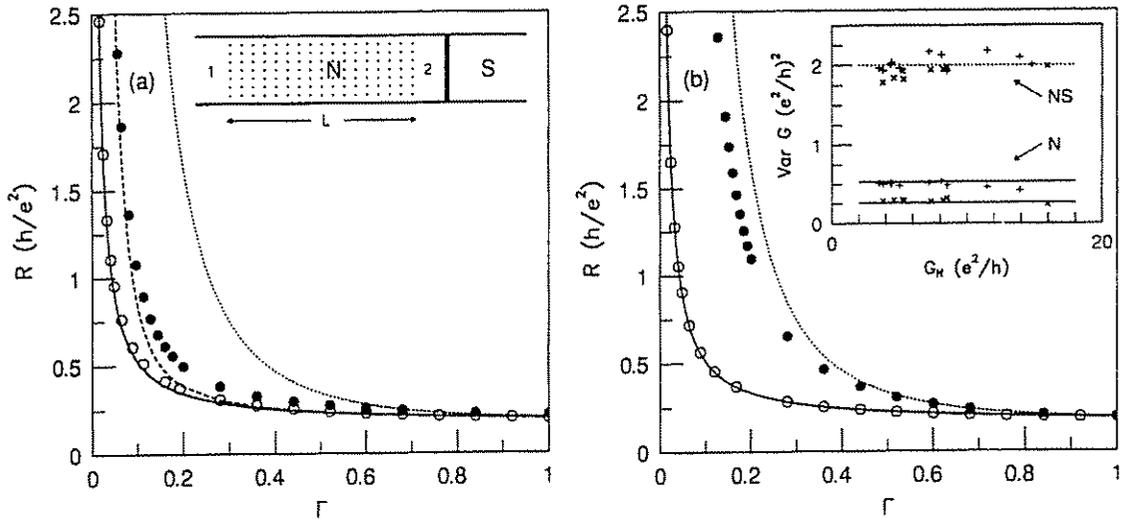


Figure 1.10 : Résistance d'une jonction N-S ou N-N désordonnée en fonction de la probabilité de transmission à l'interface [24].

Cercles pleins : résistance R_{NS} de la jonction N-S. Cercles vides : résistance R_N de la même jonction dans l'état normal. La courbe **a)** est pour un champ magnétique nul, **b)** pour un flux de $10 h/2e$ sur la région désordonnée. Les courbes pleines et en pointillés sont les lois classiques pour la résistance dans l'état normal et l'état supraconducteur. L'encart dans a) montre la géométrie considérée. L'encart dans b) montre les fluctuations de conductance dans les deux états.

La figure 1.10 montre les résistances calculées de jonctions N-S et N-N sous champ magnétique nul ou non, en parallèle avec les courbes des expressions (1.41) et (1.42). Nous remarquons que la résistance de la jonction N-S est, sous champ magnétique nul (figure 1.10.a), beaucoup plus proche de la résistance de la jonction N-N similaire que de la loi classique pour une jonction N-S. Un champ magnétique équivalent à dix quantum de flux dans la région désordonnée détruit cet effet (figure 1.10.b).

La signature expérimentale de cet effet sur une caractéristique tension-conductance est un pic de conductance à tension nulle. La figure 1.11 montre la dépendance en champ magnétique et en tension de la conductance des jonctions N-S et N-N. Alors que dans l'état normal, la conductance dépend faiblement de la tension ou du champ, la conductance dans l'état supraconducteur varie fortement. La largeur du pic de conductance en fonction du

champ magnétique est de l'ordre de un quantum de flux sur la région N'. L'énergie de Thouless donne l'ordre de grandeur de l'énergie eV d'une quasiparticule suffisante pour briser l'effet de cohérence. L'énergie de Thouless E_c est reliée à la dimension L de la région N' :

$$E_c = \frac{\pi \hbar D}{L^2} \quad (1.42)$$

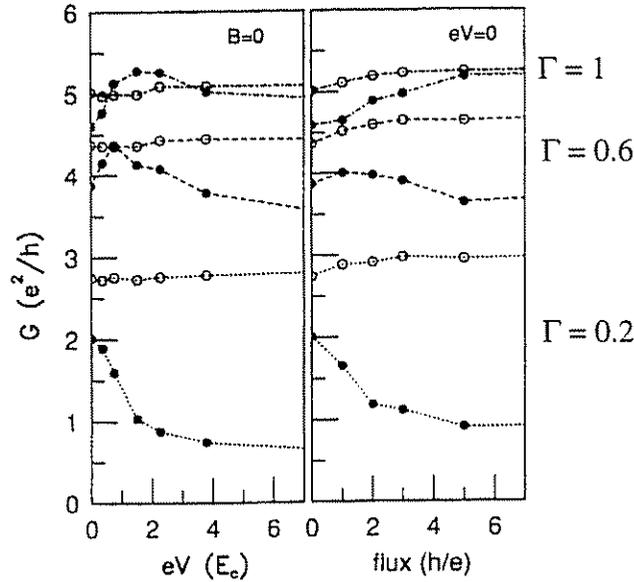


Figure 1.11 : Dépendance en tension et en champ magnétique des conductances G_{NS} (cercles pleins) et G_N (vides) [24].

Les valeurs du paramètre Γ pour les deux figures sont de haut en bas : 1, 0.6 et 0.2. Pour $G = 0.2$, nous observons un maximum de conductance sous champ nul et tension nulle. Pour $G = 1$, les comportements sont inversés avec une augmentation de la localisation faible sensible à la tension de polarisation.

Les deux courbes supérieures de la figure 1.11 montrent la magnétorésistance d'une jonction N-S et N-N dans le cas d'une barrière complètement transmissive $\Gamma = 1$. Un champ magnétique brise l'invariance de renversement du temps et détruit l'effet de localisation faible, ce qui aboutit à un accroissement de la conductance de l'ordre de un quantum de conductance. Une tension ne brise pas de symétrie et n'a pas d'effet observable sur la conductance. Dans le cas d'une jonction N-S, la localisation faible est augmentée par la cohérence des électrons et des trous induite par la réflexion d'Andreev. Dans ce cas, une tension a elle aussi un effet sur la conductance car elle va briser la cohérence électron-trou.

1.3.3. Cohérence des électrons normaux à une interface supraconductrice

L'effet de la "localisation" des électrons à l'interface supraconductrice a été étudié par F. Hekking et Yu. Nazarov [25] dans différentes géométries montrées sur la figure 1.12. Le traitement du Hamiltonien tunnel en tant que perturbation est valide pour des faibles transmissions à l'interface et donc des barrières épaisses. La température $k_B T$ et l'énergie des

particules incidentes eV sont supposées très inférieures à la bande interdite du supraconducteur.

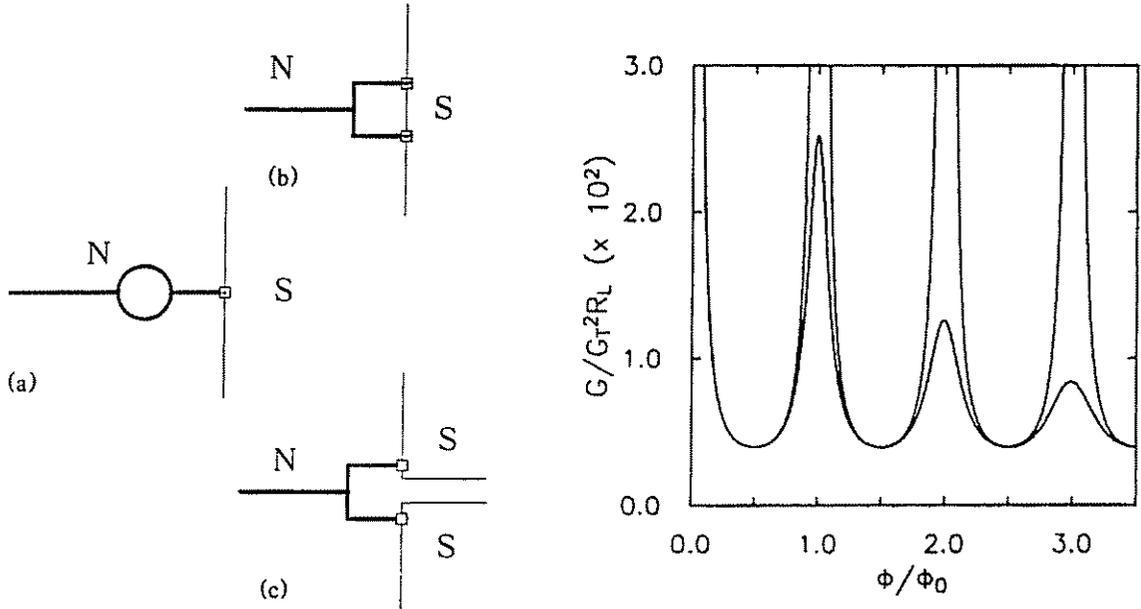


Figure 1.12 : Géométries discutées et dépendance de la conductance sub-gap en fonction du flux magnétique pour la géométrie a) [25].

Les variations de la conductance divergent à $T = 0$ K si la pénétration du flux dans le métal normal est négligée. La deuxième courbe est corrigée de cet effet..

La figure 1.12 montre la conductance du dispositif a) calculée en fonction du flux magnétique ϕ dans l'anneau en unité du quantum de flux ϕ_0 . La divergence de la première courbe est levée si la pénétration du flux dans le métal normal est prise en compte. Dans la géométrie b), la conductance varie sinusoidalement en fonction du flux magnétique :

$$G_f = 1.36 R_\ell L_T \left(G_1^2 + G_2^2 + 2G_1 G_2 \cos\left(2\pi \frac{\phi}{\phi_0}\right) \right) \quad (1.43)$$

où $R_\ell L_T$ est la résistance d'une longueur L_T de fil normal et $G_{1,2}$ sont les conductances des deux barrières tunnel. Le facteur numérique 1.36 est corrigé d'une erreur d'un facteur $4\pi^2$ dans l'article original [26]. Nous voyons ici l'effet direct du confinement dans le métal N sur la conductance de l'interface N-S. Un conducteur N balistique donne une conductance de la jonction N-S nulle, alors qu'un conducteur N désordonné augmente la conductance. L'observation expérimentale systématique d'une conductance finie des jonctions N-S à basse température, longtemps uniquement attribuée à tort aux processus à deux électrons, est ainsi justifiée théoriquement.

H. Pothier et collaborateurs [26] ont réalisé et étudié un "NS-QUID" constitué d'une électrode supraconductrice en forme de fourche en contact avec une très petite région d'un métal normal par deux jonctions tunnel aux extrémités de la fourche. Un anneau supraconducteur avec une inclusion normale est ainsi formée, comme dans la géométrie b) de

Hekking et Nazarov. La résistance tunnel commune des deux jonctions séparées d'une distance entre 60 à 460 nm est comprise entre 3 et 21 k Ω . Les caractéristiques courant-tension du dispositif dans les états normal et supraconducteur figurent dans l'encart de droite de la figure 1.13. La figure principale montre deux caractéristiques courant-tension en dessous de la bande interdite de la jonction tunnel. Le champ magnétique dans l'anneau est nul pour la courbe pleine, et correspond à un demi quantum de flux dans l'anneau pour la courbe pointillée.

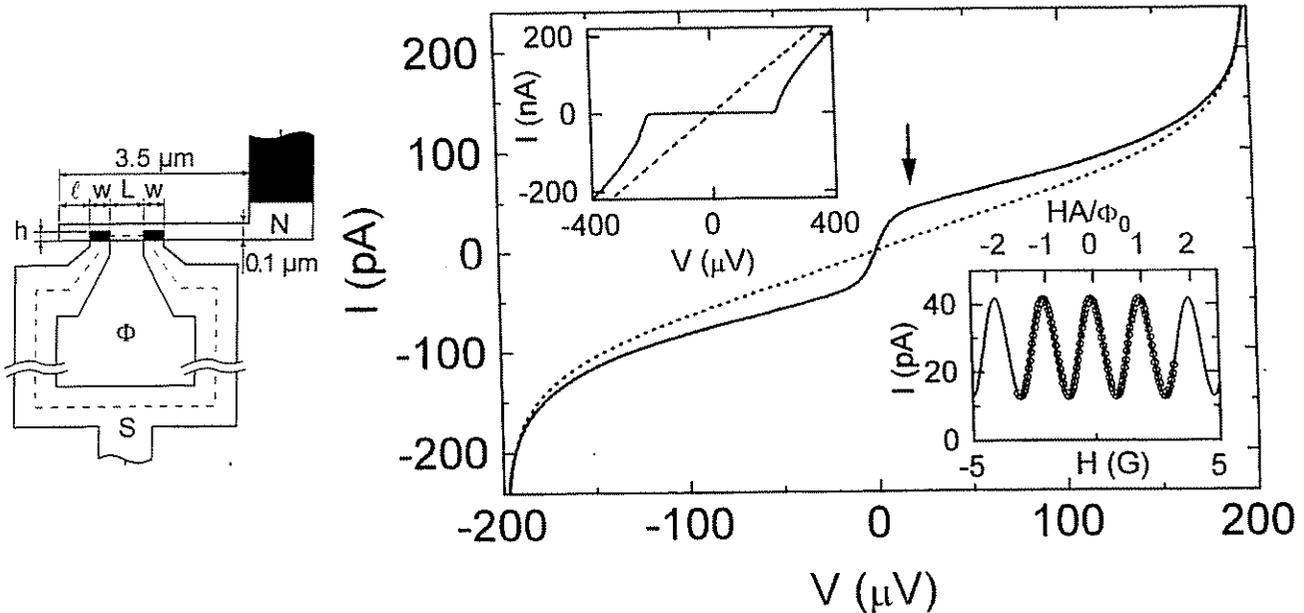


Figure 1.13 : Schéma et caractéristiques courant-tension du NS-QUID [26].

Les caractéristiques courant-tension à forte tension de polarisation figurent dans l'encart en haut à gauche. La figure principale montre le courant dans le NS-QUID à des tensions inférieures à la bande interdite du supraconducteur. L'encart en bas à droite montre la dépendance du courant en fonction du champ magnétique (période $h/2e$) pour la tension de polarisation indiquée par la flèche.

Cette expérience confirme spectaculairement les prédictions de Hekking et Nazarov. La période et l'amplitude de cette modulation du courant dans le NS-QUID sont correctement décrites par la théorie de Hekking et Nazarov. Néanmoins, les conditions d'une approche perturbative ne sont pas parfaitement remplies pour des barrières tunnel aussi fines. Cet effet apparaît ainsi comme le précurseur de l'effet de proximité, dans le régime d'une faible transparence de barrière.

1.3.4. Effet de proximité à une interface N-S

Un pas important dans le développement de la théorie de la supraconductivité dans des systèmes inhomogènes a été la généralisation des équations d'évolution des fonctions de Green intégrées sur les impulsions des quasiparticules [27, 28, 29] au cas hors-équilibre. A. Zaitsev a étudié les structures comportant des barrières [30] par cette technique. Quand la

distance entre barrières est plus grande que le libre parcours élastique, ces structures peuvent être décrites par les équations quasi-classiques pour les fonctions de Green, avec des conditions aux limites aux barrières.

A.F. Volkov et collaborateurs [31] ont étudié l'effet de proximité hors-équilibre dans une structure S-N'-N comportant une barrière à l'interface N'-S, N' étant une région de métal normal désordonné. La longueur L du métal N' est plus longue que le libre parcours moyen l_p , et plus courte que la longueur de chocs inélastiques L_{in} . Le pic de conductance (ZBA) est expliqué par un effet de proximité dans N', accentué par le confinement des paires électron-trou à l'interface par le désordre de N'. De plus, il a été implicitement prédit un minimum de la résistance du système en fonction de la longueur L de métal normal désordonné N'. Ce concept de violation ultime de la loi classique d'Ohm d'addition des résistances a été récemment reprise par C.W.J. Beenakker [32].

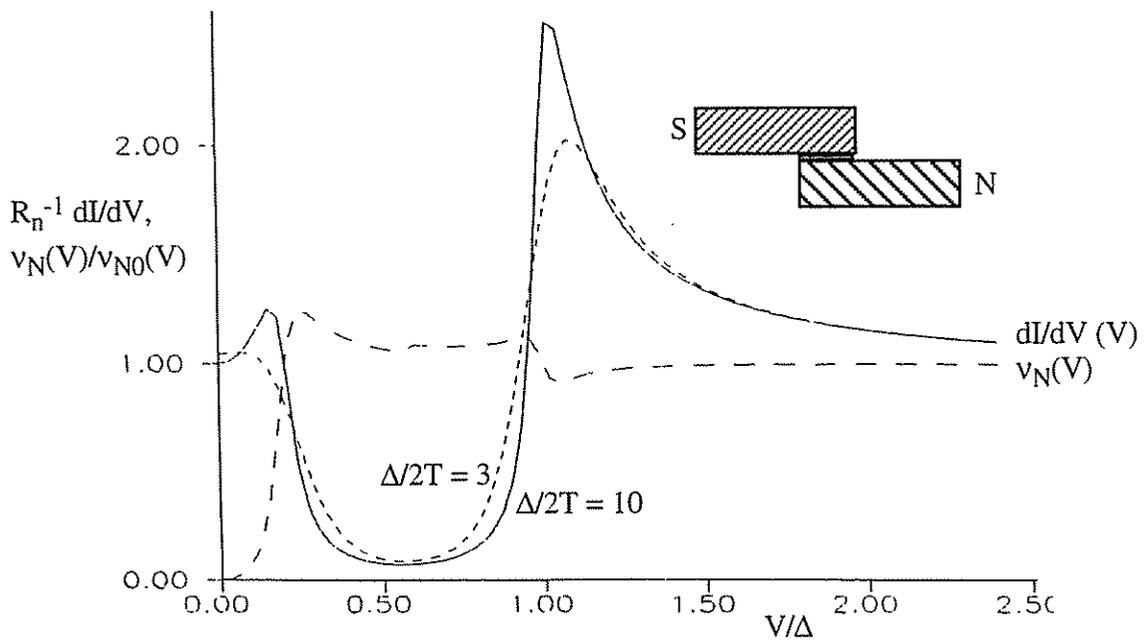


Figure 1.14 : Conductance différentielle d'une jonction planaire S-N avec une barrière modérément transparente et densité d'états dans N au contact de S [33].

Les paramètres sont $\gamma_N/\Delta = 0.1$ et $\epsilon_N/\Delta = 0.2$. La densité d'états $v_N(V)$ normalisée à sa valeur dans l'état normal $v_{N0}(V)$ (points) montre une structure de largeur ϵ_N à $T = 0$ K. La conductance différentielle dI/dV normalisée par la résistance normale R_n est montrée pour une température telle que $\Delta/2T = 10$ (trait plein) et $\Delta/2T = 3$ (pointillés).

A.F. Volkov [33] a calculé l'effet de proximité dans une jonction avec recouvrement entre un métal normal dans la limite sale et un supraconducteur. Dans le cas de barrière tunnel modérément ou peu transmissive, il a calculé la conductance différentielle et la densité d'états dans le métal normal. La barrière est caractérisée par l'énergie ϵ_N :

$$\epsilon_N = \frac{\hbar v_F}{6t_0 e_N} \quad (1.44)$$

où t_0 est le coefficient de transmission sans dimension de la barrière et ϵ_N est l'épaisseur de la couche de métal N. Le taux de dépairage γ_N est égal au taux de chocs inélastiques :

$$L_{in} = \sqrt{D\tau_{in}} \quad \text{où } \tau_{in} = 1/\gamma_N \quad (1.45)$$

La figure 1.14 montre la densité d'états et la conductance différentielle calculées en fonction de l'énergie pour une jonction planaire dans le cas d'une barrière modérément transparente : $\gamma_N < \epsilon_N < \Delta$. Par l'effet de proximité, la densité d'états à l'origine est nulle et suit une loi de puissance au voisinage du niveau de Fermi. Il n'y a donc pas à proprement parler de bande interdite dans la densité d'états.

Fei Zhou, Boris Spivak et A. Zyuzin [34] ont considéré la conductance d'une jonction en ligne S-N lorsque la température $k_B T$ et l'énergie des quasiparticules incidentes eV sont petites devant la bande interdite de S. La technique de moyenne sur un potentiel de diffusion aléatoire est utilisée dans l'approximation de diffusion. Les équations de Usadel décrivent l'évolution des fonctions de Green intégrées sur les impulsions dans toutes les directions. Si l'interaction entre électrons est nulle, un courant de paires dans N ne peut pas être reconverti en courant normal. Les conditions aux limites nous imposent alors un courant de paires nul dans tout le volume de N. La réflexion d'Andreev va convertir le courant de quasiparticules en courant de paires sur une distance de l'ordre de la longueur de cohérence du supraconducteur.

Considérons la géométrie montrée dans l'encart de la figure 1.15. La barrière est caractérisée par la longueur L_t qui est la longueur de métal normal de résistance équivalente à celle de la jonction :

$$L_t = l_p / t_0 \quad (1.46)$$

Ce paramètre est directement relié au paramètre ϵ_N de Volkov, dans une géométrie différente. Dans le cas d'une barrière complètement transmissive, nous retrouvons une longueur de barrière L_t égale au libre parcours moyen élastique l_p des électrons, ce qui correspond à la résistance de Sharvin.

F. Zhou et coll. retrouvent une densité d'états nulle au niveau de Fermi sur une distance égale au libre parcours moyen inélastique L_{in} . Ceci est dû au fait que les excitations de très faible énergie dans le métal N se propagent sur cette distance, qui peut être beaucoup plus grande que la longueur de cohérence normale. La résistance de la barrière R_I par unité de surface peut être mesurée par une méthode à quatre points très proches de la barrière et vaut :

$$R_I = \gamma R \frac{L_t}{L_T} \quad (1.47)$$

où γ est un coefficient numérique qui vaut 1.36 quand $L_T \gg L_t$ et 1.23 dans le cas contraire. La résistance par unité de surface R de la même jonction, N-N dans l'état normal est $R = (e^2 t_0 v_F v_0)^{-1}$, où v_0 est la densité d'états au niveau de Fermi. Cette relation confirme l'effet signalé par la relation (1.43) de la qualité du métal N sur le transport à travers la jonction N-S.

Dans le régime de basse température où $L_t \ll L_T \ll L_{in}$, le potentiel électrique ϕ a

la dépendance spatiale suivante :

$$\frac{\phi(x > 0)}{I} = \begin{cases} R_I + \frac{a}{\sigma} \frac{(2L_T + x)x}{L_T} & \text{si } x \ll L_T \\ R_\infty + \frac{a}{\sigma} x \left(1 - \beta \frac{L_T^2}{x^2} \right) & \text{si } L_{in} \gg x \gg L_T \end{cases} \quad (1.48)$$

où $\gamma = 1.36$, β est une constante numérique d'ordre 1 et σ est la conductivité normale du métal N. La valeur de la résistance de la barrière mesurable à x grand, R_∞ vaut :

$$R_\infty \approx R_I - \frac{L_T}{\sigma} \quad (1.49)$$

Les courbes 1 et 3 de la figure 1.15 montrent le potentiel électrique en fonction de la coordonnée x pour la jonction N-N, et N-S quand $L_T \gg L_t$, respectivement. Il est remarquable de constater que le champ électrique est expulsé sur une longueur L_T au voisinage de l'interface N-S. A grande distance, le champ électrique retrouve sa valeur normale, mais des corrections au champ électrique subsistent jusqu'à une longueur L_{in} .

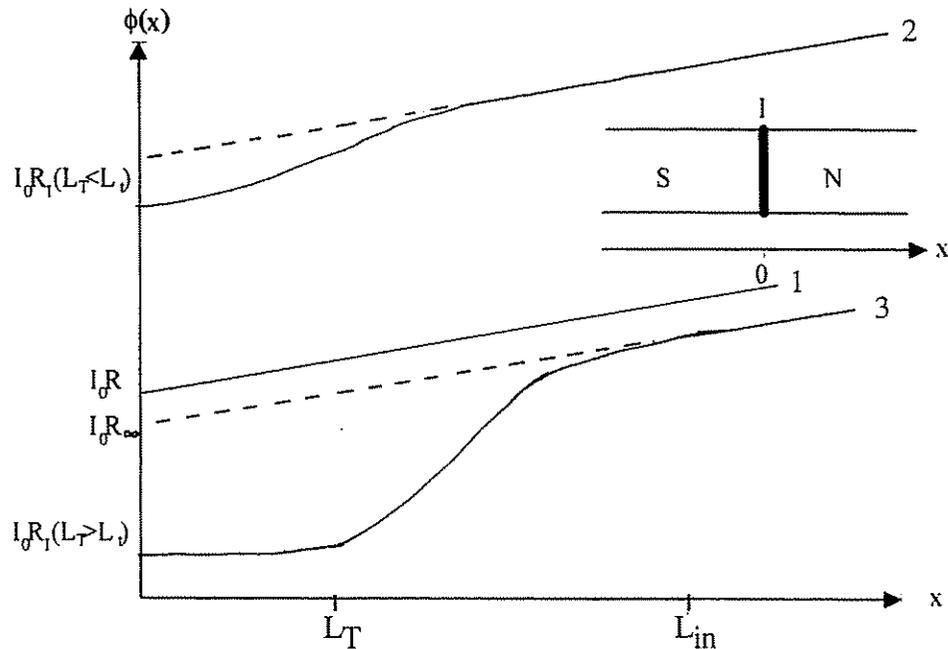


Figure 1.15 : Potentiel électrique au voisinage d'une jonction N-S [34].

1) Jonction N-N : le potentiel vaut $R I_0$ à la surface et croît inversement proportionnellement à la conductivité σ . 2) Jonction N-S, $L_T < L_t$, la résistance de la barrière R_I est supérieure à celle de l'état normal. Des corrections de portée L_T au champ électrique sont présentes. 3) Jonction N-S; $L_T > L_t$, le champ électrique est expulsé sur une distance L_T à partir de l'interface et la résistance R_I est très faible. Des corrections importantes subsistent jusqu'à L_{in} .

A haute température, la longueur de cohérence L_T est très petite. La résistance en quatre points de la barrière R_I est alors plus grande que la résistance dans l'état normal R , voir la formule (1.47). Dans ce cas, le champ électrique $E(x)$ dans N est proche de la valeur

normale E_0 . Les corrections ne survivent sur une longueur L_T plus petite que L_{in} . Si $L_T \ll L_t \ll L_{in}$, alors :

$$\frac{E_0 - E(x)}{E_0} = \begin{cases} \frac{\pi^2}{8} \frac{L_T^2}{L_t^2} \ln\left(\frac{L_t}{x}\right) & \text{si } L_T \ll x \ll L_t \\ \approx \frac{L_T^2}{x^2} & \text{si } x \gg L_t \\ \approx \exp\left(-\frac{x}{L_{in}}\right) & \text{si } x \gg L_{in} \end{cases} \quad (1.50)$$

La courbe 2 de la figure 1.15 montre qualitativement ce régime.

1.3.5. Effet de proximité anormal dans un système mésoscopique

V.T. Petrashov a mesuré la résistance d'échantillons de métal normal en contact avec un élément supraconducteur [35, 36]. Ces échantillons sont mésoscopiques par leur dimension totale qui est inférieure à L_ϕ . La figure 1.16.a montre la géométrie d'un échantillon avec le comportement de sa résistance avec la température. Nous remarquons que la résistance de l'échantillon *augmente* lorsque la température est diminuée, contrairement à ce qui pourrait être attendu d'un effet de proximité classique. L'île supraconductrice est placée en dehors de la partie de métal normal mesuré, à une distance $L = 0.2 \mu\text{m}$, alors que la longueur de cohérence L_T vaut $0.1 \mu\text{m}$ à 1 K.

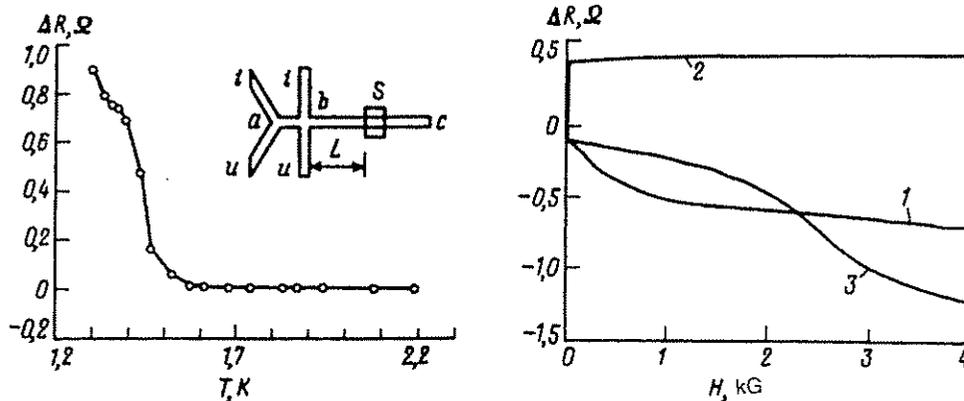


Figure 1.16 : Dépendance en température et en champ magnétique de la résistance de la région ab de l'échantillon dessiné dans l'encart [34].

Figure de gauche : L'échantillon est constitué d'argent sauf la partie S qui est en aluminium. $R_{ab} = 2.9 \Omega$ à 4.2 K et $L = 0.2 \mu\text{m}$. Figure de droite : Magnétorésistance des échantillons : 1) $R_{ab} = 2.9 \Omega$ à 4.2 K et $L = 0.2 \mu\text{m}$, 2) 2.0Ω et $0.6 \mu\text{m}$, 3) 2.3Ω et $1.0 \mu\text{m}$. Ces trois échantillons réalisés sur la même plaquette montrent un comportement différent.

La figure 1.16.b montre la magnétorésistance de trois échantillons, dont le précédent, réalisés sur la même plaquette mais avec une longueur L différente. Ces trois échantillons ont un comportement à la transition supraconductrice de l'aluminium nettement différent et non

monotone en L . La magnétorésistance des deux échantillons avec $L = 0.2$ et $1 \mu\text{m}$ est de nouveau négative. Au contraire, l'échantillon de paramètre $L = 0.6 \mu\text{m}$ possède une magnétorésistance positive, qui est plus facilement interprétable en termes d'effet de proximité.

Nous pouvons remarquer qu'un effet important subsiste même lorsque la distance L est grande devant la longueur de cohérence L_T . A ce stade, le caractère oscillatoire ou aléatoire en fonction de L du signe de la dépendance en température de la résistance de ces échantillons n'est pas clair [37]. Cette expérience a été récemment reproduite avec un métal ferromagnétique (nickel) à la place du métal normal [38]. Les mêmes types de comportement ont été observés avec une distance L de $1 \mu\text{m}$ alors que la longueur de cohérence est réduite à $0.07 \mu\text{m}$ par la température de Curie du nickel.

V.C. Hui et C.J. Lambert [39] ont considéré un conducteur mésoscopique désordonné dans lequel est inséré un supraconducteur de dimension inférieure à $L\phi$. La susceptibilité de la conductance G du conducteur au paramètre d'ordre Δ est définie comme :

$$\chi_{\Delta} = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\partial G}{\partial (\Delta^2)} \quad (1.51)$$

Considérons un conducteur relié à deux réservoirs L et L' par deux amenées de courant normales. La formule de Lambert exprime la conductance G (en unité du quantum de conductance) en fonction des coefficients $R_0, T_0, (R_a, T_a)$ qui sont les probabilités de réflexion et de transmission normales et Andreev pour les quasiparticules du réservoir L . Les coefficients indexés en prime (') concernent le réservoir L' :

$$G = T_0 + T_a + \frac{2(R_a R'_a - T_a T'_a)}{R_a + R'_a + T_a + T'_a} \quad (1.52)$$

Ces coefficients vérifient, dans le cas de N canaux de conduction ouverts par contact :

$$R_0 + T_0 + R_a + T_a = R'_0 + T'_0 + R'_a + T'_a = N \quad \text{et} \quad T_0 + T_a = T'_0 + T'_a \quad (1.53)$$

Dans le cas normal où les termes d'Andreev disparaissent, nous retrouvons la formule de Buttiker : $G = T_0$ [40]. Cette dernière relation et la formule de Lambert sont dérivées des équations de Bogoliubov-de Gennes. Dans la formule de Lambert, le potentiel chimique des paires est calculé dans l'hypothèse que le déséquilibre de charge est conservé. Ainsi, l'équation (1.52) décrit la situation où un îlot supraconducteur de faible dimension est inséré dans un conducteur normal. Dans le cas d'une transmission zéro, ou le transport de charge est assuré par la réflexion d'Andreev, la conductance G est la somme de deux résistances d'interface :

$$G = \frac{1}{2}R_a + \frac{1}{2}R'_a \quad (1.54)$$

La figure 1.17 montre le résultat de calculs numériques de la valeur moyenne de la susceptibilité χ_{Δ} , et de sa déviation standard d'échantillon à échantillon. Dans la limite d'un conducteur faiblement désordonné $G(\Delta=0) \rightarrow N$, la susceptibilité χ_{Δ} est toujours *négative*. Ce résultat signifie simplement que quand tous les canaux participent au transport, l'apparition

de la supraconductivité en ferme quelques uns. Ce résultat ne contredit pas le résultat de la théorie B.T.K. car ici la conductance G ne peut pas être vue comme une résistance d'interface. Si le désordre s'accroît, la valeur moyenne de la susceptibilité est positive. Dans le cas d'un conducteur désordonné ($10^{-4} < G/N < 10^{-2}$), la valeur moyenne de la susceptibilité est petite devant les fluctuations de sa valeur. Les expériences de V.T. Petrashov peuvent parfaitement s'expliquer dans ce cadre. Dans le régime de forte localisation des électrons ($G/N < 10^{-4}$), la susceptibilité est positive et tend vers zéro avec G/N .

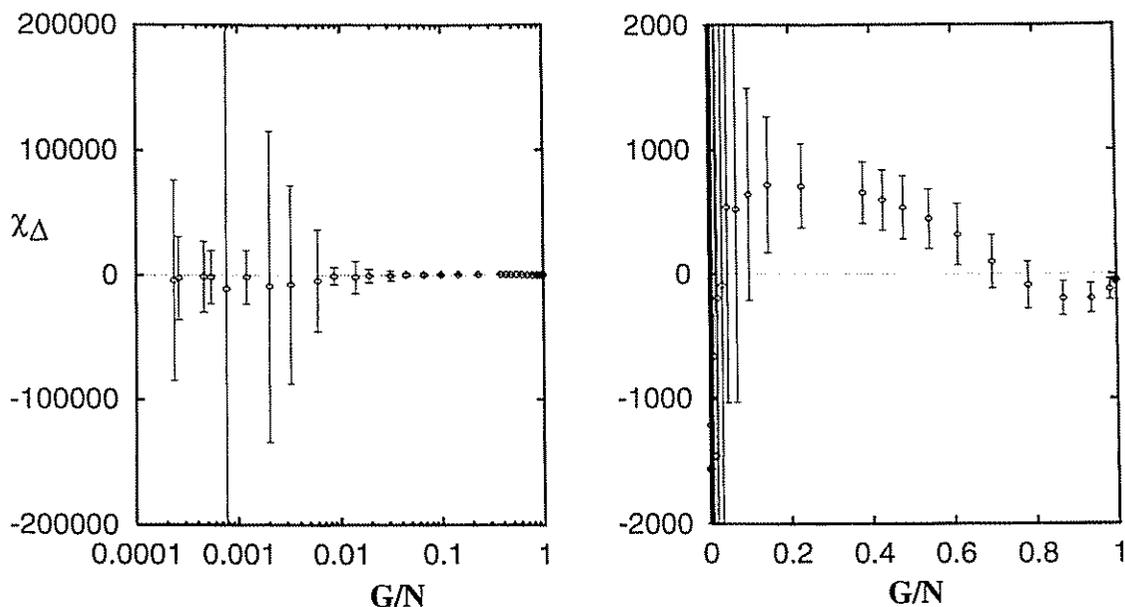


Figure 1.17 : Valeur moyenne et déviation standard de la susceptibilité χ_Δ dans différentes gammes du paramètre G/N [39].

Ces résultats sont la somme de 500 calculs numériques où la force des centres de diffusion a été variée. La susceptibilité est négative dans le régime balistique ($G_N > 0.6$) et selon les réalisations du désordre dans le régime diffusif ($G_N < 0.1$). Dans le régime diffusif, les fluctuations sont très importantes.

1.4. MÉMOIRE DE PHASE SUR UNE INTERFACE S-N

1.4.1. Localisation faible dans un métal désordonné

La théorie classique du transport dans un métal normal suppose que l'électron se déplace sur une trajectoire rectiligne classique entre deux centres de diffusion, soit A et B. Ceci est vrai tant que l'interférence entre la diffusion par deux centres de diffusion voisins peut être négligée. Le critère de validité de cette approximation est que la longueur d'onde d'un électron est plus petite que le libre parcours moyen. A basse température dans un métal désordonné, le moment cinétique des électrons relaxe à l'échelle du libre parcours grâce aux chocs élastiques sur les impuretés et les défauts structuraux. La phase d'un électron n'est sensible qu'aux chocs inélastiques qui donnent lieu à un échange d'énergie cinétique. La longueur de mémoire de phase L_ϕ (phase breaking length) est limitée par les chocs inélastiques d'un électron avec les phonons, les électrons et les atomes magnétiques [41]. Dans les métaux purs, cette longueur L_ϕ atteint couramment plusieurs microns à basse température [42].

La cohérence de phase des électrons résulte en des corrections quantiques à la conductance de systèmes mésoscopiques, qui sont de l'ordre de grandeur du quantum de conductance : $G_0 = e^2/h = \frac{1}{25.9 \text{ k}\Omega}$ [43]. Dans un anneau de périmètre inférieur à L_ϕ , les différents chemins de diffusion entre le centres diffuseur A vers le centre B de l'autre côté de l'anneau interfèrent, et créent une fluctuation de conductance de période h/e en champ magnétique. Dans un cylindre métallique ou dans un réseau de boucles, l'incohérence de phase entre les différentes régions de l'échantillon ramène ces corrections à zéro lors de la moyenne d'ensemble. Seul subsiste l'effet de la rétrodiffusion cohérente, de A vers A, de deux électrons circulant sur le même chemin mais dans les deux sens opposés. L'oscillation de la magnétorésistance de localisation faible résultante montre alors une période moitié, $h/2e$, égale au quantum de flux supraconducteur ϕ_0 [44].

1.4.2. Effet de la localisation faible près d'une interface N-S

Près d'une interface S-N, B. Spivak et D.E. Kmelnitskii [45] ont prédit un effet de la phase du supraconducteur S sur la conductance du métal normal. Considérons la géométrie de la figure 1.18, similaire à celle d'une jonction S-N-S. Un électron venant de N est réfléchi en un trou à l'interface de S_1 et acquiert la phase φ_1 . Le trou se réfléchit alors en électron sur l'interface S_2 et acquiert la phase φ_2 .

Si la longueur de cohérence dans S $\xi_s(0)$ est grande devant le libre parcours moyen l_p et les dimensions transverses de la jonction, la densité de courant supraconducteur j_s dans la

jonction S-N-S fluctue de la quantité :

$$\frac{\delta j_s}{j_s} = \frac{\hbar}{m v_F l_p} \sqrt{\frac{\xi_s(0)}{l_p}} \quad (1.55)$$

Cette fluctuation mésoscopique exhibe, comme le courant critique classique, une période de 2π avec la différence de phase aux bornes de la jonction. La longueur de corrélation de ces fluctuations étant égale à $\xi_s(0)$, elles sont moyennées à zéro quand la dimension de la jonction excède cette valeur.

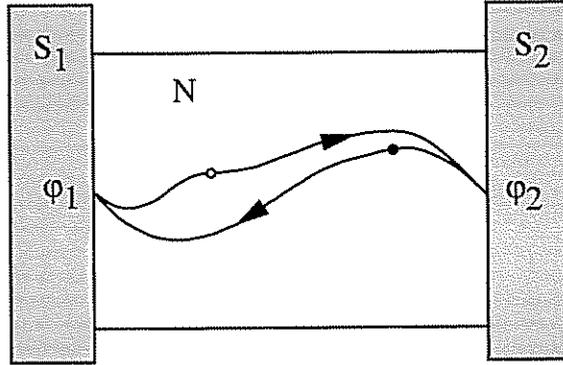


Figure 1.18 : Diagramme de localisation faible dans un métal normal en contact avec deux supraconducteurs.

Un électron (cercle plein) de N est réfléchi sous forme de trou (cercle vide) sur S_1 , qui est lui même réfléchi en électron sur S_2 pour former un circuit fermé.

Lorsque la dimension de la jonction est telle que les fluctuations mésoscopiques (relation 1.55) et les oscillations Josephson (1.31) sont infiniment faibles, subsiste un terme de localisation faible sensible à la phase des électrodes supraconductrices. La cohérence de phase entre les électrons circulant sur le même chemin mais dans les deux sens opposés, résulte en une oscillation de la magnétorésistance de période π . Si le métal normal forme un anneau, la magnétorésistance montre alors des structures de périodes magnétiques doublées, soit $\hbar/2e$ et $\hbar/4e$. Dans le cas où la dimension transverse de la jonction est plus faible que L_ϕ , la correction ΔR due à la localisation faible vaut pour la résistance R du métal normal :

$$\Delta G = \frac{\Delta R}{R^2} = 2G_0 \frac{L_\phi}{L} \frac{\text{sh}\left(\frac{L}{L_\phi}\right)}{\text{ch}\left(\frac{L}{L_\phi}\right) - \cos(2\Delta\phi)} \quad (1.56)$$

où L est la longueur de la partie N de la jonction.

Fei Zhou, Boris Spivak et collaborateurs ont calculé l'effet de la proximité dans une jonction S-N-S de longueur L avec des barrières aux interfaces et telle que $L_{in} \approx L \gg L_T$ [34]. Dans ce cas, le courant critique de la jonction est exponentiellement faible. L'effet de proximité rémanent aboutit à une correction de la conductance 2π -périodique en fonction de

la différence de phase φ entre les deux supraconducteurs :

$$\frac{\delta G}{G} \approx (1 + \cos\varphi) \begin{cases} \left(\frac{L_T}{L_t}\right)^2 & \text{si } L_T \ll L \ll L_t \\ \left(\frac{L_t}{L}\right)^2 & \text{si } L_T \ll L_t \ll L \end{cases} \quad (1.57)$$

où $\delta G \approx t_0^4 \frac{e^2}{h}$ est la correction de conductance de la jonction liée aux réflexions d'Andreev.

Ces oscillations de période 2π auront une amplitude plus grande que les oscillations de période π liée à la localisation faible, dans le cas où :

$$t_0^2 \frac{G_0}{G} \frac{k_B T \tau_{in}}{\hbar} > 1. \quad (1.58)$$

1.4.2. Discussion de l'expérience de V. Petrashov

V. T. Petrashov a mesuré la magnétorésistance d'anneaux submicroniques métalliques au contact avec des interfaces supraconductrices [46]. Les différentes géométries des échantillons sont montrées sur la figure 1.6. Les anneaux simples S (figure 1.6.a) montrent une correction de conductance d'une amplitude relative de 10^{-5} , soit $\Delta G \approx G_0/50$. La faible amplitude de cette correction peut s'interpréter par une longueur de mémoire de phase courte devant le périmètre de l'anneau. Cette correction oscille en fonction du champ magnétique avec une période correspondant à un quantum de flux supraconducteur $\frac{h}{2e}$ dans l'anneau.

Des plots de métal supraconducteur ont été placés selon deux géométries différentes sur les anneaux d'argent. Dans la disposition L (figure 1.6.b), les îles supraconductrices sont placées dans l'axe de mesure de l'anneau. Les oscillations de la magnétorésistance conservent alors la même période mais sont amplifiées d'un facteur 50 environ pour atteindre environ 10^{-3} de la résistance normale, soit $\Delta G \approx 1.2 G_0$.

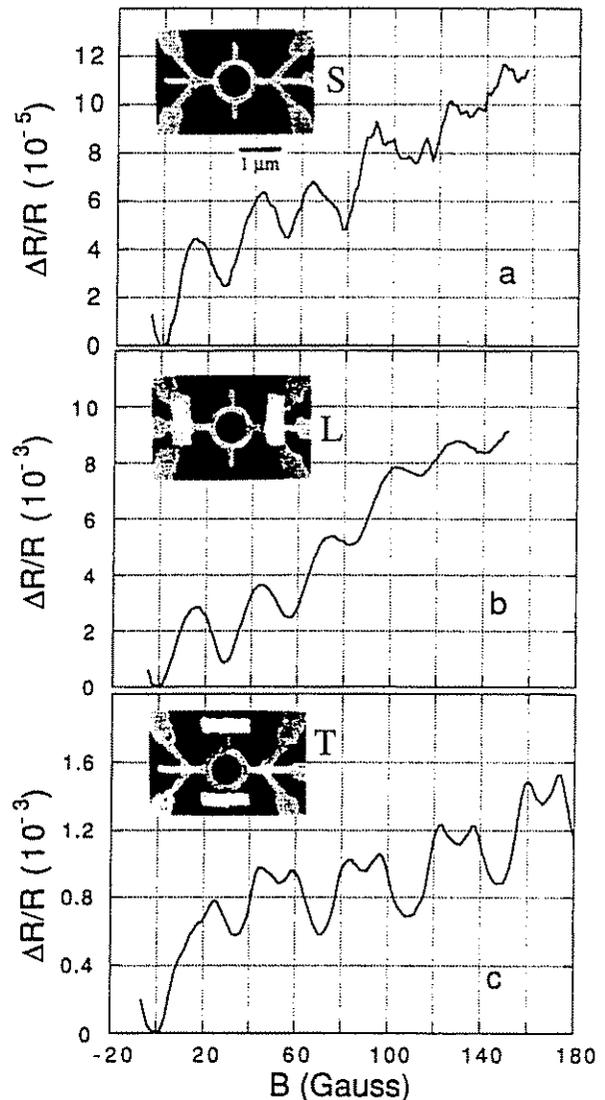
Dans la disposition T (figure 1.6.c), les îles supraconductrices sont placées sur des appendices transverses de l'anneau et un nouvel effet apparaît. Les oscillations de la magnétorésistance présentent, en plus de la structure précédente, une deuxième structure de périodicité $\frac{h}{4e}$. L'amplitude des corrections est plus faible que dans la géométrie précédente $\Delta G \approx G_0/4.5$. Cet effet est interprété comme la signature des réflexions d'Andreev sur les miroirs supraconducteurs en accord avec la théorie de Spivak et Kmelnitskii.

Nous pouvons remarquer que dans cette dernière géométrie, une composante à $\frac{h}{2e}$ est encore présente. Ceci peut s'expliquer par le fait que les trajectoires électroniques ne vont pas toutes rencontrer une interface supraconductrice et vont ainsi contribuer à la période usuelle de la localisation faible. Enfin dans la géométrie L, la chute de tension ($7 \mu V$), due au courant de mesure relativement important, fait tourner la phase d'une île supraconductrice par rapport à l'autre à la fréquence Josephson ω_J . Si le temps de parcours τ de l'anneau par un

électron est tel que $\omega_J \tau > 1$, les effets de cohérence liés à la mémoire de phase sont supprimés. L'amplification de l'amplitude des oscillations de la magnétorésistance pour les deux géométries L et T reste délicate à interpréter par la localisation faible [47, 48]. L'effet de la proximité tel que formulé par Fei Zhou et collaborateurs (1.57) est une hypothèse probable.

Figure 1.19 : Magnétorésistance à 20 mK de trois échantillons de géométries différentes [44].

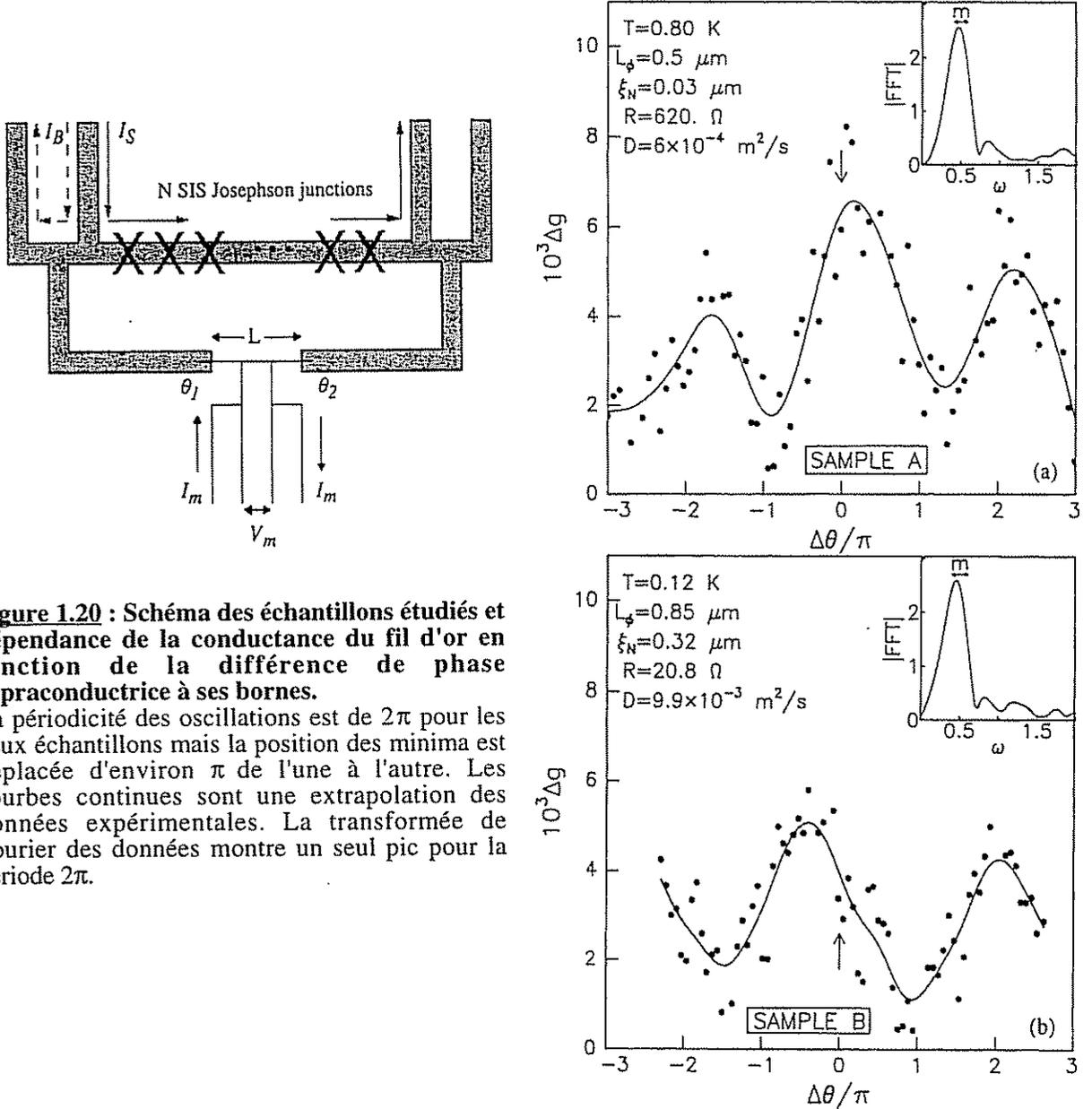
Les photos montrent les anneaux d'argent (en foncé sur la photo) en contact ou non avec des îles en aluminium (clair). **a)** La magnétorésistance est faible dans le cas de l'anneau simple S avec une périodicité de $h/2e$. **b)** et **c)** La présence d'interfaces supraconductrices (L et T) augmente l'amplitude de la magnétorésistance d'un facteur 50 et crée une structure supplémentaire de période $h/4e$ dans le cas T. La résistance des échantillons S, L et T est respectivement de 51, 63 et 67 Ohms.



1.4.3. Discussion de l'expérience de P.G.N. de Vegvar

Un courant Josephson circulant dans une jonction tunnel crée une différence de la phase supraconductrice aux bornes de la jonction. P.G.N. de Vegvar et collaborateurs [49] ont utilisé cet effet pour imposer une différence de phase entre deux électrodes supraconductrices au contact d'un élément de métal normal. Un réseau linéaire de jonctions Josephson permet de contrôler la grande différence de phase sur une plus grande gamme. La résistance d'un fil d'or au contact avec ces deux bornes supraconductrices est mesurée par une technique en quatre fils. Remarquons que la mesure de la résistance ne prend en compte que la section centrale du

fil, et pas le voisinage direct des interfaces supraconductrices.



Les corrections de conductance du filament d'or (figure 1.8) montrent une dépendance en fonction de la différence de phase avec une périodicité de 2π . Aucun effet n'est observé lorsque la longueur du fil d'or vaut 6 μm , ce qui est supérieur à la longueur de cohérence de phase. L'origine des oscillations de conductance est déplacée d'un échantillon à l'autre, ce qui exclue un simple effet de proximité qui serait centré sur une différence de phase nulle. A la différence de l'expérience de V.T. Petrashov, les oscillations de période π sont absentes. P.G.N. de Vegvar interprète cet effet en se plaçant dans un système sans moyenne d'ensemble et montre que la composante de période $\frac{h}{4e}$ dans son échantillon est en dessous du niveau de bruit de la mesure.

1.5. COMPÉTITION DES EFFETS DE PROXIMITÉ ET DE CHARGE

1.5.1. Blocage de Coulomb et effet de parité

Considérons une jonction tunnel de forte résistance tunnel et de faible capacité entre deux métaux. Si la résistance tunnel R de la jonction est supérieure à la résistance quantique $R_Q = \frac{h}{4e^2} = 6.5 \text{ k}\Omega$, les états électroniques sont localisés d'un côté ou de l'autre de la jonction et donc indépendants. L'effet tunnel des électrons à travers la barrière est énergétiquement interdit à tension de polarisation nulle quand l'énergie de charge de la capacité C par un électron $E_c = \frac{e^2}{2C}$ est grande devant $k_B T$ [50]. Si la tension est inférieure au gap de Coulomb e/C , la résistance électrique augmente à la manière d'une transition métal-isolant.

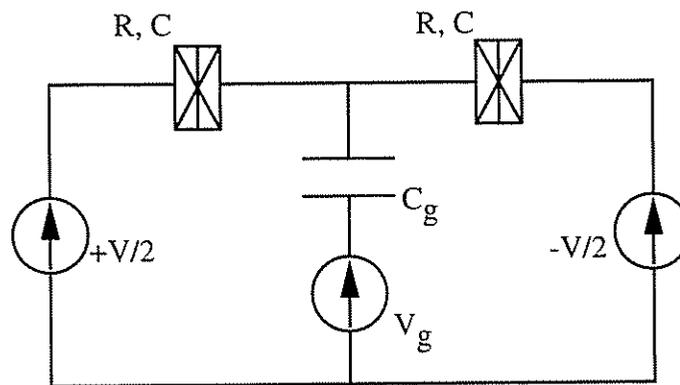


Figure 1.21 : Schéma d'un transistor à un seul électron.

L'île métallique centrale délimitée par les deux jonctions tunnel est chargée par la tension de porte V_g à travers la capacité de porte C_g , ce qui module l'énergie requise pour un processus tunnel et ainsi le courant circulant dans le dispositif.

Considérons un transistor à un électron, constitué de deux petites jonctions délimitant une île métallique centrale polarisée par une tension V_g à travers la capacité C_g (figure 1.21). Soit q la charge des électrons en excès sur l'électrode centrale, et $Q_g = C_g V_g$ la charge induite par la capacité C_g . L'énergie électrostatique E_{ch} du système est alors :

$$E_{ch}(q, Q_g) = \frac{(q - Q_g)^2}{2C_\Sigma} \quad (1.59)$$

où $C_\Sigma = C_g + 2C$ est la capacité totale de l'île. La tension de porte V_g module l'énergie requise pour un processus tunnel et par conséquent le courant dans le transistor pour une tension V donnée.

De plus, si l'île métallique isolée par les deux jonctions tunnel est supraconductrice, le reste du circuit restant normal, l'effet de parité du nombre des électrons va apparaître. Suivant la valeur de la tension de porte, un nombre d'électrons impair sera favorisé, ce qui augmentera l'énergie de l'île d'une quantité égale à la moitié de la bande interdite, Δ [51].

1.5.2. Blocage de Coulomb de l'effet de proximité

Intéressons nous à l'effet de proximité dans un métal normal N en contact de proximité avec un métal supraconducteur S à travers une barrière tunnel de surface S et de résistance R. Dans la géométrie de la figure 1.22, la mesure de la résistance du métal N permet l'étude de l'effet de proximité dans N, tout en s'affranchissant des propriétés de la barrière tunnel ou du métal S.

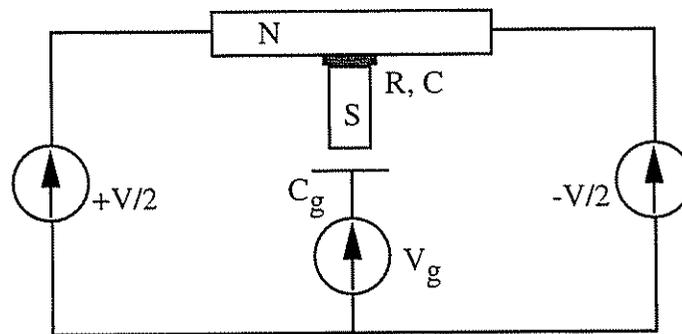


Figure 1.22 : Configuration de principe pour l'étude du blocage de Coulomb de l'effet de proximité.

La résistance du métal N est influencée par la proximité avec le supraconducteur S chargé par la capacité C_g.

Si la jonction S-N est dans les conditions d'un effet de charge, le transfert de paires de Cooper à travers l'interface et donc l'effet de proximité sont affectés. La supraconductivité par proximité dans le métal normal peut alors être modulée par une tension de porte. D'autre part, l'effet de proximité est réduit par une barrière tunnel. Ainsi, les meilleures conditions d'observation de cette compétition entre l'effet de charge et la supraconductivité par proximité sont une résistance tunnel R proche de la résistance quantique R_Q.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter le calcul mené par R. Fazio en collaboration avec le groupe de G. Schön sur l'équilibre entre le blocage de Coulomb et l'effet de proximité [52]. Le Hamiltonien du système H est somme du Hamiltonien des électrons dans le métal normal et dans le supraconducteur H₀, du Hamiltonien tunnel H_t et du Hamiltonien de charge H_{ch} :

$$H = H_0 + H_t + H_{ch} \quad (1.60)$$

Nous formulons maintenant le problème dans une approche d'action effective,

généralisant un travail antérieur [53]. La fonction de partition du système est une intégrale linéaire sur la variable de phase ϕ , reliée à la chute de tension V aux bornes de la jonction :

$$\phi(\tau) = \frac{2e}{\hbar} \int_0^\tau V(\tau') d\tau' \quad (1.61)$$

La fonction de partition Z_G vaut, à des facteurs sans importance physique près :

$$Z_G \propto \int D\phi \exp \left[-\frac{S_t(\phi) + S_{ch}(\phi, Q_g)}{\hbar} \right] \quad (1.62)$$

Les effets de charge sont compris dans l'action de charge S_{ch} :

$$S_{ch} = \int_0^\beta \left[\frac{C}{2} \left(\frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right)^2 + iQ_g \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right] \quad (1.63)$$

où $\beta = 1/k_B T$. Le couplage tunnel est décrit dans l'action tunnel S_t qui vaut au premier ordre de la transmission de la barrière $|\Gamma|^2$:

$$S_t = \int_0^\beta d\tau \int_0^\beta d\tau' |\Gamma|^2 \left\{ G_N(\tau - \tau') G_S(\tau' - \tau) \cos \left[\frac{\phi(\tau) - \phi(\tau')}{2} \right] + F_N(\tau - \tau') F_S(\tau' - \tau) \cos \left[\frac{\phi(\tau) + \phi(\tau')}{2} \right] \right\} \quad (1.64)$$

Le premier terme décrit le processus tunnel des quasiparticules, qui devient important à basse température lorsque le gain en énergie de charge excède l'énergie d'excitation des quasiparticules. Le second terme s'annule quand l'amplitude de paires F_N est nulle. Si les deux électrodes sont supraconductrices, il décrit le processus tunnel des paires de Cooper. L'approximation de premier ordre néglige les processus d'ordre plus élevé comme la réflexion d'Andreev.

L'amplitude de paires dans le métal normal peut être prise en compte en ajoutant un terme source dans le Hamiltonien :

$$H_V = \int_0^\beta d\tau \int d^3r V_N(r, \tau) \psi_{\uparrow N}(r, \tau) \psi_{\downarrow N}(r, \tau) \quad (1.65)$$

L'amplitude de paires dans le métal N de volume découle du principe d'action minimum :

$$\langle \psi_{\uparrow N} \psi_{\downarrow N} \rangle(r, t) = e^{i\phi(t)} \frac{R_Q}{R} \frac{V}{N_N(0)S} \int_0^\beta d\tau \int_0^\beta d\tau' \int_{SN} d^2\rho K(r, \rho, \tau, \tau') F_S(\rho, \rho, \tau - \tau') h(\tau, \tau', t) \quad (1.66)$$

où le noyau K est relié à la moyenne sur les impuretés du cooperon $\overline{G(r - \rho, \tau - t) G^*(r - \rho, \tau' - t)}$. La fonction h est l'amplitude pour deux processus tunnel d'électrons célibataires de N vers S aux temps τ et τ' , et le transfert de S vers N d'une paire d'électron au temps t . Cette fonction de corrélation vaut 1 dans la limite classique et est ici calculée en utilisant l'action de charge S_{ch} :

$$h(\tau, \tau', t) = \left\langle \exp \left\{ i \left[\phi(\tau) + \phi(\tau') - 2\phi(t) \right] / 2 \right\} \right\rangle_{S_{ch}} \quad (1.67)$$

Quand les dimensions d de l'île de métal N sont faibles, soit $\frac{\hbar D}{d^2} \gg \max(E_{ch}, \Delta)$, les effets de charge sont plus importants et l'amplitude de condensation des paires est uniforme :

$$\left\langle \left| \Psi_{\uparrow N} \Psi_{\downarrow N} \right| \right\rangle = \frac{R_Q}{R V \beta^3} \sum_{\omega_\mu} \sum_{\omega_\nu, \omega_\eta > 0} \frac{\Delta}{(\omega_\nu + \omega_\eta) \sqrt{\omega_\mu^2 + \Delta^2}} h(\omega_\nu - \omega_\mu, \omega_\mu - \omega_\eta) \quad (1.68)$$

où ω_μ sont les fréquences de Matsubara complexes, pôles de la fonction de distribution de Fermi : $\hbar \omega_\mu = i(2\mu + 1) \pi k_B T$, μ est un entier. Dans une île métallique plus grande, il faut prendre en compte la décroissance de l'amplitude de paires sur la longueur de cohérence normale L_T .

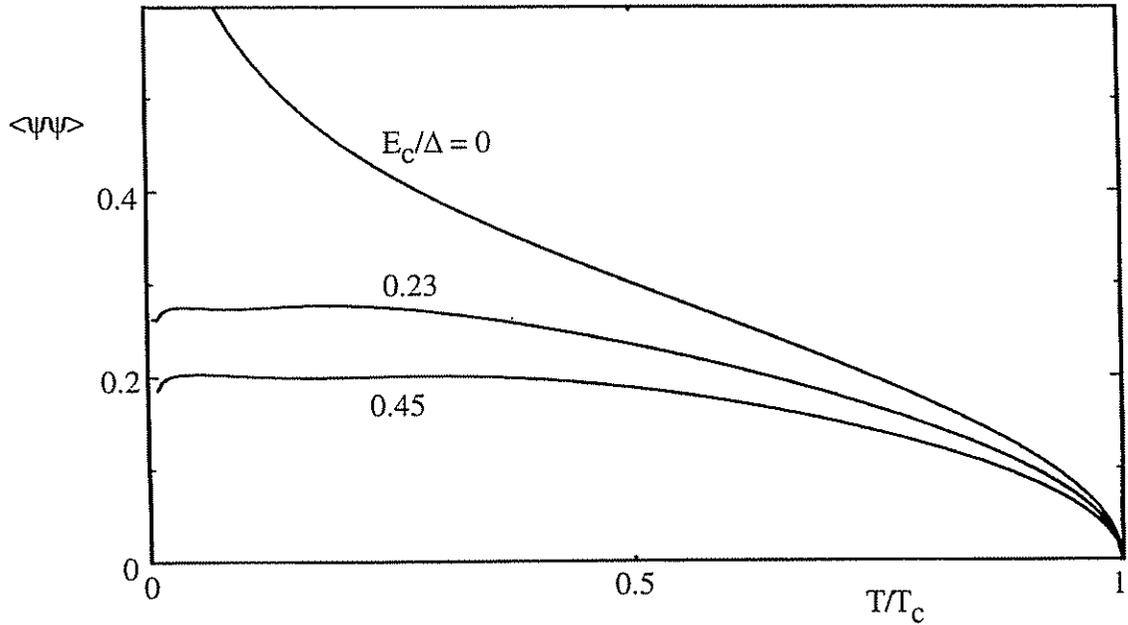


Figure 1.23 : Dépendance en température de l'amplitude de condensation des paires dans le métal normal en unité de e^2/RhV pour différentes valeurs de E_c/Δ [52].

Pour une énergie de charge nulle, le résultat classique [54] est retrouvé alors que pour E_c non nulle, l'amplitude de paires est fortement diminuée.

La dépendance en température de l'amplitude de paires dans le métal normal pour différentes énergies de charge est montrée sur la figure 1.23. Pour $E_{ch} = 0$, le résultat classique [54] est retrouvé, avec une divergence logarithmique à température nulle de l'amplitude de paires. Comparativement, pour E_c non nul, l'amplitude diminue dans toute la gamme de température et la divergence disparaît.

1.5.3. Effet de la parité

L'effet de charge peut être modulé par la tension de porte selon deux situations différentes. Si $E_{ch} < \Delta$, une quasiparticule ne peut pas traverser la barrière tunnel pour rétablir l'équilibre des charges. La réflexion d'Andréev joue ce rôle. La modulation de l'amplitude de paires a alors un comportement régulier de période $2e$ (figure 1.24). Nous remarquons que le maximum de l'effet de proximité se situe à une charge de polarisation $Q_g = e$ pour laquelle le processus tunnel d'un électron ne coûte pas d'énergie électrostatique.

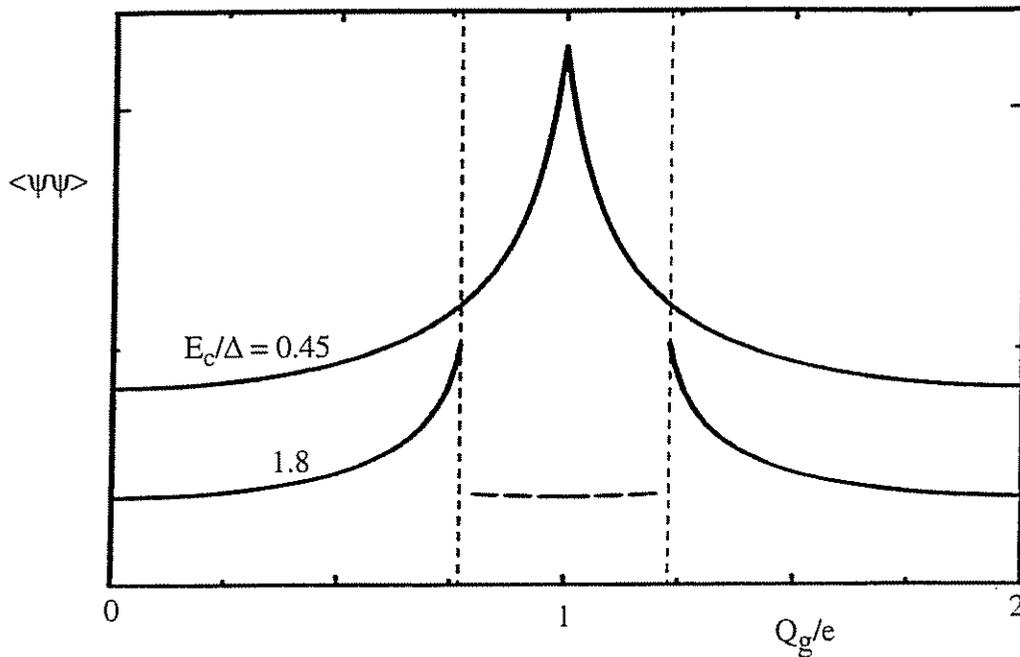


Figure 1.24 : Dépendance de l'amplitude de paires en fonction de la charge de polarisation Q_g pour $T = 0$ et différentes valeurs de E_c/Δ [52].

La périodicité est dans les deux cas $2e$ mais lorsque $E_c/\Delta > 1$ l'état de nombre impair d'électrons dans S alterne avec l'état de nombre pair suivant la valeur de la charge induite Q_g .

Si $E_{ch} > \Delta$, le processus tunnel des quasiparticules permet de diminuer l'énergie de charge de l'île métallique. A basse température, dans une première région, seuls les états de nombre pair d'électrons jouent un rôle, dans la seconde région seuls les états de nombre impair sont importants. La périodicité de la modulation reste $2e$ mais avec une alternance d'états de nombre d'électrons pair et impair. Les points de transition sont donnés par la condition de dégénérescence [51] :

$$E_{ch}(2n, Q_g) = E_{ch}(2n+1, Q_g) + \Delta \quad \text{soit} \quad q = \pm \left(\frac{e}{2} + C \frac{\Delta}{e} \right) + 2ne \quad (1.69)$$

La mesure de la largeur des zones de nombre pair et nombre impair d'électrons permet ainsi une mesure de l'énergie d'excitation des quasiparticules, comme dans un transistor à effet de charge S-N-S [51].

Dans la géométrie où plusieurs îles supraconductrices sont présentes en contact avec le métal normal, un courant de paires peut circuler sans résistance. Il est alors possible de moduler un courant supraconducteur avec une tension de porte, ce qui constitue un convertisseur tension courant. Ce dispositif forme un transistor à effet de charge dans une gamme d'impédance nouvelle. L'impédance d'entrée est alors énorme car la capacité de porte est de résistance infinie à notre échelle, et l'impédance de sortie est égale à la résistance normale du métal N, soit une dizaine d'Ohms.

1.6. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Gilabert, *Ann. Phys.* **2**, 203 (1977).
- [2] J. R. Schrieffer, in *Tunneling Phenomena in Solids*, ed. par E. Burstein & S. Lundqvist, Plenum (1969)
- [3] A. F. Volkov, A. V. Zaitsev & T. M. Klapwijk, *Physica C* **210** 21 (1993)
- [4] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Mc Graw Hill (1975)
- [5] P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Physics* **36**, 225 (1964)
- [6] G. Deutscher & P. G. de Gennes, ed. par R.D. Parks, (M. Dekker, N.Y., 1969)
- [7] B.L. Alshuler & B.Z. Spivak, *JETP Lett.* **65**, 343 (1987).
- [8] J. P. Burger, "La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces, Masson, 1974.
- [9] N. Werthamer, *Phys. Rev.* **132**, 2440 (1963)
- [10] J. Riess, *J. of Low Temp. Phys.* **52**, 259 (1983).
- [11] J. Clarke, dans *Non-equilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries*, ed. par K.E. Gray, NATO Advanced Study Institute Series, B **65**.
- [12] A. B. Pippard, F.R.S., J.G. Shepherd & D.A. Tindali, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **324**, 17 (1971).
- [13] A.F. Andreev, *Soviet Phys. JETP* **19-5**, 1228 (1964)
- [14] S.N Fisher, A.M. Guénault, C.J. Kennedy & G.R. Pickett, *Physica B* **178**, 304 (1992).
- [15] W.J. Skocpol, M.R. Beasley & M. Tinkham, *J. of Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
- [16] A.M. Kadin, L.N. Smith & W.J. Skocpol, *J. of Low Temp. Phys.* **38**, 497 (1980).
- [17] G.E. Blonder, M. Tinkham & T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
- [18] Yu.V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **21**, 655 (1965).

- [19] A. Kastalsky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken & J.P. Harbison, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3026 (1991).
- [20] A.M. Kadin & A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **25**, 6701 (1982).
- [21] P. Xiong, G. Xiao & R.B. Laibowitz, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1907 (1993).
- [22] C. Nguyen, H. Kroemer & E.L. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2847 (1992).
- [23] B.J. van Wees, P. de Vries, P. Magnée & T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
- [24] I.K. Marmokos, C.W.J. Beenakker & R.A. Jalabert, *Phys. Rev. B* **48**, 2811 (1993).
- [25] F.W.J. Hekking & Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1625 (1993) et *Phys. Rev. B* **49**, (1994).
- [26] H. Pothier, S. Guéron, D. Estève & M.H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.* **73**, (1994)
- [27] G.M. Eliashberg, *Sov. Phys. JETP* **34**, 668 (1971).
- [28] A.I. Larkin & Yu.N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **41**, 155 (1977).
- [29] G. Schön & A. Schmid, *J. Low Temp. Phys.* **20**, 207 (1975).
- [30] A.V. Zaitsev, *Sov. Phys. JETP* **51**, 111 (1979) et **52**, 1018 (1980).
- [31] A.F. Volkov, A.V. Zaitsev & T.M. Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993).
- [32] C.W.J. Beenakker, B. Rejael & J.A. Melson, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2470 (1994).
- [33] A.F. Volkov, *Phys. Lett. A* **187**, 404 (1994).
- [34] F. Zhou, B. Spivak & A. Zyuzin, preprint.
- [35] V.T. Petrashov, V.N. Antonov, S.V. Maksimov & R.Sh. Shaidarov, *JETP Lett.* **58**, 49 (1993)
- [36] V.T. Petrashov & V.N. Antonov, *Physica Scripta* **T42**, 136 (1992)
- [37] V.T. Petrashov, communication privée.
- [38] V.T. Petrashov, V.N. Antonov, S.V. Maksimov & R.Sh. Shaidarov, *JETP Lett.* **59**, 551 (1994).
- [39] C.J. Lambert, V.C. Hui & S.J. Robinson, *J. Phys. Cond. Matter* **5**, 4187 (1993).
- [40] M. Buttiker, *IBM J. of Res. & Dev.* **32**, 317 (1988).
- [41] S. Wind, M.J. Rooks, V. Chandrasekhar & D.E. Prober, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 663 (1986).
- [42] B. Pannetier, J. Chaussy & R. Rammal, *Physica Scripta* **T13**, 245 (1986).
- [43] B.L. Altshuler, A.G. Aronov & B.Z. Spivak, *JETP Lett.* **33**, 94 (1981)
- [44] D. Y. Sharvin & Yu. V. Sharvin, *JETP Lett.* **34**, 272 (1981).
- [45] B.Z. Spivak and D.E. Kmelnitskii, *JETP Lett.* **35-8**, 412 (1982)
- [46] V.T. Petrashov, V.N. Antonov, P. Delsing & R. Claeson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 347 (1993)
- [47] P.G.N. de Vegvar & L. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2351 (1993).
- [48] Yu. Nazarov, communication privée.
- [49] P.G.N. de Vegvar, T.A. Fulton, W.H. Mallison & R.E. Miller, *Phys. Rev. Lett.* **73**,

1412 (1994).

[50] voir par exemple Single Charge Tunneling, NATO Asi Series, Les Houches, ed. par H. Grabet et M.H. Dévoret, Plenum, New York (1992)

[51] P. Lafarge, P. Joyez, D. Esteve, C. Urbina & M.H. Dévoret, Phys. Rev. Lett. **70**, 994 (1993)

[52] R. Fazio, C. Bruder, A. van Otterlo & G. Schön, preprint.

[53] U. Eckern, G. Schön & V. Ambegaokar, Phys. Rev. B **30-11**, 6419 (1984)

[54] L.G. Aslamazov, A.I. Larkin & Y.N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **28-1** (1969).

CHAPITRE 2

FABRICATION D'ÉCHANTILLONS SUBMICRONIQUES

Les progrès récents des techniques de l'électronique intégrée ont ouvert de nouvelles possibilités de microfabrication d'échantillons. Des échantillons de taille micronique ou même submicronique sont maintenant à portée des laboratoires de recherche. Cette évolution technique n'est pas sans conséquence sur la physique car les théories en place sont maintenant confrontées à des situations expérimentales nouvelles.

L'effet de proximité peut ainsi être étudié dans des situations où la longueur de cohérence normale est de l'ordre des dimensions de l'échantillon. Pour un libre parcours moyen dans le cuivre égal à 300 \AA , la longueur de cohérence normale vaut $1 \mu\text{m}$ à 100 mK . Si cette taille d'échantillon est facile à atteindre, il est plus difficile de fabriquer un contact local entre un métal normal et un supraconducteur à cette échelle. Ceci est maintenant possible par la technique d'évaporation sous angle sur un masque suspendu de résine lithographié par faisceau d'électrons. Nous pouvons par cette technique ajuster la transparence de l'interface depuis un contact métallique de qualité ultra-haut-vide jusqu'à une barrière d'oxyde de résistance tunnel variable.

Nous allons dans ce chapitre exposer les différentes techniques de microfabrication d'échantillons submicroniques que nous avons utilisées. La lithographie électronique est une technique qui permet de dessiner des échantillons "sur mesure" de façon très rapide. Nous avons fabriqué tous les échantillons par le procédé de "lift off" sur une bicouche de résine. Le contrôle de l'angle des évaporations métalliques directives nous donne un degré de liberté supplémentaire qui nous ouvre un large champ de possibilités dans la réalisation d'échantillons. La fabrication de réseaux de jonctions tunnel en est un exemple. Nous étudierons en détail la fabrication et la caractérisation d'échantillons mésoscopiques de proximité.

2.1. LITHOGRAPHIE ÉLECTRONIQUE

2.1.1. Principe

Lorsqu'un faisceau d'électrons frappe une couche de résine électron-sensible, les chaînes de polymère sont coupées et leur masse moyenne diminue. Lors du développement, il s'ensuit une différence de solubilité qui peut être totale. Dans le cas d'une résine positive, ce qui est le cas le plus répandu, la résine insolée est dissoute alors que la résine non insolée demeure. La résolution de ce procédé est rarement limitée par le diamètre du faisceau: les électrons rétrodiffusés par le substrat et la taille des molécules de polymère sont les deux limitations principales que nous avons rencontrées.

Ce procédé de lithographie électronique peut être utilisé soit en technique de gravure, soit par lift off. En gravure, une couche métallique est protégée par la résine qui est lithographiée. Une gravure chimique ou au plasma réactif enlève ensuite le métal non protégé. Le procédé de lift off consiste à évaporer le métal sur un substrat recouvert d'une résine déjà lithographiée. Le métal se dépose sur le substrat uniquement au niveau des endroits de résine développée. Ce procédé nécessite un profil en surplomb de la résine, qui peut être réalisé soit par un développement adéquat, soit avec une bicouche de résine [1]. Cette dernière technique est plus facilement reproductible, c'est pourquoi elle a été développée au laboratoire.

Cette technique d'élaboration d'échantillons est très puissante mais présente néanmoins des limitations très importantes. Ainsi nous ne pouvons chauffer la résine à plus de 100°C environ pendant le dépôt, ni a fortiori évaporer un métal réfractaire qui chaufferait la résine. Cette technique peut alors être étendue avec l'emploi d'une bicouche réfractaire.

2.1.2. Résines électron-sensibles

Deux étalements de résine successifs sur un substrat de silicium ou d'oxyde de silicium constituent une bicouche de résine. La résine supérieure est une fine couche de résine à grande résolution. La couche inférieure peut être épaisse, jusqu'à un micron, et doit être plus sensible à l'insolation électronique pour le révélateur choisi. Nous avons utilisé une bicouche [2] formée des résines positives PMMA (Poly Méthyl Méta Acrylate) en solution dans l'acide acétique et copolymère PMMA/MAA (MAA pour Méta Acrylate Acide) en solution dans le chlorobenzène. Après dissolution de la résine, chaque solution est filtrée sous une pression modérée (environ 0.1 bar) d'azote propre sur un filtre Téflon de diamètre de pore 0.2 µm.

Une tournette permet de faire tourner un substrat, aspiré à son dos, avec une forte vitesse angulaire. La solution de résine est déposée sur le substrat, que l'on fait ensuite tourner

pendant un temps fixe de 30 secondes. Dans le cas d'un fluide Newtonien, l'épaisseur déposée par ce procédé est inversement proportionnelle à la racine carrée de la vitesse angulaire ω [3] :

$$e \propto \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad (2.1)$$

L'épaisseur de résine peut être mesurée au niveau d'une marche par un stylet sensible de type Tally-Step.

La plage utilisable de vitesse angulaire de la tournette est de 1000 à 10.000 tours par minute, ce qui nous donne un facteur de liberté voisin de 3 dans l'épaisseur déposée pour une même solution. Une couche d'une épaisseur de 5000 Å de copolymère est étalée à la tournette sur le substrat puis recuite à 160°C sur une plaque chauffante. Une deuxième couche de 2500 Å de PMMA est étalée puis recuite dans les mêmes conditions. Cette étape, ainsi que toutes les autres étapes du procédé de lithographie électronique, se déroulent en salle blanche afin d'éviter la contamination du substrat par des poussières.

2.1.3. Insolation électronique

Nous utilisons un Microscope Électronique à Balayage (M.E.B.) Cambridge S 240, piloté par un micro-ordinateur Apple II GS équipé d'une carte rapide fonctionnant à 64 MHz et programmé en langage machine et Basic [4]. Le programme pilote le balayage du faisceau sur le champ correspondant au grandissement, le Beam Blanking électrostatique qui permet d'allumer ou éteindre le faisceau, et le déplacement des moteurs entre deux échantillons. Chaque motif est codé sous forme de formes géométriques simples exécutées directement par l'ordinateur. Nous utilisons généralement un champ de 100 x 100 μm^2 pour le dessin de l'échantillon avec 4096 x 4096 points, soit une précision de codage d'environ 0.025 μm . Un deuxième passage sur un champ élargi de 1 x 1 mm^2 , et avec une résolution plus faible, nous permet de définir les plots de contact.

La dose nécessaire au développement de la bicouche est d'environ 100 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour une énergie des électrons incidents égale à 30 kV. Lorsque un faisceau d'électrons de haute énergie est envoyé sur un substrat, des électrons peuvent être rétrodiffusés par le substrat et insoler la résine à une distance de plusieurs microns à côté du faisceau [3]. Il s'en suit que la répartition spatiale de l'insolation peut être modélisée par la superposition d'une première gaussienne très fine de largeur égale à la taille du faisceau soit quelques centaines d'Angströms et d'une seconde gaussienne de largeur environ 5 μm . Dans le cas d'un motif étendu, ces électrons rétrodiffusés participent à l'insolation du motif. Au contraire, une ligne fine devra être surdosée pour obtenir un développement correct. Par conséquent, la dose nécessaire au bon développement d'un motif dépend de ce motif [5]. Les motifs complexes nécessitent un calcul par programme informatique des corrections de doses à apporter à chaque motif en fonction de son environnement.

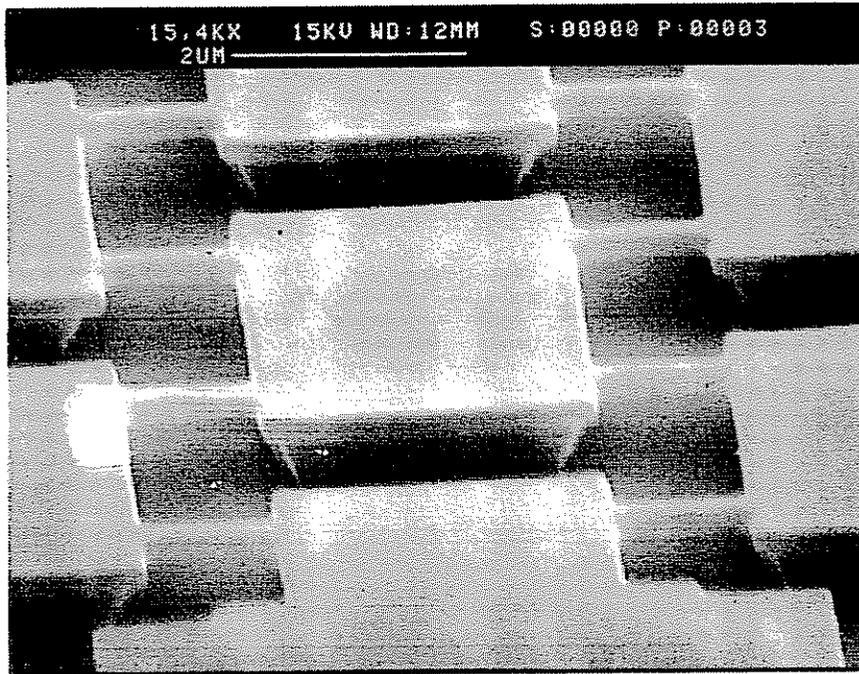


Figure 2.1 : Vue oblique au M.E.B. du masque de résine d'un réseau de jonctions tunnel larges. Des ponts de PMMA de largeur $0.2 \mu\text{m}$ et de longueur $1 \mu\text{m}$ sont dégagés.



Figure 2.2 : Vue oblique au M.E.B. d'un détail d'un masque de résine dessiné pour un échantillon de proximité. Nous distinguons le pied du bicouche constitué de copolymère.

Sur chaque plaquette, nous dessinons plusieurs échantillons à des doses différentes pour obtenir un échantillon convenablement dosé. Le courant électronique du faisceau dans le fonctionnement à résolution maximale est de 40 pA, ce qui donne un temps nécessaire à l'insolation d'une surface de $1 \mu\text{m}^2$ égal à 2.5 μs .

2.1.4. Développement et observation

Après insolation électronique, le bicouche est développé par une solution de cellosolve (nom commercial de l'éther monoéthylique de l'éthylène-glycol) et lavé dans l'isopropanol [2]. Alors que le dessin de la résine de PMMA développée est très fidèle au motif et constitue en quelque sorte un masque suspendu, le copolymère est en situation de surexposition, ce qui forme des pieds étroits pour le masque supérieur. Dans le cas où deux lignes proches sont dessinées, la plus grande sensibilité de la couche inférieure de copolymère nous permet d'obtenir un surplomb ou même un pont de PMMA (voir les figures 2.1 et 2.2) au-dessus du substrat.

L'observation au microscope optique d'échantillons est limitée par la longueur d'onde du rayonnement lumineux, soit au mieux 0.4 μm . Les figures 2.1 et 2.2 ont été obtenues par observation au M.E.B. d'un masque de résine recouvert d'un dépôt de 100 Å d'or par méthode magnétron. Ce dépôt conducteur permet l'évacuation des charges injectées par le faisceau électronique. Durant ce dépôt, la résine est recuite ce qui occasionne une déformation plastique du masque de PMMA. L'observation des détails fins est par conséquent assez limitée. Nous avons effectué un dépôt d'or par évaporation Joule sous vide qui évite le recuit de la résine. Nous observons dans ces conditions une largeur minimale de trait égale à environ 0.12 μm . La recette complète de la lithographie électronique sur bicouche épais figure en annexe 2.7 de ce chapitre.

2.2. TECHNIQUES D'ÉVAPORATION MÉTALLIQUE

2.2.1. Évaporation par effet Joule

L'évaporation par effet Joule consiste à faire passer un courant intense de plusieurs dizaines d'Ampères dans un creuset de métal réfractaire contenant une charge métallique. L'échantillon est placé à environ 20 cm de la charge dans un bâti Speedivac de type Edwards pompé par une pompe à diffusion d'huile. La pression à l'intérieur du bâti est mesurée par une jauge de type Pirani en pression primaire et de type Penning en pression secondaire. Nous obtenons de façon courante après étuvage pendant 10 heures un vide limite inférieur à

10^{-6} mbar.

La vitesse de dépôt est mesurée par un oscillateur à quartz dont la fréquence de résonance est légèrement déplacée lors de dépôt sur sa surface. Le dépôt métallique est directif et se fait à une vitesse de quelques Angströms par seconde. Un cache permet de protéger l'échantillon des dépôts métalliques pendant la phase de dégazage de la charge. L'échantillon est placé perpendiculairement à l'axe d'un moteur pas à pas compatible avec l'ultra haut vide, lui même placé sur un porte-substrat tournant. L'ensemble de ce dispositif permet de faire tourner l'échantillon selon deux axes. Nous avons effectué tous nos dépôts à température ambiante.

Dans ce bâti, l'aluminium est évaporé dans des creusets de type "gasket" en fil de tungstène de référence Mathis B1 3 X 0.03 W. Si le creuset est surchauffé à plus de 1300°C , le tungstène forme un alliage avec l'aluminium. Nous avons en effet observé au microscope électronique un creuset usagé sur lequel nous avons détecté par analyse au rayons X un composé Al_4W . Un test important consiste à vérifier au démontage que la charge d'aluminium forme une goutte brillante. Nous utilisons des charges métalliques d'aluminium de très haute pureté de marque Leico et de pureté 6N, soit 99.9999%. L'oxydation des couches d'aluminium est réalisée en régime statique. L'introduction d'oxygène dans le bâti est contrôlée par une microvanne à commande électrique.

L'argent et le cuivre sont évaporés dans des creusets de molybdène et sous des conditions de pression et de vitesse de dépôt identiques. Le cuivre évaporé est de marque Asarco et de pureté 5N. L'argent est de marque Johnson Mathey et de pureté 5N.

2.2.2. Évaporation par canon à électrons

Des couches métalliques de meilleure qualité peuvent être obtenues par dépôt par canon à électrons dans un bâti à Ultra Haut Vide (U.H.V.) Riber. Dans ce type de bâti, l'emploi de graisses est proscrit. Des joints métalliques ou exceptionnellement de type Viton non graissés sont utilisés à la place de joints de caoutchouc graissés habituels. Après chaque ouverture de la cloche, le bâti est étuvé à une température de 250°C pendant 12 heures. Une pompe ionique assistée d'un sublimateur de titane assure un vide limite inférieur à 10^{-10} mbar et de l'ordre de 10^{-8} mbar pendant les dépôts. La pression est mesurée par une jauge secondaire Bayard-Alpert. Le dégazage du bâti en vide statique est de l'ordre de 10^{-5} mbar pour 10 minutes.

Un faisceau d'électrons produit par un filament est courbé par un champ magnétique variable qui permet de centrer et de focaliser le faisceau sur le centre de la charge métallique. Des charges de différents métaux sont contenues dans un creuset de cuivre massif refroidi à l'eau, ce qui permet d'éviter toute contamination par celui-ci. L'évaporation est directive et se fait à une vitesse qui peut atteindre une dizaine d'Angström par seconde. Une pompe turbo

moléculaire assistée d'une pompe à membrane bi-étage pompe le sas, permettant d'introduire un échantillon dans le bâti en une quinzaine de minutes.

Un circuit propre de gaz a été réalisé en utilisant exclusivement des vannes entièrement métalliques. Il permet d'introduire dans le bâti une quantité contrôlée de gaz. La pression d'oxygène dans ce circuit est mesurée entre 100 et 10^{-1} mbar par une jauge capacitive Baratron dont la réponse est indépendante de la nature du gaz.

Dans ce bâti, nous déposons de façon usuelle en technique lift off de l'aluminium, de l'argent et du cuivre. Les charges métalliques sont identiques à celles utilisées en évaporation Joule.

2.2.3. Qualité d'une interface entre deux métaux

Une couche d'oxyde se forme très rapidement à la surface d'un métal exposé à une pression même modérée d'air. L'effet de proximité entre un métal normal (N) et un métal supraconducteur (S) y est particulièrement sensible. Par exemple, il a été observé [6] que l'effet de proximité de certains couples dépendait de l'ordre d'évaporation (S-N ou N-S) des deux métaux. Ceci s'explique par une différence de vitesse d'oxydation des deux métaux.

Si la pression résiduelle entre les évaporations est très faible, la surface du premier métal évaporé va rester très réactive. Lors du second dépôt, des atomes de S peuvent alors diffuser dans N ou vice-versa. Cette diffusion va aboutir soit à une solution solide au voisinage de l'interface avec éventuellement un gradient de concentration, soit à la formation de composés intermétalliques S_xN_y dont les propriétés supraconductrices peuvent être très différentes de S ou de N. Cette couche peut généralement être assimilée à une couche de libre parcours et donc de longueur de cohérence normale très faible, ce qui va affaiblir fortement l'effet de proximité.

En conclusion, les évaporations métalliques des métaux constituant les échantillons doivent être préférentiellement réalisées sous ultra haut vide afin d'éviter la formation d'oxyde à l'interface. Le choix des métaux est également très important pour diminuer la diffusion à l'interface. Nous avons choisi l'aluminium et le cuivre ou l'argent, en premier lieu pour des raisons de compatibilité avec la technique de lift-off. Nous aborderons à la fin de ce chapitre la caractérisation des couches et bicouches évaporées afin de justifier à posteriori nos choix.

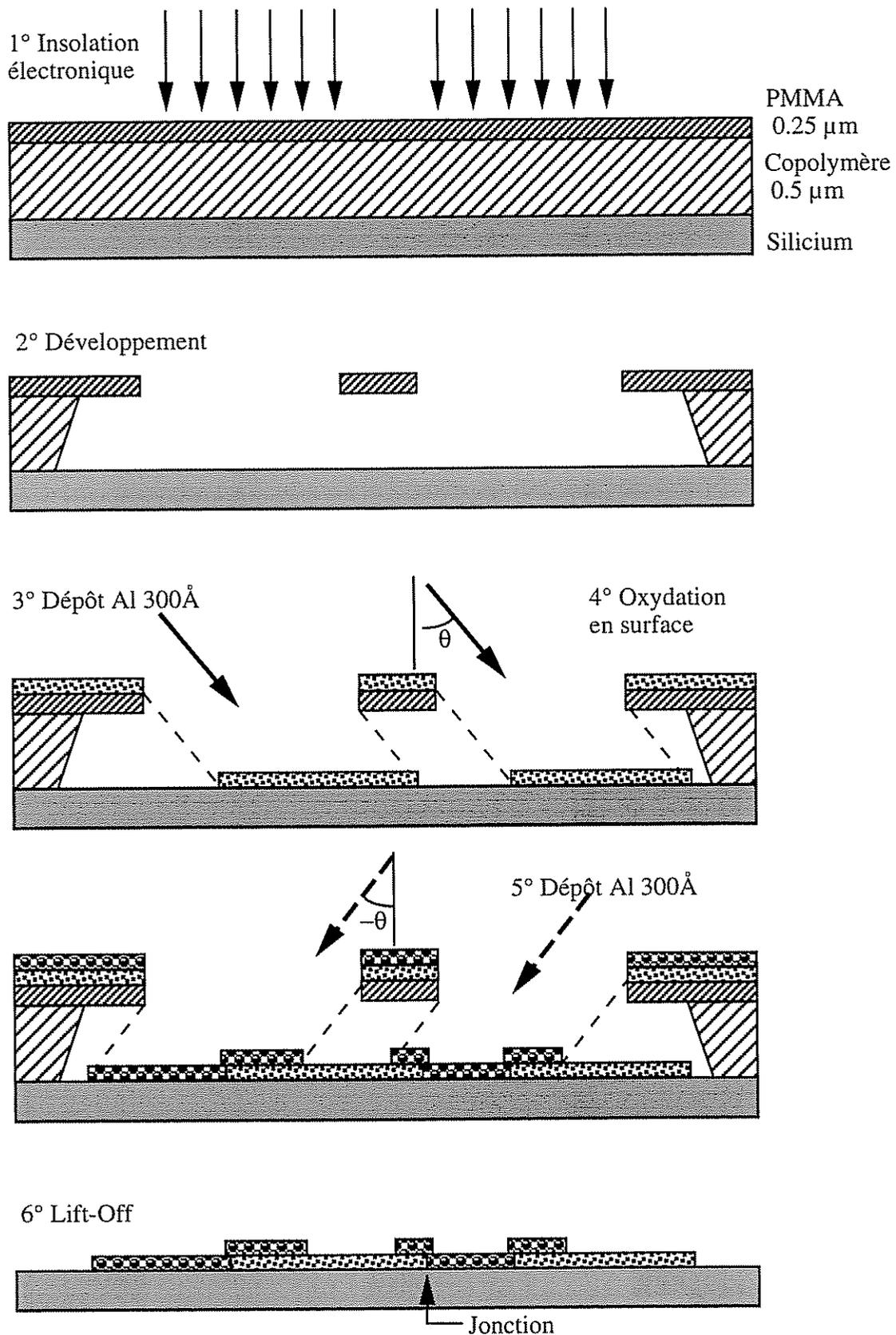


Figure 2.3 : Coupe d'un échantillon au niveau d'une jonction tunnel, pendant la fabrication par Lift Off d'une jonction tunnel submicronique .

Une première évaporation sous un angle de 20° , suivie d'une oxydation ménagée et d'une évaporation sous l'angle opposé forment une jonction tunnel submicronique.

2.3. DÉPÔTS MÉTALLIQUES SOUS ANGLE CONTRÔLÉ

Nous avons mis au point un porte substrat entièrement mécanique tournant autour de deux axes. Ce porte-substrat fonctionne avec une crémaillère lubrifiée avec du sulfure de molybdène et peut être étuvé [7]. Si nous inclinons le substrat de 45° par rapport à l'axe substrat-source métallique, nous obtenons sur la hauteur de 5000 Å du copolymère un décalage de 0.5 µm du dépôt par rapport au dessin sur la couche supérieure de PMMA [8]. Comme nous pouvons utiliser deux axes de rotation, nous pouvons décaler le dépôt dans les deux directions du plan. Cette possibilité est utilisée dans deux cas typiques que nous allons maintenant exposer.

2.3.1. Jonctions tunnel submicroniques

Pour fabriquer une jonction tunnel submicronique entre deux électrodes, nous dessinons par lithographie électronique deux segments de droites se faisant face de façon à ne laisser qu'environ 0.2 µm de discontinuité (figure 2.3). La résine inférieure, plus sensible, laisse un passage libre sous un pont de PMMA. Lors de l'évaporation métallique, le pont de PMMA définit deux dépôts différents. Le dégagement permettra le contact entre deux dépôts successifs sous angle à travers la barrière tunnel. Nous déposons d'abord une première couche d'aluminium d'environ 300 Å d'épaisseur selon un angle de 20° par rapport à la normale. Ce dépôt métallique est ensuite oxydé par pression statique ménagée d'oxygène. Enfin un deuxième dépôt d'aluminium selon l'angle opposé complète la jonction. Le contact entre les deux dépôts ne se fait qu'à travers la barrière d'oxyde d'aluminium. La figure 2.4 montre une partie d'un réseau de 28 X 26 jonctions tunnel en aluminium que nous avons fabriqué.

La résistance tunnel de la jonction dépend de l'épaisseur d'oxyde, donc de la pression d'oxygène appliquée. Une pression de $2 \cdot 10^{-3}$ à $5 \cdot 10^{-2}$ mbar est appliquée pendant un temps fixe de 10 minutes. Nous avons ainsi fabriqué des jonctions de surface de 0.2 µm X 0.2 µm. La capacité d'une telle jonction peut être estimée par la formule semi empirique suivante [9] :

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{1 \text{ \AA}} \quad (2.2)$$

Une jonction de surface 0.1 µm X 0.1 µm a une capacité d'environ 1 fF (10^{-15} Farad), soit une énergie de charge par un électron $E_c = \frac{e^2}{2C}$ de l'ordre de 1 Kelvin. Nous avons fabriqué des jonction submicroniques de résistance tunnel comprise entre quelques kilOhms et plusieurs mégOhms.

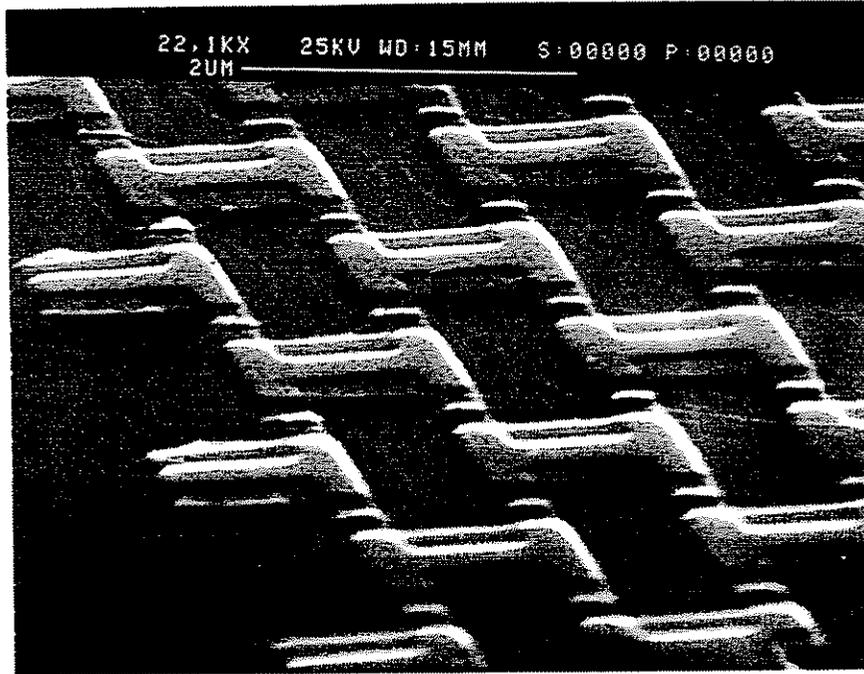


Figure 2.4 : Réseau de jonctions tunnel en aluminium de surface de $0.2 \times 0.2 \mu\text{m}^2$. Les jonctions sont constituées par les sur-épaisseurs entre deux îles d'aluminium. Nous observons entre les jonctions des résidus du développement de la résine. Des jonctions de plus grande taille sont présentes au niveau de chaque île.

2.3.2. Échantillons hybrides

La technique de dépôt métallique sous angle contrôlé permet également de fabriquer des échantillons constitués de différents métaux, déposés à des endroits contrôlés à l'échelle submicronique. Imaginons un motif formé de deux lignes se croisant à angle droit. Ce motif est fidèlement reproduit sur le PMMA tandis que le copolymère est plus largement développé, ce qui dégage un pont entre les deux lignes (figure 2.5).

Une première évaporation sous un angle de 45° selon la direction de la ligne horizontale va déposer le premier métal sur cette ligne. Sur la ligne verticale le même dépôt métallique va déplacer la ligne métallique de $0.5 \mu\text{m}$ par rapport au masque. Le dépôt se fait donc sur le flanc de la résine copolymère et va donc être enlevé lors de la dernière étape du procédé. Une deuxième évaporation sous un angle de 45° par rapport à la direction de la ligne verticale va déposer le second métal sur cette ligne. Le dépôt à travers la ligne horizontale du PMMA sera éliminé lors de l'étape du lift off. Si les lignes sont assez rapprochées, nous pouvons ainsi réaliser un contact contrôlé à l'échelle submicronique entre ces deux dépôts. Le contrôle de l'angle d'évaporation (au degré près) permet de contrôler très précisément la largeur de recouvrement des deux dépôts.

Par rapport à la technique précédente de fabrication de jonctions tunnel par évaporation sous angle faible, cette technique présente l'avantage d'éviter le doublement des structures. Une limitation de cette technique est que l'épaisseur métallique totale déposée sur la résine ne peut pas dépasser environ 2000 Å, sous peine de déformer la résine. D'autre part, il est important de se soucier des passages de marche qui peuvent interrompre un motif continu du masque si l'on fait deux évaporations avec des angles différents.

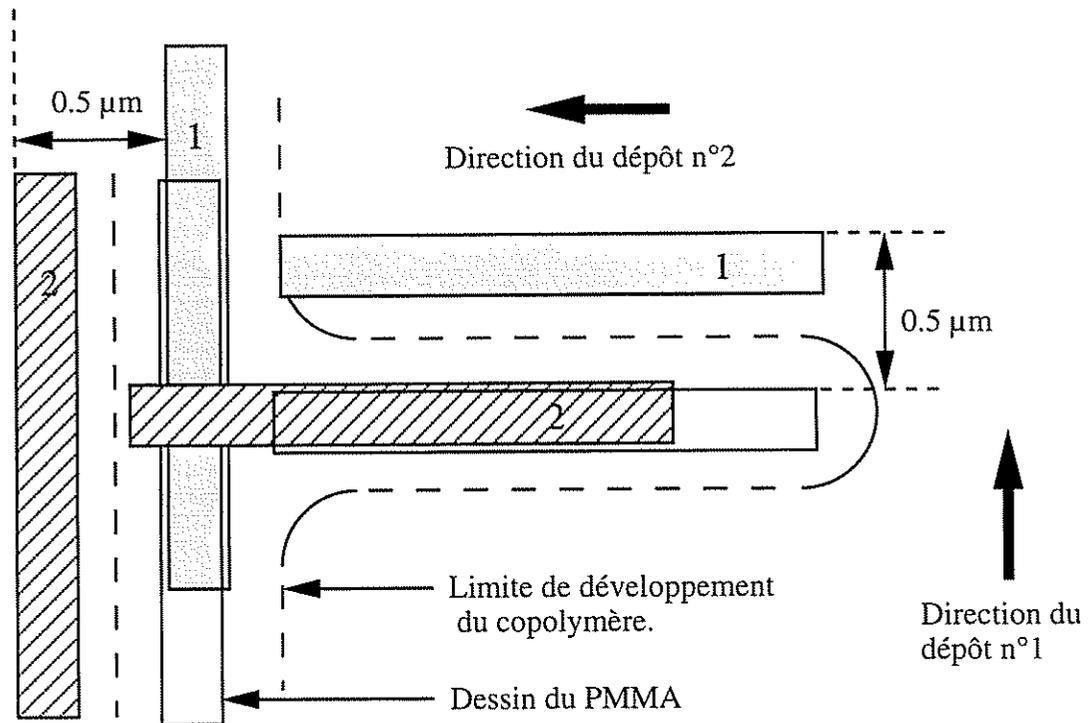


Figure 2.5 : Schéma de principe de fabrication d'un échantillon de proximité.

A partir du masque suspendu de PMMA (en rectangles blancs), par deux évaporations directives obliques avec deux axes, nous obtenons deux dépôts métalliques (gris noir et clair) déplacés d'environ 0.5 µm dans les deux directions du plan. Les deux motifs déposés en dehors de la zone de développement de la résine supérieure vont être enlevés au lift off.

Ces deux évaporations métalliques ont lieu dans le même cycle de pompage sans briser le vide. L'interface entre ces dépôts est ainsi de très haute qualité, à la condition qu'il n'y ait pas de diffusion intermétallique à l'interface. Nous pouvons aussi créer une couche d'oxyde à l'interface par introduction d'une pression ménagée d'oxygène. Enfin si nous considérons deux directions d'évaporation à 45° selon les deux directions du plan du substrat, nous pouvons obtenir au moins quatre dépôts de composition et de position différentes sur un même substrat.

2.4. ÉTAPE DU LIFT OFF

La dernière étape de la fabrication d'échantillons submicroniques est le lift off proprement dit qui consiste à enlever toute la résine non développée avec les dépôts métalliques sur celle-ci. Seul subsiste le dépôt métallique déposé sur le substrat. L'échantillon est trempé pendant environ 10 minutes dans un bain d'acétate de cellosolve à 62°C, puis séché à la soufflette à azote propre. Un bref passage aux ultrasons accélère le décollement de la résine recouverte du métal superflu ainsi que l'enlèvement des fils de métal évaporé sur les flancs de résine qui pourraient se redéposer sur le substrat après dissolution de la résine. La figure 2.6 montre un échantillon constitué d'une ligne d'argent en contact périodique avec des lignes perpendiculaires d'aluminium.

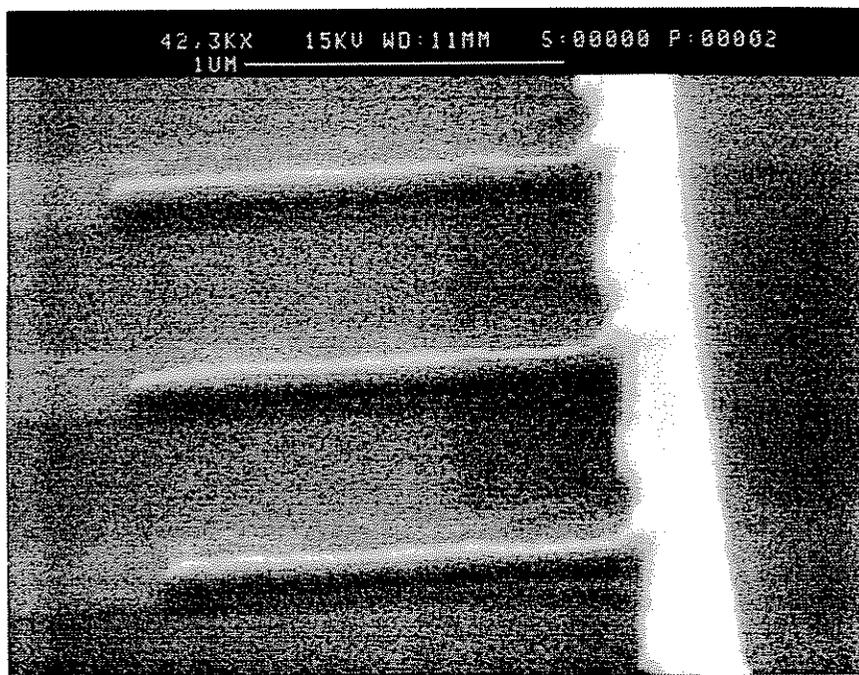


Figure 2.6 : Vue oblique au M.E.B. d'un échantillon de proximité.

L'échantillon est constitué d'une ligne d'argent de largeur $0.2 \mu\text{m}$ périodiquement (période $0.8 \mu\text{m}$) en contact avec des îles métalliques d'aluminium.

2.5. CARACTÉRISATION

2.5.1. Mesures de transport

La qualité des couches métalliques évaporées est caractérisée par le Rapport de Résistivité Résiduelle (R.R.R.) qui est égal au rapport entre la résistivité de la résistance à la température ambiante, dominée par les phonons, et la résistivité à basse température, dominée par les impuretés. Ce rapport est d'autant plus grand que la résistance à basse température est faible, et les impuretés rares.

$$RRR = \frac{R(300\text{ K})}{R(4\text{ K})} \quad (2.3)$$

Nous avons mesuré le RRR de couches métalliques évaporées sous ultra haut vide par canon à électrons, ainsi que celui de bicouches métalliques d'aluminium avec du cuivre ou de l'argent (tableau 2.1). Ces couches d'épaisseur moyenne (1000 Å) ont été évaporées à température ambiante, ce qui justifie des RRR de l'ordre de 3 à 4 dans les meilleures conditions.

	ép. Cu,Ag (Å)	ép. Al (Å)	RRR
Cu	1000		3.0
Al		500	3.4
Al sur Cu	1000	500	2.7
Ag	1000		3.2
Al		500	3.1
Al sur Ag	1000	500	2.5 puis 1.8

Tableau 2.1 : Tableau des RRR de couches et bicouches métalliques de différentes épaisseurs évaporées sous ultra haut vide par canon à électrons.

Nous remarquons que le RRR des bicouches est plus faible que la moyenne pondérée des RRR des couches des deux constituants. Nous pouvons expliquer en partie ce phénomène par une moindre qualité de la deuxième couche déposée à cause de la rugosité de la surface de la première couche. Une couche de transition à l'interface où un peu de diffusion intermétallique peut avoir lieu est probable. Le rapport de résistivité de la bicouche étant toujours très différent de 1, nous ne sommes pas en présence d'un alliage. La diffusion, si elle a lieu, ne se fait que sur une longueur très inférieure à l'épaisseur de la couche et que l'on peut estimer à quelques dizaines d'Angströms.

Le cuivre et l'argent donnent des résultats similaires quand aux rapports de résistivité des bicouches. L'absence d'effet de vieillissement a été vérifié sur les couches de cuivre, d'aluminium, d'argent et bicouches de cuivre et aluminium. Les bicouches d'argent et aluminium que nous avons élaboré présentent un effet de vieillissement prononcé en quelques jours. Le RRR d'une bicouche test est ainsi passé de 3.15 à 1.8 en trois jours, ce qui est le signe d'une diffusion à l'interface.

2.5.2. Microscopie électronique par transmission

Afin de caractériser la qualité des fils métalliques lithographiés ainsi que la qualité du contact entre les différents dépôts, nous avons voulu observer en microscopie électronique par transmission (T.E.M.). Pour cela, nous avons fabriqué des échantillons selon le même procédé que décrit ci dessus sur une membrane en carbone déposée sur du mica. Les évaporations ont été réalisées en vide classique par évaporation Joule. La membrane est ensuite décollée du Mica et posée sur une grille de microscopie électronique pour l'observation. La figure 2.7 montre un réseau bidimensionnel de fils de cuivre et d'aluminium vu en microscopie électronique et la figure 2.8 un détail de ce même réseau. Nous pouvons distinguer les grains de chaque dépôt métallique, d'une taille de l'ordre de quelques centaines d'angströms. L'échantillon est de très belle qualité.

2.6. NOTES ET RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Olivier Buisson, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1990).
- [2] P.E. Howard, E.L. Hu & L.D. Jackel, IEEE Transactions on Electron Devices **28**, 1378 (1981).
- [3] Wayne M. Moreau, Semiconductor Lithography, p. 291, Plenum Press 1988
- [4] Le programme machine et Basic a été écrit par J.-L. Génicon
- [5] Mihir Parikh, IBM J. Res. Develop. **24**, 4 (1980)
- [6] J.-P. Burger, La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces, Masson (1974)
- [7] J. Geneste et T. Crozes ont réalisé le porte-substrat tournant à deux axes.
- [8] G. J. Dolan and J. H. Dunsmuir, Physica B 152, **7** (1988)
- [9] L. J. Geerligs, V.F. Andereg, C.A. van der Jeugd, J.R. Romijn & J.E. Mooj, Europhys. Lett. **10**, 79, 1989.

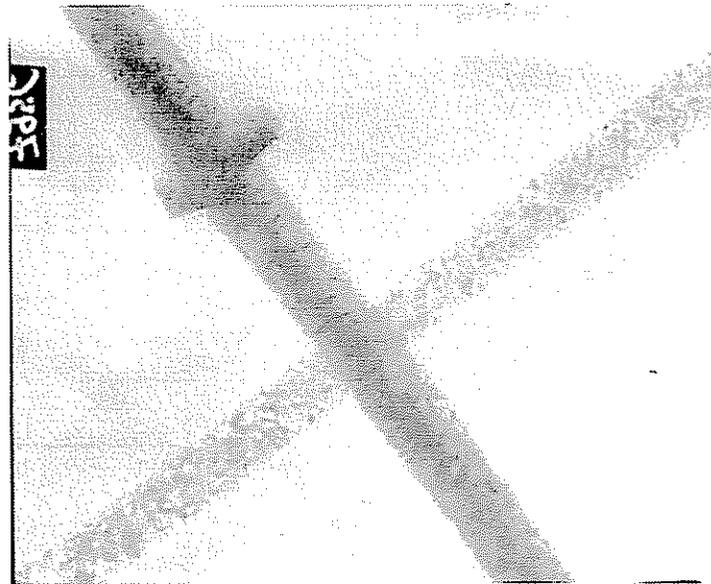
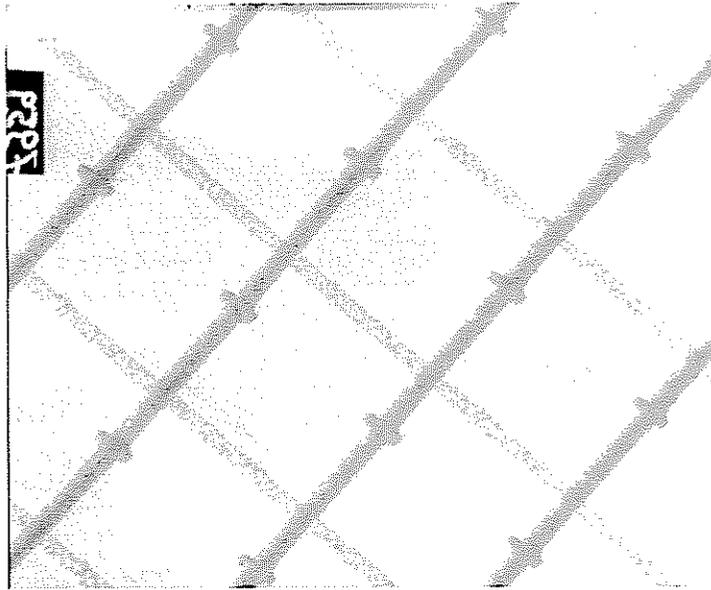


Figure 2.7 et 2.8 : Photos au Microscope Électronique à Transmission (T.E.M.) d'un réseau bidimensionnel.

Les fils de cuivre (en foncé) et d'aluminium (en clair), de largeur environ $0.2 \mu\text{m}$, sont arrangés selon une maille de $2.5 \mu\text{m}$. Nous pouvons distinguer les grains du dépôt. L'élargissement en un point du fil de cuivre est lié à un élargissement du masque de résine au croisement des deux lignes.

2.7. ANNEXE : PROCÉDÉ BICOUCHE ÉPAIS

Dans cette annexe, nous détaillons les différentes étapes de lithographie électronique sur bicouche de résine.

Étalement :

Étuvage substrat 120°C	qq. min.
Étalement Copolymère PMMA/MAA 9 % en poids dans acide acétique	30 sec.
Recuit 160°C sur hot plate	5 min.

Vitesse (tr/min)	copolymère 6%	copolymère 9%	PMMA 3%	PMMA 5%
2000	3750	8000	2400	
4000	2750	5800	1700	2000
6000	2200	(4600)	1400	
8000	1925	(4000)	1225	(1400)

Tableau 2.2 : Epaisseurs des couches de résines électron sensibles en fonction de la vitesse de la tournette pour différentes solutions.

Le copolymère est constitué de PMMA et de MAA.

Étalement PMMA (135 K) 3 % en poids dans ϕ Cl	30 sec.
Recuit 160°C sur hot plate	5 min.

Développement :

Cellosolve: isopropanol 1+1	1 min.
Rinçage isopropanol	

Lift-off :

Acétate de cellosolve 62°C, Ultrasons pendant 1 sec	20 min.
---	---------

CHAPITRE 3

DISPOSITIF DE MESURE DE TRANSPORT ÉLECTRONIQUE

La mesure du transport électrique dans des systèmes physiques à très basse température demande un grand soin dans le blindage et le filtrage des signaux de mesure. Notre but est de réaliser des mesures de transport de grande sensibilité à température régulée entre 20 mK et la température critique de l'aluminium en couche mince, soit 1.5 K. De plus, un champ magnétique permet de faire transiter l'aluminium dans l'état normal à basse température et de faire apparaître des interférences quantiques entre courants électroniques.

Nous avons utilisé pour nos mesures de transport un réfrigérateur à dilution pouvant atteindre 20 mK en continu [1]. Une platine régulée en température a été placée à l'intérieur d'une bobine supraconductrice sous vide pouvant appliquer un champ magnétique jusqu'à 1 Tesla. Un court-circuit supraconducteur thermalisé à 1 K permet de piéger un champ magnétique constant dans la bobine. Une deuxième bobine permet de balayer un champ magnétique faible sans réchauffer l'interrupteur supraconducteur.

L'échantillon doit être protégé de tout rayonnement de source thermique ou d'origine extérieure. Dans notre montage, des capillaires de matériau supraconducteur blindent les fils de mesure vis à vis de l'extérieur. Le porte-échantillon blindé intègre des filtres rejetant les hautes fréquences sur chaque fil de mesure. L'échantillon lui-même est enfermé dans une boîte métallique fermée, dans laquelle les passages électriques des fils de mesure sont assurés par des capacités de traversée.

Un ensemble de source de courant à faible bruit et amplificateur de tension comporte un étage bas niveau appartenant au même blindage que le cryostat. L'ensemble des appareils de mesure est piloté par informatique.

3.1. RÉALISATION DU PORTE-ÉCHANTILLON

3.1.1. Conception du porte-échantillon

Nous avons conçu un porte-échantillon constitué d'un point froid relié thermiquement à la boîte à mélange du réfrigérateur à dilution et d'une platine dont la température est régulée. Le schéma de la figure 3.1 montre les deux pièces en cuivre sont tenues mécaniquement par trois tiges en inox de diamètre 1.5 X 2 mm et de longueur 40 mm. La fuite thermique ainsi engendrée est de $450 \mu\text{W/K}$, ce qui est négligeable devant la fuite thermique calibrée.

Nous désirons réguler la température avec précision jusqu'à 1.5 K, la température de transition de l'aluminium en couche mince. La dilution peut supporter une puissance de $100 \mu\text{W}$ sans se désamorcer. La fuite thermique en cuivre peut donc avoir un rapport S/ℓ égal à 6.10^{-5} m , soit $\ell = 5.3 \text{ cm}$ de fil de 2/10 mm. Si le boîtier de cuivre contenant l'échantillon a la capacité calorifique de 35 g de cuivre, la constante de temps sera alors de 10 s, ce qui est acceptable.

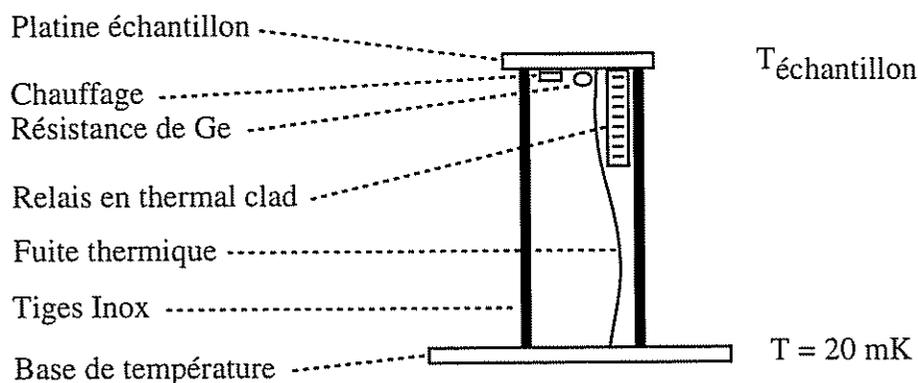


Figure 3.1 : Schéma de principe du montage cryogénique utilisé :

La platine de l'échantillon est tenue à la platine thermalisée à la boîte à mélange ($T = 20 \text{ mK}$) par trois tiges inox. Le chauffage et le thermomètre de Germanium sont placés sur la platine de l'échantillon thermalisée à la boîte à mélange par une fuite thermique calibrée. La thermalisation des fils de mesure est assurée par une plaque de thermal clad fixée sur la platine régulée en température.

Les fils de mesure et de chauffage sont constitués de fil supraconducteur Niomax de diamètre 7/100 mm constitué de niobium-titane dans une matrice de cupro-nickel. Ces fils sont thermalisés à la température de la boîte à mélange par des capacités de traversée et au niveau de l'échantillon par une pièce de thermal clad [2] (figure 3.1). Le thermal clad est constitué d'une plaque de 1.6 mm de cuivre recouverte d'un isolant en polyimide d'épaisseur environ $80 \mu\text{m}$ et d'un feuillard de cuivre d'épaisseur 0.16 mm. Nous pouvons facilement

graver le feuillard de cuivre par attaque dans un bain de perchlorure ferrique, ce qui permet de dessiner des contacts électriques électriquement isolés de la masse mais thermalisés au cuivre massif.

Une couche d'accrochage du dépôt de polyimide en nickel est présente à la surface du cuivre massif, ce qui risque de créer un champ magnétique parasite. Nous avons mesuré l'aimantation d'une pièce de thermal clad de surface 28 mm^2 avec un magnétomètre à SQUID. L'aimantation mesurée à saturation de 5.10^{-2} uem correspond à une couche de $0.72 \text{ }\mu\text{m}$ de nickel. Le champ magnétique créé est alors de l'ordre de $5 \text{ }\mu\text{T}$ à 1 mm de la pièce, ce qui est faible devant le champ résiduel à l'intérieur du cryostat.

3.1.2. Régulation en température

La susceptibilité d'un sel paramagnétique CMN, qui obéit à la loi de Curie, permet de mesurer la température de la boîte à mélange de la dilution. La température de la platine régulée est donnée par la mesure en technique quatre fils d'une résistance de germanium. Nous utilisons un pont de mesure alternatif basse fréquence (33 Hz) PIO Barras Provence. La température de l'échantillon est régulée en envoyant un courant de chauffage dans une jauge de contrainte de résistance $350 \text{ }\Omega$ collée sur la platine régulée.

A basse température ($T < 100 \text{ mK}$), la phase du signal de tension varie et il devient nécessaire de régler la phase de détection à chaque point de mesure. Nous pouvons réguler la température avec cette résistance de façon fiable jusqu'à 42 mK . En dessous de cette température, nous utilisons une résistance de carbone $51 \text{ }\Omega$ de marque Matsushita, ou la mesure de la température de la boîte à mélange.

3.2. BOBINE DE CHAMP MAGNÉTIQUE

Le champ magnétique critique supraconducteur de couches minces d'aluminium étant de l'ordre de 50 mT à basse température, nous désirons pouvoir appliquer une induction de l'ordre de 100 mT sur nos échantillons. Le fort diamètre du calorimètre nous a conduit à préférer la solution d'une bobine supraconductrice sous vide. Il convient alors d'éviter la dissipation de chaleur trop importante au niveau de l'échantillon. Un système d'interrupteur supraconducteur permet d'obtenir un champ magnétique très stable, sans aucun chauffage dans le calorimètre.

3.2.1. Conception d'une bobine supraconductrice sous vide

Dans une bobine solénoïde, le coefficient $\frac{H}{I}$ entre le courant I et le champ créé H , est proportionnel au nombre de spires par unité de longueur et inversement proportionnel au diamètre. Nous avons donc choisi une bobine de faible diamètre constituée de fil très fin qui nous permet d'avoir un grand nombre de spires par couche. En conséquence, cette bobine sera thermalisée à la température de la boîte à mélange de la dilution. Un fil monofilamentaire de niobium-titane Vacuum Schmelze, Vacryflux 5001, dans une matrice cuivre et de diamètre fil nu 0.1 mm, isolé 0.12 mm a été utilisé. Une matrice cuivre est préférable à une matrice cupronickel afin de mieux thermaliser la bobine. La bobine réalisée comporte 10230 spires en 22 couches non rangées sur un mandrin de cuivre de diamètre extérieur 40 mm et de longueur 61 mm.

Nous pouvons alors calculer par un programme informatique :

$$\frac{H}{I} = 183 \text{ mT / A}$$

$$L = 2.6 \text{ H}$$

L'homogénéité du champ magnétique est de 1 % sur 3 mm.

3.2.2. Conception d'un interrupteur supraconducteur

Envoyer un fort courant dans une bobine à basse température, sous vide et très proche d'un échantillon n'est pas un problème standard de cryogénie. Le circuit de la bobine doit être entièrement supraconducteur dans sa partie basse température afin d'éviter tout chauffage. Un fil avec une matrice cuivre générerait un court-circuit thermique entre la bobine et les parties plus chaudes, et est donc prohibé. Par ailleurs, les alimentations de fort courant sont rarement exemptes de bruit, ce qui risque de perturber la mesure de l'échantillon.

Un interrupteur supraconducteur en parallèle avec la bobine (fig. 3.2) permet d'obtenir un champ stable en se découplant complètement de l'alimentation en courant. L'interrupteur est constitué d'un fil supraconducteur de niobium à matrice de cupronickel qui peut être chauffé au dessus de sa température de transition ($T_c \approx 9 \text{ K}$) par un élément chauffant sur lequel il est bobiné. La résistance de cet élément passe donc de zéro à quelques Ohms. Cet interrupteur est relié à un bain thermique généralement à 4 K et forme avec la bobine un circuit entièrement supraconducteur à basse température. Le principe est d'appliquer le courant désiré dans la bobine avec l'interrupteur en position ouverte. Ensuite l'interrupteur est fermé et l'alimentation de courant est coupée. Le courant appliqué est alors piégé dans la bobine fermée sur elle même par le court circuit supraconducteur. Un interrupteur supraconducteur placé, comme c'est usuellement le cas, dans le bain à 4 K apporterait, par conduction thermique le long du circuit supraconducteur, trop d'énergie à la bobine de champ magnétique thermalisée à la température de la chambre à mélange. Nous

avons donc choisi de thermaliser le court-circuit supraconducteur à la boîte à 1 K du réfrigérateur à dilution.

3.2.3. Réalisation et test du montage

Le contact électrique entre le fil de la bobine à matrice cuivre et le fil supraconducteur à matrice cupronickel doit être supraconducteur ou de résistance R la plus faible possible. Le temps caractéristique de décroissance du champ piégé sera alors égal à L/R . La contribution principale est celle du cupronickel sur l'épaisseur de la matrice. Nous avons donc soudé à l'étain, qui est supraconducteur à 3.7 K, les deux fils sur une longueur de plus de 10 cm afin d'abaisser au maximum cette résistance (figure 3.2).

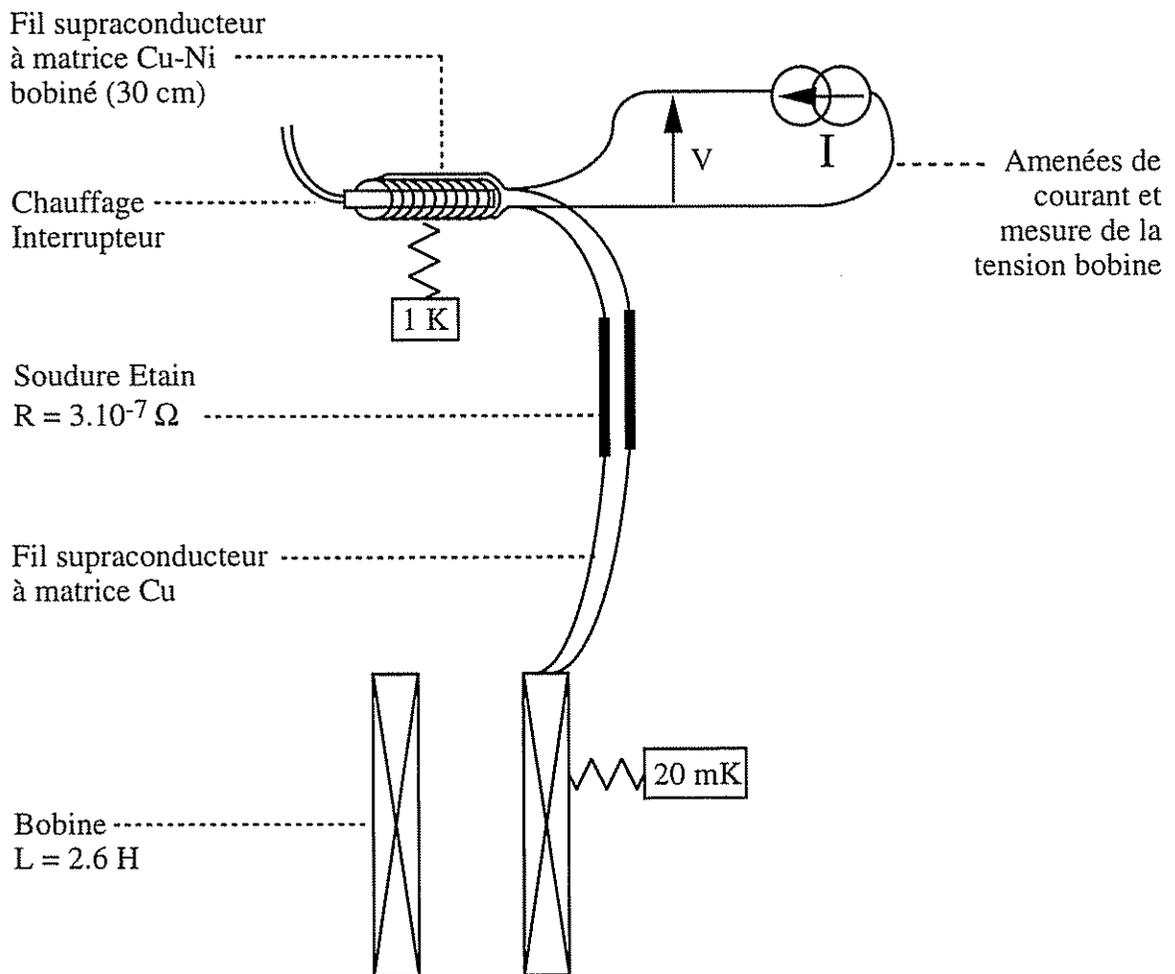


Figure 3.2 : Schéma de principe du montage de la bobine et de l'interrupteur supraconducteur . L'interrupteur supraconducteur froid (à 1 K) forme avec la bobine à 20 mK et les fils supraconducteurs à matrice de cupro-nickel un circuit supraconducteur fermé. Un chauffage permet de le chauffer à plus de 9 K, et ainsi ouvrir le circuit supraconducteur.

Nous avons réalisé un interrupteur supraconducteur constitué d'environ 30 cm de fil supraconducteur à matrice de cupronickel, soit une résistance de 3.95Ω à 300 K et 2.5Ω à 4 K. Un courant de 3.3 mA dans l'élément chauffant ($R = 63 \Omega$) soit une puissance de 1 mW suffisent à faire transiter le fil en quelques minutes. Lorsque l'interrupteur est chauffé à 9 K, la température minimale de l'échantillon est 120 mK. Le support de l'interrupteur comporte une fuite thermique qui permet de le chauffer à 9 K sans apporter trop d'énergie à la boîte à 1 K.

Nous avons mesuré la décroissance du champ dans la bobine : une heure après avoir refroidi l'interrupteur et coupé le courant, nous rétablissons le courant et nous réchauffons l'interrupteur. La tension lue aux bornes de la bobine est $L \frac{dI}{dT}$ et la surface S de ce signal intégré sur le temps sera donc $L \Delta I$. Or le courant I suit une loi de décroissance exponentielle de constante de temps L/R , nous trouvons donc rapidement que : $R = S/tI$. Nous avons mesuré avec un courant de 1 A, $R = 3.5 \cdot 10^{-7} \Omega$. Cette valeur de résistance correspond à une décroissance relative du champ de 10^{-4} en une heure, ce qui est tout à fait suffisant pour notre application. La puissance dissipée au niveau de la boîte à mélange par 1 A est alors de $0.3 \mu W$, ce qui est de l'ordre de la puissance frigorifique du réfrigérateur à 20 mK.

Ce montage nous donne donc entière satisfaction en ce qui concerne les champs magnétiques statiques. Nous avons obtenu un champ magnétique d'environ 0.75 T en envoyant 4 A dans la bobine, sans faire transiter les fils. Si nous voulons faire un balayage en champ, nous devons en revanche chauffer l'interrupteur en continu, ce qui réchauffe l'échantillon à plus de 120 mK.

3.3. CONCEPTION DE LA BOÎTE BLINDÉE ET FILTRÉE DE L'ÉCHANTILLON

3.3.1. Principe

L'échantillon doit être placé dans une boîte fermée thermalisée à la même température que l'échantillon. Il a été expérimentalement observé que le simple fait de mettre une surface de quelques millimètres carrés portée à 1 K en regard de l'échantillon suffit à fausser une mesure de blocage de Coulomb [3].

Nous avons conçu et réalisé une boîte blindée destinée à recevoir l'échantillon et qui comporte des filtres haute fréquence pour chaque fil de mesure. Une pièce de thermal clad est utilisée sur sa face utile pour l'emplacement de l'échantillon et les relais électriques sur lesquels nous faisons les contacts. Un filtre haute-fréquence intégré, de type RC distribué, est

réalisé sur la face cuivre de la même pièce (figure 3.4). Des capacités de traversée assurent un passage blindé des fils de mesure d'une face à l'autre (figure 3.3).

3.3.2. Mise en oeuvre

Une pièce de thermal clad est tournée à la dimension adéquate et percée de trous pour les fixations et les capacités de traversée ainsi que deux trous taraudés qui serviront à fixer le capot. Les relais électriques sont dessinés au scalpel dans une feuille de ruban adhésif collé sur la pièce puis gravés par attaque acide. Nous étalons une couche de PPQ sur la face arrière polie qui est ensuite recuite à une température limitée à 200°C pour éviter la formation de bulles dans le PPQ. La fabrication des filtres haute fréquence intégrés est réalisée comme décrit dans le chapitre 4 ; un dépôt de cupro-nickel est évaporé puis lithographié par U.V. pour former huit filtres RC en parallèle (figure 3.4) et les plots de contacts d'entrée et de sortie de chaque filtre.

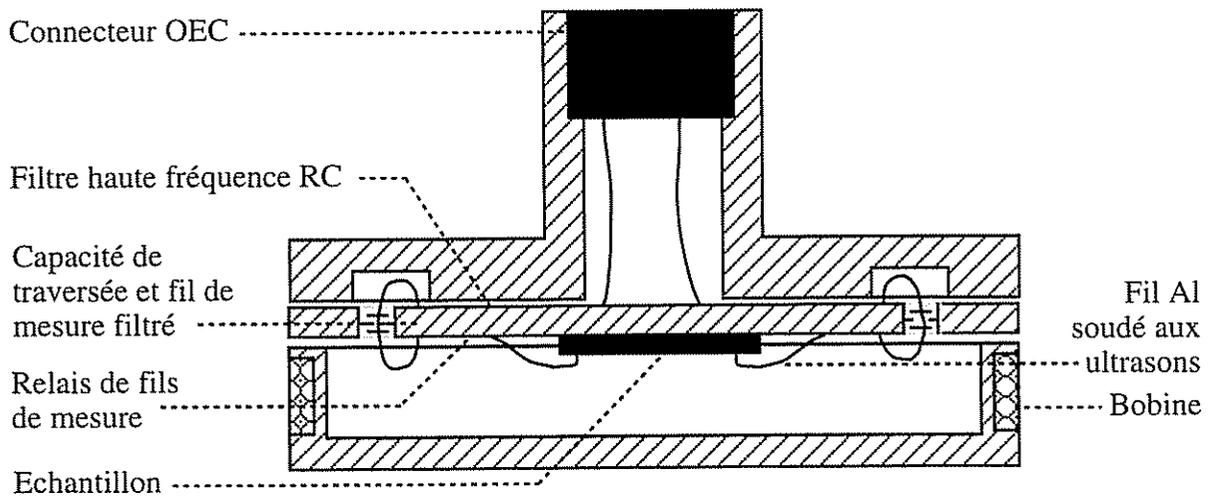


Figure 3.3 : Coupe du boîtier blindé.

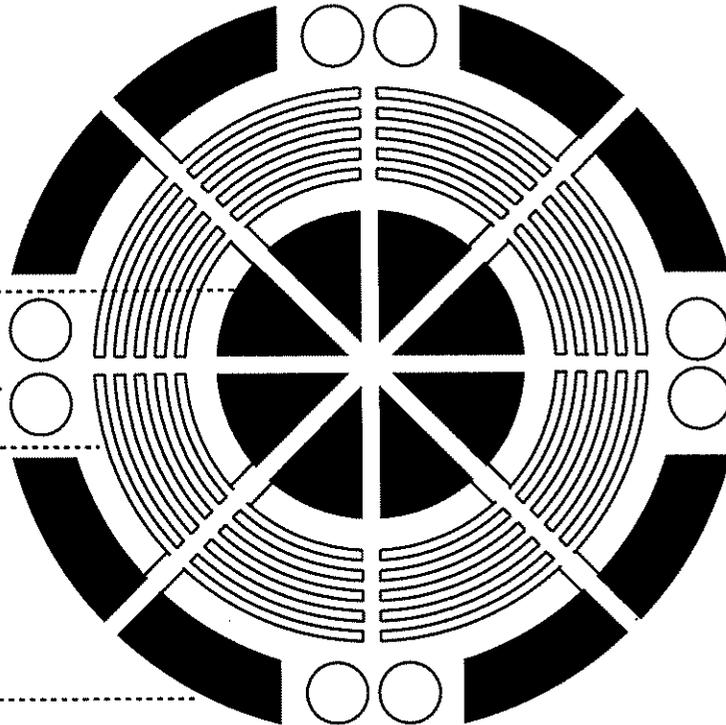
Le filtre haute fréquence est situé sur la face supérieure du thermal clad sur laquelle est plaquée une pièce de cuivre isolée par un dépôt de PPQ. L'échantillon et ses contacts de mesure sont situés sur l'autre face. Les passages électriques sont assurés par des capacités de traversée placées dans l'épaisseur du thermal clad.

Face Cuivre

Plot de contact
d'entrée des fils de
mesure non filtrés

Emplacement des
capacités de traversée

Filtre haute fréquence



Plot de contact de
sortie du filtre des
fils de mesure

Face Thermal clad

Relais en thermal clad

Emplacement
de l'échantillon

Emplacement des
capacités de traversée

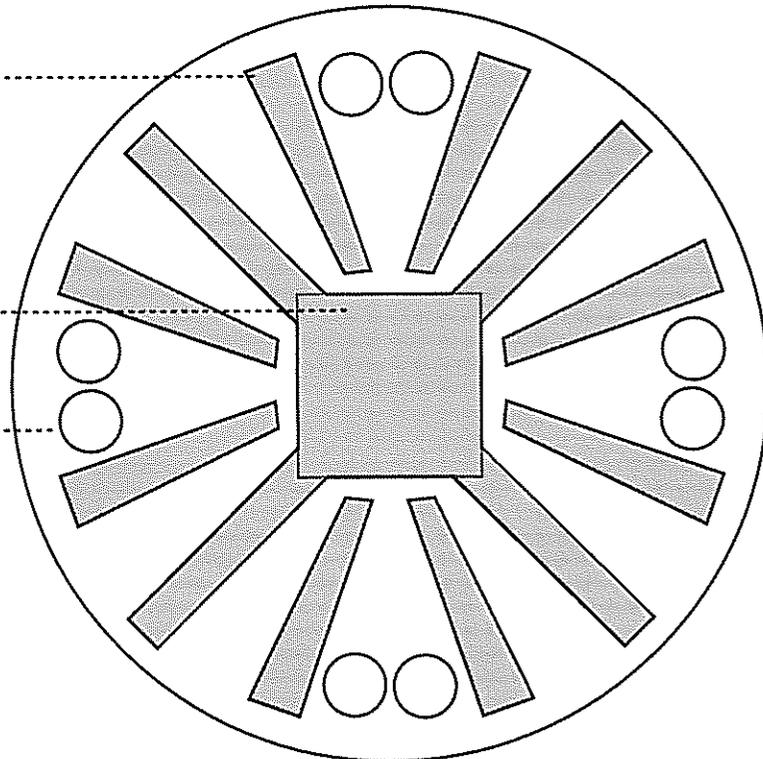


Figure 3.4 : Schéma des deux faces de la pièce de thermal clad constituant le porte-échantillon. Sur la face cuivre, les zones noires figurent le motif du filtre haute-fréquence constitué de cupro-nickel déposé sur un dépôt isolant de PPQ. Sur la face thermal clad, les zones grisées sont en cuivre et forment les contacts électriques (à la périphérie) et l'emplacement de l'échantillon (au centre).

Une capacité de traversée est constituée d'une âme centrale et d'une paroi extérieure de géométrie d'ailettes imbriquées, ce qui donne une forte surface en regard. Un diélectrique céramique de classe 1 forme alors une capacité importante à toute fréquence et toute température. Des capacités de traversée de 100 pF sont soudées dans l'épaisseur de la plaque de thermal clad. Un fil passe à l'intérieur de la capacité et est soudé de part et d'autre de la pièce à l'étain sur un plot de contact en thermal clad d'un côté, et au métal de Wood sur un plot de contact en cupro-nickel de l'autre (figure 3.3) [4]. Ces capacités assurent ici un passage électrique hermétique aux hyperfréquences tout en participant au filtrage par leur capacité propre. Elles forment avec la résistance du filtre un filtre passe bas du premier ordre de fréquence de coupure 1.6 MHz lorsque la résistance du filtre vaut 1 k Ω .

Un capot de cuivre recouvert d'isolant est placé sur les filtres et maintenu en place par deux vis. Un connecteur O.E.C. 7 broches y est inséré. Six fils sont reliés aux plots centraux du motif des filtres (figure 3.3) alors que le septième fil relie le porte-échantillon à la masse.

Après dégraissage de la surface en cuivre du thermal clad au trichloroéthylène, l'échantillon est placé au centre du porte-échantillon. Les contacts entre les relais de thermal clad et l'échantillon sont réalisés avec des fils d'aluminium de diamètre 33 μm grâce à une micro-soudeuse à ultrasons. La résistance électrique de l'échantillon est testée avec une source de courant limitée à 200 mV en tension et à 1 μA en courant.

3.3.3. Deuxième bobine

Une demi-boîte de cuivre serrée par huit vis sur la pièce de thermal clad complète la boîte blindée. Le contact thermique entre la platine régulée et la boîte blindée est assuré par un contact or sur or. Sur la tranche de cette boîte est intégrée une bobine qui permet d'obtenir des champs magnétiques faibles à basse température. Cette bobine est constituée de 400 spires de fil Vacryflux 5001 de 0.12 mm de diamètre bobiné sur un diamètre de 34.68 mm. Nous pouvons estimer par un calcul : $\frac{H}{I} = 11.2 \text{ mT / A}$. Cette deuxième bobine permet de balayer un champ faible sur l'échantillon sans le réchauffer à 120 mK.

3.4. CIRCUIT DE MESURE DE TRANSPORT

3.4.1. Blindage des fils de mesure

Nous désirons faire des mesures de transport électronique à très basse température et à haute sensibilité dans des systèmes physiques très sensibles aux perturbations extérieures, comme les transistors à un seul électron. Par conséquent, nous devons protéger les fils de tout bruit provenant de l'environnement.

A l'entrée du cryostat, tous les fils sont filtrés par des filtres LC d'inductance $470 \mu\text{H}$ et de capacité 220 pF , soit une fréquence de coupure 500 kHz . Le cryostat est protégé du champ magnétique extérieur par deux écrans de μ -métal successifs.

Nous avons installé quatre fils de constantan $2/10 \text{ mm}$ et deux fils de cuivre $7/100 \text{ mm}$, torsadés deux à deux. Quatre fils sont utilisés pour une mesure en "quatre fils" de la résistance de l'échantillon et deux sont utilisés pour commander des tensions de porte. Ces six fils ont été placés dans des capillaires dont l'intérieur a été nettoyé et agrandi à l'acide chlorhydrique, et immobilisés par de la cire.

Un premier capillaire de cupro-nickel placé dans le tube de pompage du calorimètre descend les six fils de la tulipe Jaeger jusqu'à un point de thermalisation à 1 K (figure 3.5). Un tore de ferrite à l'entrée du capillaire filtre les signaux haute fréquence. Un deuxième capillaire de niobium-titane thermalisé sur l'échangeur de la dilution puis sur la boîte à mélange est directement connecté à la boîte blindée de l'échantillon. Ce deuxième capillaire est démontable grâce à des connecteurs O.E.C. 7 broches que nous avons blindés.

3.4.2. Électronique de mesure

Nous avons mis au point avec le Service Électronique du laboratoire un ensemble source de courant-amplificateur de tension qui permet de mesurer les caractéristiques courant-tension d'échantillons de résistance comprise entre une fraction d'ohm et plusieurs mégohms. L'étage de signaux bas niveau se trouve dans un boîtier blindé fermé par un joint haute-fréquence et placé directement sur la tulipe Jaeger à la sortie du cryostat. L'échantillon peut être court-circuité pendant le refroidissement. Un câble multifils blindé connecté à un connecteur de sortie filtré relie l'étage bas niveau et l'étage haut niveau. L'étage haut niveau comporte notamment l'alimentation et les derniers étages d'amplification de la tension.

Une source de courant de gammes 1 nA à $10 \mu\text{A}$ pleine échelle est commandée soit en façade par un potentiomètre 10 tours, soit par un signal continu ou basse fréquence (jusqu'à 1 kHz) extérieur de 10 Volts pleine échelle. La source est référencée à la masse à l'entrée du cryostat. Le signal de tension est amplifié en sortie d'un facteur réglable entre 10 et 10^4 . Les

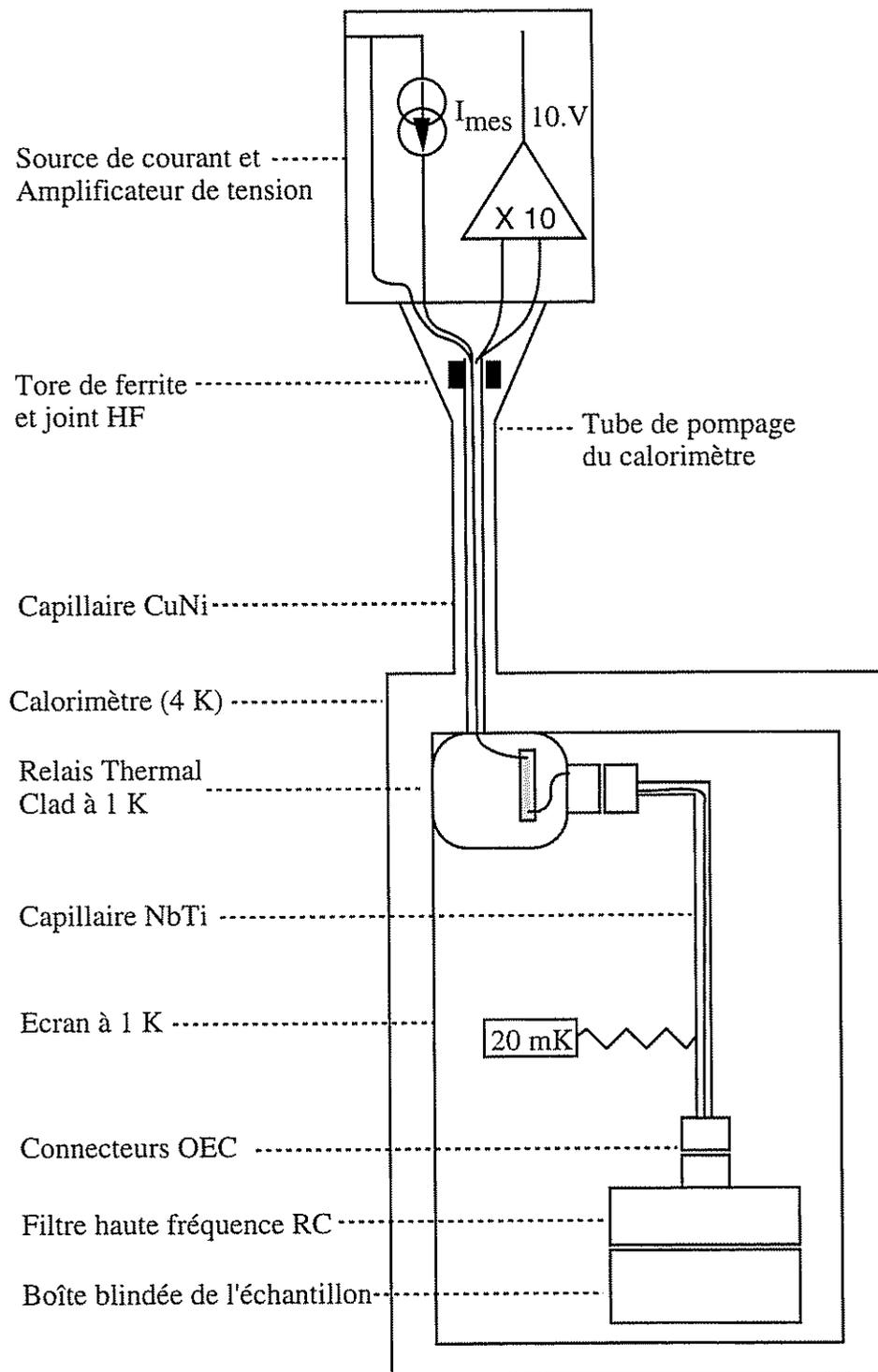


Figure 3.5 : Schéma du circuit de mesure de transport électrique.

Un capillaire de cupro-nickel descend les six fils (un seul est représenté) de la température ambiante à la température de 1 K. Un capillaire supraconducteur (NbTi) blinde les fils entre la boîte à 1 K et la boîte blindée de l'échantillon.

amplificateurs opérationnels utilisés sont de type AD 743 JN et ont un bruit en tension de $3.6 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$ à 100 Hz et en courant de $6.9 \text{ fA} / \sqrt{\text{Hz}}$.

Nous utilisons en général une détection synchrone NF 5610B comportant un oscillateur interne. Le générateur interne permet d'envoyer le signal alternatif de fréquence proche de 300 Hz qui commande le courant de l'échantillon. La détection mesure le signal de tension synchrone. La détection synchrone est référencée à la masse par la source de courant. Le bruit obtenu est de l'ordre du bruit des amplificateurs d'entrée de l'amplificateur de tension.

3.4.3. Acquisition de données

L'ensemble des appareils de mesure et de commande est commandé par un bus IEEE relié à un micro-ordinateur HP 9000-300 utilisant un programme Basic 4.0. Les tensions continues de commande du courant et d'une tension de porte ainsi que le courant de chauffage de l'interrupteur supraconducteur sont fournies par une carte DAC 14 bits insérée dans la centrale d'acquisition de données HP 3852A. Nous avons ainsi 4096 points de consigne en tension de commande. Ces signaux sont flottants et ne sont référencés à la masse qu'au niveau de la source de courant.

L'alimentation de courant de la bobine et tous les réglages de la détection synchrone sont commandés via le bus IEEE. Un multiplieur relié au port série de l'ordinateur commande la température de régulation du pont Barras Provence dont l'équilibre est contrôlé par informatique. Nous utilisons une loi d'extrapolation polynomiale de degré 9 entre le logarithme de la résistance et le logarithme de la température.

Les signaux analogiques à la sortie de la détection synchrone sont mesurés par un voltmètre intégrateur compris dans la centrale. Le temps d'intégration peut aller jusqu'à 16 cycles de 50 Hz, soit 320 ms. Le bruit de mesure est alors de $1 \mu\text{V}$, ce qui est tout à fait négligeable devant le bruit de sortie des amplificateurs de tension.

3.5. NOTES ET RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P. Gandit, Thèse de l'U.S.T.M.G., Grenoble, (1983)
- [2] M. Charalambous, J. Chaussy, P. Lejay and V. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **71**, 436 (1993)
- [3] J. Hergenrother, M.T. Tuominen & M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **72**, 1742 (1994).
- [4] Le montage des porte-échantillons a été réalisé par B. Picot.

CHAPITRE 4

FILTRES HAUTE-FRÉQUENCE INTÉGRÉS

Lorsque l'énergie de charge E_c de la capacité d'une jonction par une charge élémentaire devient plus grande que l'énergie d'excitation thermique $k_B T$, le processus tunnel des électrons est bloqué. Le blocage de Coulomb permet de mettre en évidence expérimentalement la quantification de la charge par un effet de transistor sensible à la charge d'un seul électron [1].

L'observation expérimentale de cet effet reste subordonnée à la parfaite thermalisation de l'échantillon et du circuit de mesure. Le transport électronique dans un métal, dans l'état supraconducteur ou dans le régime de localisation faible par exemple, est peu affecté par les quasiparticules hors d'équilibre avec les phonons. Le blocage de Coulomb du processus tunnel des électrons à travers une barrière tunnel y est très sensible, car ces excitations suffisent à permettre le passage d'un courant significatif d'électrons à travers la barrière.

Le circuit de mesure doit être filtré de manière à rejeter le bruit produit par le circuit de mesure se trouvant à une température comprise entre la température de l'échantillon et 300 K. Nous montrerons dans ce chapitre la nécessité de filtres cryogéniques à très basse température. L'atténuation requise est estimée à - 200 dB à 20 GHz.

Afin de remplir ces conditions, nous avons conçu un nouveau type de filtre fabriqué par des techniques de microlithographie U.V.. L'intégration de ce filtre sur un substrat de cuivre permet de réduire la taille de ces filtres et de concevoir un porte-échantillon filtré aisément thermalisé à très basse température (cf. Chapitre 3). Les tests en hyperfréquences montrent la nécessité de concevoir avec soin la boîte blindée comprenant le filtre.

4.1. COUPLAGE AVEC L'ENVIRONNEMENT ÉLECTRO-MAGNÉTIQUE

4.1.1. Taux de transition tunnel

Considérons une jonction tunnel de capacité C et de résistance R_t supérieure à la résistance quantique $R_Q = \frac{h}{e^2} \approx 26 \text{ k}\Omega$. Nous allons dans la suite analyser l'effet de l'environnement sur le taux de transfert des électrons à travers une jonction. L'environnement, formé par la partie à plus haute température du circuit de mesure, est pris en compte via une impédance Z_e à la température T_e . Un filtre, d'atténuation A supposée constante, est placé à la température de la jonction polarisée en tension. La figure 4.1 montre le circuit électrique vu par les signaux électriques de haute fréquence, dans l'hypothèse où le circuit de mesure est parfaitement thermalisé par les relais thermiques à la température $T_e = 1 \text{ K}$.

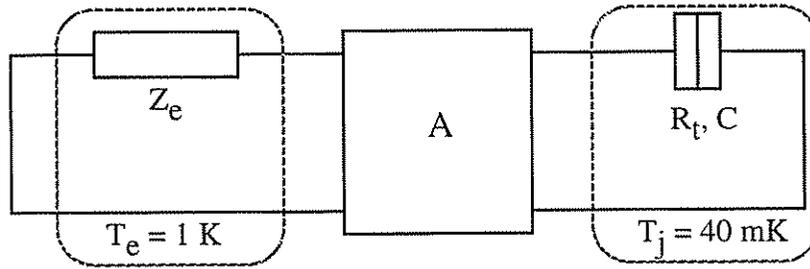


Figure 4.1 : Circuit de bruit équivalent au dispositif considéré :

Le bruit thermique de l'impédance Z_e à la température T_e est envoyé vers la jonction de capacité C et de résistance R_t à la température T_j à travers le quadripôle-filtre d'atténuation A .

Nous allons, dans la suite de ce paragraphe, suivre le raisonnement original de J.M. Martinis et M. Nahum [2]. Le taux de transfert Γ_0 des électrons en absence d'environnement ne dépend que de la température T_j de la jonction et de la différence d'énergie électrostatique ϵ entre l'état initial et l'état final [2] :

$$\Gamma_0(\epsilon) = \frac{\epsilon}{e^2 R_t} \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T_j}\right)} \quad (4.2)$$

Le taux de transfert des électrons Γ de la jonction dans son environnement s'écrit :

$$\Gamma(\epsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_0(\epsilon - E) P(E) dE = \Gamma_0 * P \quad (4.1)$$

où $P(E)$ dépend de Z_e et donne la probabilité pour l'environnement d'absorber l'énergie E .

Nous négligeons les fluctuations quantiques comprises dans $P(E)$ pour ne considérer que les fluctuations thermiques [2]. Les fluctuations thermiques sont données par la théorie de l'environnement [3] :

$$P_T(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{\frac{iEt}{\hbar} + \frac{2\pi}{\hbar R_Q} \int_0^{+\infty} \frac{S_V(\omega)}{\omega^2} [\cos \omega t - 1] d\omega\right\} dt \quad (4.3)$$

où $S_V(\omega)$ est la densité spectrale, en fonction de la pulsation ω , du bruit thermique en tension au niveau de la jonction.

4.1.3. Transitions tunnel assistées par photon

La densité spectrale du bruit thermique d'une impédance Z_e à la température T_e est donnée par la loi de rayonnement de Planck :

$$S_V^e(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\Re[Z_e(\omega)] \hbar \omega}{\exp(\hbar \omega / k_B T_e) - 1} \quad (4.4)$$

La figure 4.2 montre le comportement de $S_V^e(f)$ en unité de la constante de Boltzman k_B en fonction de la fréquence f pour une résistance R de 1Ω placée à 1 K ou à 40 mK . La densité spectrale vaut à basse fréquence $\frac{2}{\pi} k_B T_e R$ jusqu'à la fréquence de coupure $\frac{k_B T_e}{\hbar}$ qui vaut 20 GHz à 1 K . La densité spectrale $S_V(\omega)$ vue par la jonction est alors déduite des différentes sources de bruit $S_V^e(\omega)$ et des atténuations des filtres cryogéniques éventuels.

Dans un dispositif à blocage de Coulomb comme le transistor à un électron (voir le chapitre 1), une tension de porte extérieure permet de faire varier l'énergie ϵ nécessaire à une transition tunnel, et définit ainsi des régions de fonctionnement où les transitions tunnel sont énergétiquement favorables ($\epsilon > 0$), ou défavorables ($\epsilon < 0$). Les transitions assistées par photon ne contribuent que pour une faible part au courant formé par les transitions énergétiquement favorables ($\epsilon > 0$). Le taux de transitions énergétiquement défavorables ($\epsilon < 0$), interdites à basse température ($k_B T_j < \epsilon$), est lui par contre notablement affecté par les transitions assistées par les photons haute fréquence. Nous allons dans la suite nous limiter à cette situation et montrer que le taux de transitions tunnel peut être dominé par les transitions assistées par les photons hors-équilibre avec la jonction provenant de l'impédance Z_e à la température T_e .

Pour E négatif et tel que $E < -k_B T_e$, nous pouvons développer l'exponentielle dans l'expression (4.3) de $P_T(E)$, soit :

$$P_T(E) = \frac{\pi S_V\left(\frac{|E|}{\hbar}\right)}{R_Q E^2} \quad (4.5)$$

Le taux de transfert des électrons $\Gamma_0(\epsilon)$ à travers la jonction à la température T_j est alors majoré d'un terme $\Gamma_e(\epsilon)$ proportionnel à $S_V(\epsilon/\hbar)$:

$$\Gamma(\varepsilon) = \Gamma_0(\varepsilon) + \Gamma_e(\varepsilon)$$

$$\Gamma_e(\varepsilon) \propto S_V\left(\frac{|\varepsilon|}{\hbar}\right) \quad (4.6)$$

Ces transitions induites par photon se traduisent au niveau expérimental par une température effective de l'échantillon supérieure à la température T_j des phonons. Des filtres cryogéniques à très basse température et de très forte atténuation sont alors nécessaires pour observer un phénomène caractéristique de la température de la jonction T_j . Nous allons dans la suite déterminer quelles performances sont requises pour se placer dans des conditions de thermalisation effective des électrons à très basse température (40 mK).

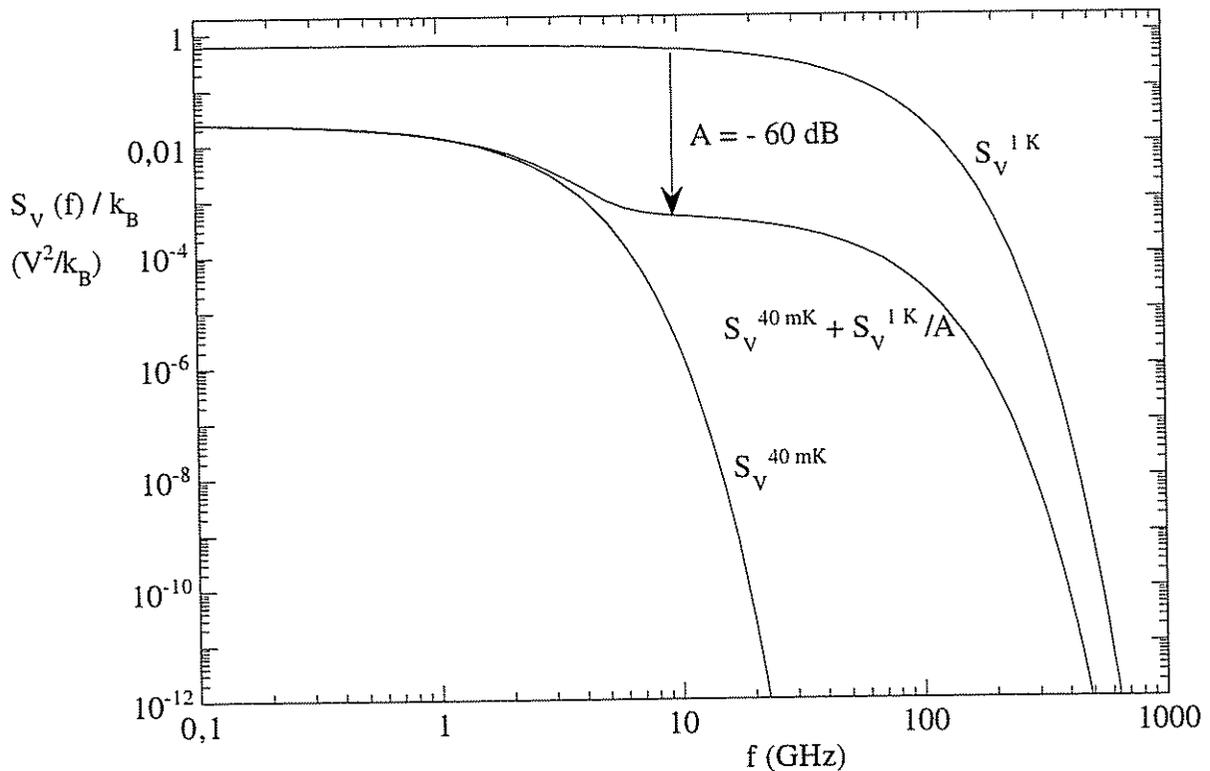


Figure 4.2 : Répartition spectrale du bruit en tension d'une résistance à 1 K et à 40 mK et du bruit total vu par la jonction filtrée (voir la figure 4.1).

Un filtre d'atténuation $A = -60$ dB ne suffit pas à ramener le bruit vu par la jonction à sa valeur donnée par la même résistance à 40 mK. La résistance de l'environnement est prise égale à 1Ω .

4.1.3. Performances des filtres requises

Dans le cadre de notre schéma de bruit, la distribution $S_V(\omega)$ vue par l'échantillon est la superposition de la source de bruit $S_V^{1K}(\omega)$ à 1 K atténuée par le filtre d'atténuation A , et de la source de bruit $S_V^{40mK}(\omega)$ à 40 mK. Considérons à titre d'exemple un circuit composé

d'un jonction tunnel à 40 mK et d'une impédance à 1 K séparés par un filtre d'atténuation A (figure 4.1). Nous avons alors la relation :

$$S_V = S_V^{40\text{ mK}} + S_V^{1\text{ K}} / A \quad (4.7)$$

La figure 4.2 montre la distribution spectrale du bruit thermique au niveau de la jonction lorsque un filtre d'atténuation - 60 dB est placé à 40 mK. Nous voyons que si A n'est pas très grand, la densité spectrale vue par l'échantillon à 40 mK, et donc le taux de transfert des électrons, seront affectés par l'impédance du circuit à 1K.

Un filtrage efficace est caractérisé par la condition $\frac{\Gamma_e}{\Gamma_0} < 1$, qui, injecté dans la relation (4.3), se traduit par l'inégalité :

$$S_V^{1\text{ K}} / A < S_V^{40\text{ mK}} \quad (4.8)$$

Cette condition requiert, à titre d'exemple, une atténuation de - 200 dB à 20 GHz. Cette performance n'est pas atteinte par les filtres usuellement utilisés [4, 5]. Nous allons dans la suite de ce chapitre exposer la fabrication et le test de filtres d'une conception nouvelle réalisés dans le but de remplir ces spécifications.

4.2. CONCEPTION DES FILTRES

Nous désirons fabriquer un filtre passe-bas laissant passer le courant continu et rejetant les hyperfréquences. Les ondes hyperfréquences n'ont pas besoin de fil électrique continu pour se propager. La technique usuelle consiste à fabriquer, à partir d'éléments macroscopiques, des résistances et des capacités pour former un circuit RC ou LC [6]. Un grand soin doit être apporté au blindage du filtre vis à vis de l'extérieur, et entre l'entrée du filtre et la sortie.

Nous avons choisi une technique radicalement différente qui consiste à fabriquer par lithographie U.V. les éléments résistifs d'un filtre RC. Considérons une ligne résistive isolée de la masse par un isolant très mince (figure 4.3). La capacité de la ligne par rapport à la masse à travers un isolant d'épaisseur de quelques microns est de l'ordre de 1 pF par centimètre. Le régime d'ondes Transverse-Electro-Magnétiques (TEM) correspond au cas où les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires au sens de propagation. Ces ondes ont la particularité de ne pas avoir de fréquence de coupure. Dans ce régime, la transmission en amplitude d'une onde hyperfréquence obéit à la loi [6]:

$$\frac{b_2}{a_1} = e^{-\sqrt{\frac{R_\ell C_\ell \omega}{2}} \ell} \quad (4.9)$$

où a_1 et b_2 représentent l'amplitude de l'onde respectivement incidente et transmise par la ligne, R_ℓ et C_ℓ sont respectivement la résistance et la capacité linéiques de la ligne de longueur ℓ .

Nous remarquons que l'atténuation de ce filtre, de fréquence de coupure de l'ordre de $1/RC$, est plus rapide qu'un filtre RC du premier ordre où la transmission est inversement proportionnelle à la pulsation. Si la résistance totale R vaut $1\text{ k}\Omega$, une fréquence de coupure de 10 MHz nécessite une capacité totale de 16 pF . Cette valeur de capacité peut être atteinte avec 3 cm de ligne de $100\text{ }\mu\text{m}$ de large isolée de la masse par $5\text{ }\mu\text{m}$ d'isolant de constante diélectrique égale à 3 . Nous allons, dans la suite de ce chapitre, décrire la fabrication d'un tel dispositif.

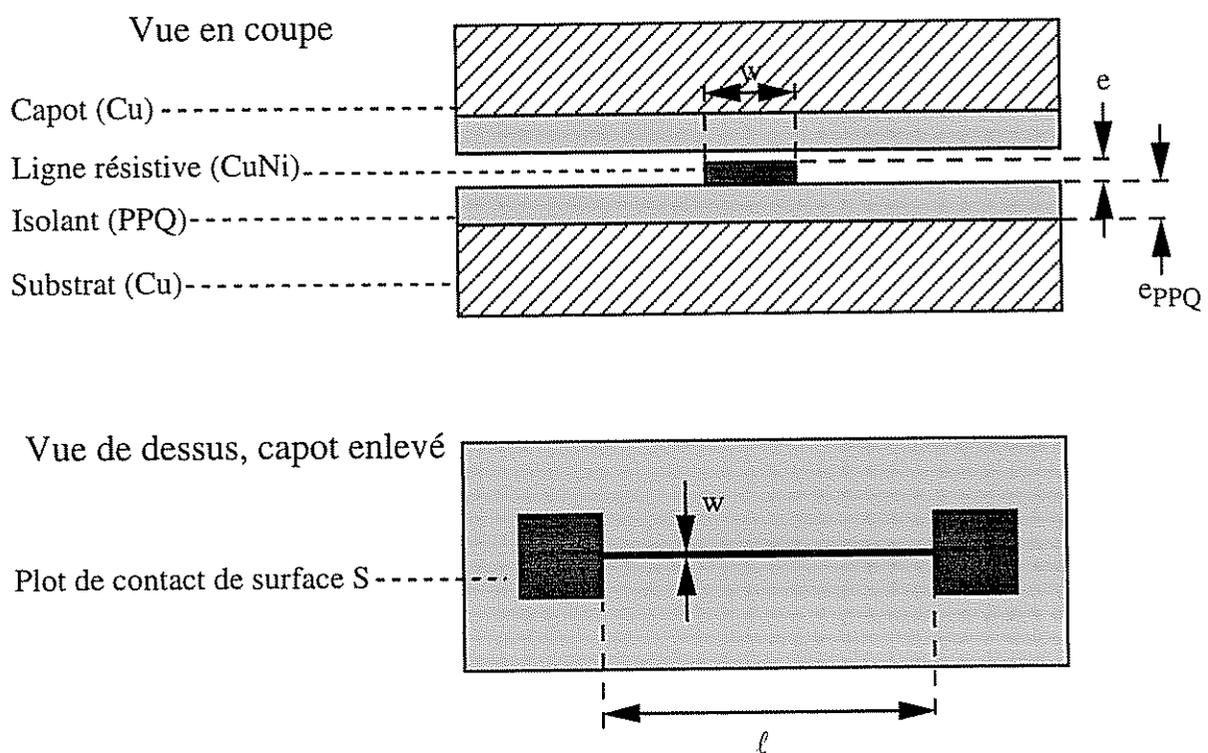


Figure 4.3 : Coupe du substrat de cuivre avec la ligne à perte et du capot de blindage.

Le substrat et le capot sont isolés par un dépôt de PPQ d'épaisseur e_{PPQ} . La vue de dessus montre le substrat de cuivre seul, avec la ligne à perte d'épaisseur e , de largeur w et de longueur ℓ . Le capot est plaqué contre le substrat et serré.

4.3. FABRICATION DE FILTRES INTÉGRÉS

4.3.1. Préparation du substrat

Les techniques de microfabrication sont usuellement utilisées sur des substrats de silicium, qui est un mauvais conducteur thermique à très basse température. Afin de thermaliser de façon parfaite les filtres à basse température, nous avons choisi de fabriquer nos filtres sur un substrat de cuivre qui est un très bon conducteur thermique à basse température. Le cuivre présente aussi le grand avantage de pouvoir être usiné en pièces qui peuvent être facilement fixées au cryostat. Cependant, le cuivre doit préalablement être préparé et recouvert d'un isolant pour recevoir les dépôts métalliques qui vont former le filtre.

La pièce de cuivre est d'abord polie sur un papier recouvert de silice puis sur un feutre velours avec une pâte diamant de diamètres successifs 6, 3 et 1 μm en suspension dans la solution diamant Lam Plan. La pièce est polie quelques minutes avec chaque pâte et lavée dans un bain d'acétone aux ultrasons entre chaque polissage afin d'éliminer les résidus de pâte diamant. Après un dernier nettoyage en salle blanche, la résine PolyPhénylQuinoxaline (PPQ) est déposée sur la pièce au moyen de la tournette (vitesse 4000 rpm, épaisseur 5 μm). Afin d'évaporer les solvants, la résine polyimide est recuite à 200°C sous vide pendant deux heures puis à 300°C sous flux d'azote pendant une heure.

4.3.2. Dépôt et lithographie de la ligne à perte

Le métal constituant les filtres doit être résistif à basse température. Nous avons choisi d'utiliser des dépôts de cupronickel à cause de leur bonne adhérence au PPQ, à la différence de l'inox par exemple. La résistivité de l'alliage de composition 85 % Cu et 15 % Ni a été mesurée à 36.7 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ à toute température. Nous avons déposé cet alliage par la technique magnétron sous pression d'argon de $3 \cdot 10^{-3}$ mbar à une température de 150°C. Une couche d'une épaisseur e comprise entre 1000 Å et 4000 Å est déposée à une vitesse d'environ 20 Å par seconde.

Le motif du filtre est gravé par la technique de lithographie optique sous lumière ultraviolette. Une couche de résine sensible AZ 4562 est étalée à la tournette sur la couche de cupronickel. Le motif du filtre, dessiné avec un micro-ordinateur sur un transparent de rétroprojection, a été réduit d'un facteur 7 par photographie, puis transféré sur un masque au chrome. L'aligneur de masque permet de mettre au contact le masque et la résine à lithographier. Après insolation et développement, le motif de résine est recuit à 120°C sur une plaque chauffante. Une gravure chimique du cupronickel dans l'acide nitrique dilué à environ 20% est efficace en une dizaine de secondes.

4.4. TEST EN ONDES HYPERFRÉQUENCES

4.4.1. Principe de mesure

Nous avons réalisé des filtres sur des blocs de cuivre dans le but de tester l'atténuation des hyperfréquences par nos filtres. Le contact entre les plots de contact du filtre et les deux connecteurs de type SMA fixés de part et d'autre du bloc est réalisé avec de la laque d'argent. Nous avons effectué des tests de transmission à température ambiante des ondes hyperfréquences dans la gamme de 130 MHz à 20 GHz grâce à un analyseur de réseau Hewlett Packard 8720 B. Cet appareil comporte deux ports n°1 et 2 que nous relierons aux deux connecteurs du filtre. Les différents éléments du circuit de mesure sont reliés par des connecteurs SMA serrés avec des clés dynamométriques [7].

L'étalonnage de l'appareil et du circuit de mesure constitue une étape très importante, en particulier lorsque il s'agit de mesurer de fortes atténuations à haute fréquence. Il s'agit de ne mesurer que les effets de l'échantillon, formé par le filtre entre les deux connecteurs SMA, en éliminant les effets du circuit de mesure, constitué de câbles d'impédance caractéristique 50Ω et de connecteurs SMA. Nous réalisons la mesure en réflexion sur les deux ports connectés à trois types d'impédances référence : un circuit ouvert, un court-circuit et une impédance de 50Ω . Ensuite, nous mesurons la transmission entre les ports 1 et 2 en absence d'échantillon, puis l'isolation des deux ports reliés chacun à une impédance de 50Ω . L'appareil calcule ensuite les coefficients correctifs à appliquer aux mesures de façon à placer les plans de référence de la mesure au niveau des connecteurs du filtre. Nous avons choisi une calibration "Full 2 Port" où les quatre coefficients de réflexion et de transmission sont mesurés et participent aux corrections de la calibration. Dans ces conditions, la sensibilité de l'appareil permet de mesurer une puissance minimum de - 120 dBm.

Le coefficient de transmission S_{21} en décibels est défini [8]:

$$S_{21} = 20 \log_{10} \left(\frac{b_2}{a_1} \right) \quad (4.10)$$

L'intensité de la puissance d'excitation est choisie à -10 dBm, soit 0.1 mW. La fenêtre de détection du signal varie de 10 à 100 Hz.

4.4.2. Résultats

Nous avons mesuré la transmission d'un filtre de résistance $1.3 \text{ k}\Omega$ composé d'une couche de 2000 \AA de cupronickel lithographiée en un méandre de $80 \mu\text{m}$ de large (voir dessin dans le chapitre 3). Afin d'éviter un couplage électromagnétique entre les méandres, la distance entre deux fils voisins du méandre, soit ici $500 \mu\text{m}$, est plus de 100 fois plus grande que l'épaisseur du diélectrique. La figure 4.4 montre le résultat de la mesure du coefficient de

transmission S_{21} du filtre #1 dans deux configurations différentes de blindage. La première courbe, signalée par des carrés, montre le coefficient de transmission entre les deux connecteurs lorsque les deux connecteurs sont en vue directe l'un de l'autre. La deuxième courbe, signalée par des cercles, correspond à une mesure en présence d'un capot de cuivre isolé serré sur la ligne.

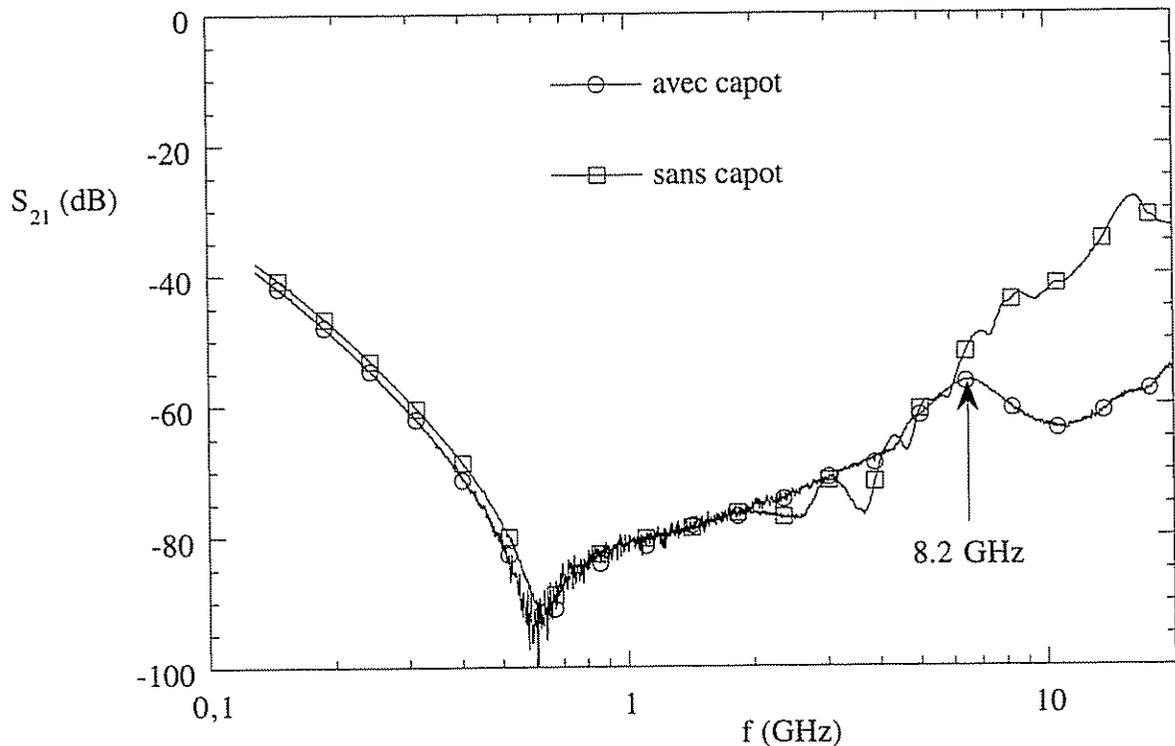


Figure 4.4 : Coefficient S_{21} de transmission des ondes hyperfréquences en fonction de la fréquence pour la ligne à perte #1 dans deux configurations.

Les paramètres sont $\epsilon = 2000 \text{ \AA}$, $w = 80 \text{ \mu m}$ et $\ell = 6.1 \text{ cm}$, $R = 1300 \text{ \Omega}$. La transmission en décibels S_{21} mesurée sans capot (carrés) montre à haute fréquence un comportement de type rayonnement direct. Avec un capot isolé et serré sur le filtre (cercles), la transmission exhibe un pic de transmission vers 8 GHz (flèche).

Les deux courbes de la figure 4.4 montrent une première région entre 100 MHz et 600 MHz où la transmission décroît régulièrement. Ce régime obéit à la loi théorique (4.9), avec une pente négative en coordonnées log-log et qui augmente à haute fréquence. A plus haute fréquence, la transmission s'écarte de ce modèle et augmente. Sans capot, le coefficient de transmission suit à partir de 4 GHz une loi approximativement linéaire avec le logarithme de la fréquence. Ce comportement peut provenir d'un phénomène de rayonnement direct entre les deux connecteurs SMA. Un capot de cuivre recouvert d'un dépôt isolant de PPQ est plaqué sur le filtre. Ce capot évite que les deux connecteurs soient en regard l'un de l'autre, ce qui occasionnerait un rayonnement direct des hyperfréquences entre eux sans passer par le filtre.

Lorsque l'expérience est répétée avec un capot isolé placé sur le filtre, la transmission diminue et un pic vers 8 GHz émerge nettement (figure 4.4).

Nous avons amélioré le contact électrique entre le capot et la masse du filtre. Le substrat d'un nouveau filtre a été mis à nu sur les côtés, de même que le capot sur la partie en vis-à-vis, et les deux pièces ont été serrées par quatre vis. La figure 4.5 montre le coefficient S_{21} mesuré sur le filtre en méandre #2 de résistance 950Ω (épaisseur 3000 \AA) dans ces conditions. Nous remarquons un pic de transmission très net à 11.4 GHz, précédé d'une remontée régulière de la transmission.

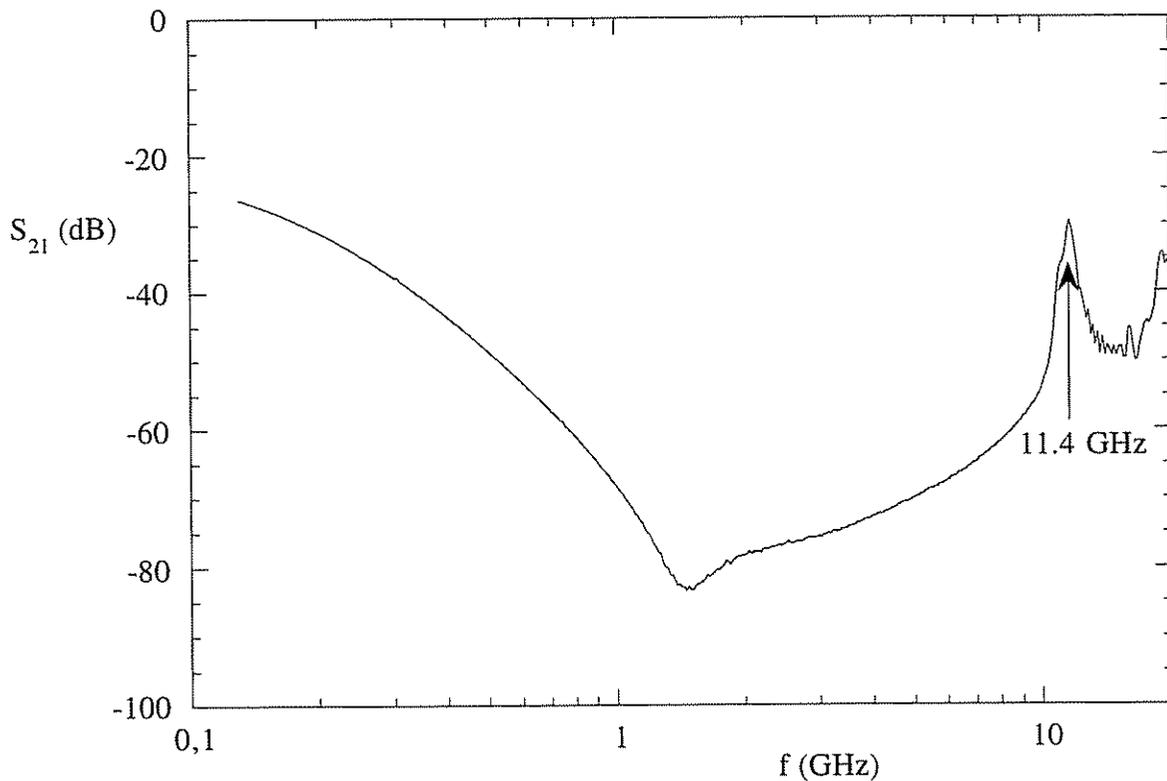


Figure 4.5 : Coefficient S_{21} de transmission des ondes hyperfréquences en fonction de la fréquence pour la ligne à perte #2.

Les paramètres sont $e = 3000 \text{ \AA}$, $w = 80 \mu\text{m}$, $l = 6.1 \text{ cm}$, $R = 950 \Omega$. Avec le capot placé sur la ligne et soigneusement mis à la masse sur les cotés, nous observons un pic de transmission signalé par la flèche à 11.4 GHz.

Nous avons soigneusement vérifié que la transmission ne dépend pas des conditions de mise à la masse du capot ou des connecteurs sur le substrat. Nous concluons donc que ce comportement est intrinsèque au filtre. Ce comportement est par ailleurs confirmé par une étude similaire, mais utilisant un substrat de silicium, du groupe de Saclay [9]. Nous allons dans la partie suivante nous attacher à déterminer quelles ondes électromagnétiques peuvent être transmises à travers le guide d'ondes formé par les deux blocs de cuivre isolés et mis à la masse sur les bords.

4.5. TRANSMISSION DE MODES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

4.5.1. Modes dans un guide d'ondes

Considérons le guide d'onde, de longueur ℓ selon l'axe z , délimité par quatre plans conducteurs parfaits en $x = 0$, $x = a$, $y = 0$ et $y = b < a$ (figure 4.6). Il suffit de connaître les projections des champs \vec{E} et \vec{H} sur l'axe z pour connaître les autres projections de ces champs [8]. Nous nous intéressons à des ondes se propageant dans le direction z avec un vecteur d'onde β et à une pulsation ω :

$$\begin{cases} H_z = H_{z0} e^{j(\beta z - \omega t)} \\ E_z = E_{z0} e^{j(\beta z - \omega t)} \end{cases} \quad (4.11)$$

Les ondes sont classées en ondes Transverses Électriques (TE) et Transverse Magnétique (TM) [8], où les champs respectivement \vec{E} et \vec{H} sont perpendiculaires à la direction de propagation z :

$$\text{Transverse Électrique :} \quad \begin{cases} E_{z0} = A \sin(k_x x) \sin(k_y y) \\ H_{z0} = 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

$$\text{Transverse Magnétique :} \quad \begin{cases} H_{z0} = B \cos(k_x x) \cos(k_y y) \\ E_{z0} = 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

où A et B sont des constantes.

Dans chaque cas, les conditions aux limites nous donnent les relations :

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad \text{et} \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad (4.14)$$

où m et n sont des entiers. L'onde est non identiquement nulle pour les conditions suivantes qui diffèrent selon le type de l'onde :

$$\begin{aligned} \text{TE}_{m,n} : & \quad m \neq 0 \quad \text{ou} \quad n \neq 0 \\ \text{TM}_{m,n} : & \quad m \neq 0 \quad \text{et} \quad n \neq 0 \end{aligned} \quad (4.15)$$

Les équations de Maxwell donnent pour E_z et H_z :

$$\nabla_{xy}^2 E_z = - (k^2 - \beta^2) E_z \quad (4.16)$$

où $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, μ et ϵ étant respectivement la perméabilité magnétique et la constante diélectrique du milieu. Nous avons alors la relation :

$$k_x^2 + k_y^2 = k^2 - \beta^2 \quad (4.17)$$

4.5.2. Estimation de la fréquence de coupure

Un mode se propage lorsque l'équation (4.17) a une solution réelle pour β , ce qui donne une condition sur la fréquence f :

$$f > f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\mu\epsilon} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]} \quad (4.18)$$

Dans notre géométrie, la plupart des fréquences de coupure f_c des différents modes sont dominées par la dimension b , qui est beaucoup plus petite que a . Le mode $TM_{1,1}$ a ainsi pour $b = 10 \mu\text{m}$ une fréquence de coupure de 9 THz, ce qui est bien au dessus de notre fenêtre de mesure.

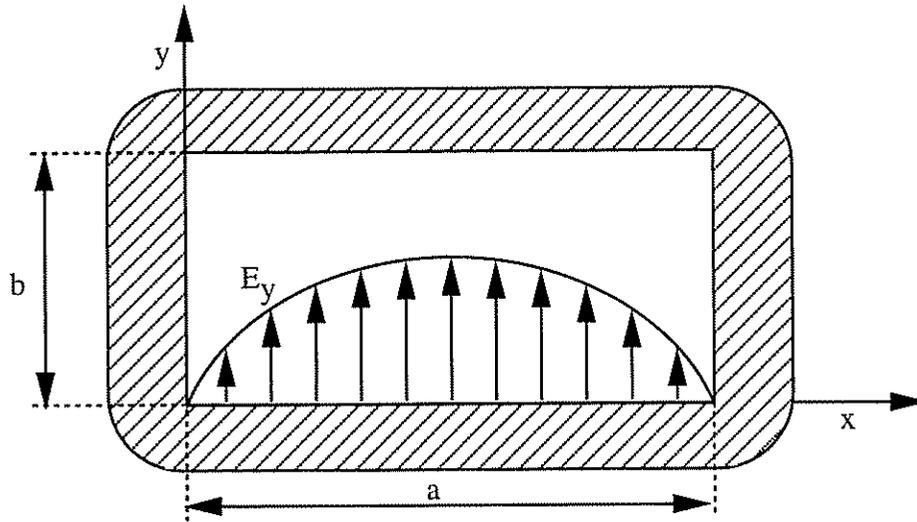


Figure 4.6 : Schéma du guide d'onde et profil du champ électrique selon Oy pour le mode $TE_{1,0}$. Le profil et la fréquence de coupure de ce mode ne dépendent pas de la valeur de la dimension b .

Par contre, un seul mode, le mode Transverse Électrique $n = 0, m = 1$, noté $TE_{1,0}$ a la particularité de ne pas être sensible à la valeur de b . Les projections non nulles des champs électriques et magnétiques ont en effet l'expression :

$$\begin{cases} E_y = C \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\ H_z = B \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad \text{et} \quad H_x \propto E_y \end{cases} \quad (4.19)$$

où C est une constante proportionnelle à B . La fréquence de coupure de ce mode est :

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon} a} \quad (4.20)$$

La constante diélectrique du PPQ vaut selon la documentation $\epsilon_r = 2.8$ à 10 kHz . Nous mesurons sur l'échantillon $a = 0.9 \pm 0.1 \text{ cm}$, ce qui donne $f_c = 10 \pm 1.2 \text{ GHz}$. Nous trouvons un bon accord entre cette valeur calculée et la position mesurée du pic de transmission, compte tenu du fait que la constante diélectrique du PPQ dans la gamme de GigaHertz peut différer de la valeur connue à 10 kHz .

4.5.3. Régime d'évanescence du premier mode propre

A une fréquence inférieure à la fréquence de coupure f_c , le mode $TE_{1,0}$ est évanescent mais participe à la transmission selon :

$$H_z(z) = H_{z0} e^{-\gamma z} e^{-i\omega t} \quad \text{où} \quad \gamma = \sqrt{\frac{\pi^2}{a^2} - \mu\epsilon\omega^2} \quad (4.21)$$

Nous avons écrit un programme informatique [10] afin de calculer la transmission d'une ligne à perte par les modes TEM ou TE, en incluant les d'impédance d'entrée. La figure 4.7 montre les schémas électriques équivalents utilisés pour les modes TEM et TE. Pour le mode TEM, les capacités C_e des plots de contact de la ligne à perte réfléchissent une partie du signal et contribuent ainsi à l'atténuation. Le couplage du mode TE à la ligne coaxiale a été grossièrement modélisé par des capacités dite de couplage C_c . La valeur de ces capacités est beaucoup plus faible que la valeur des capacités d'entrée.

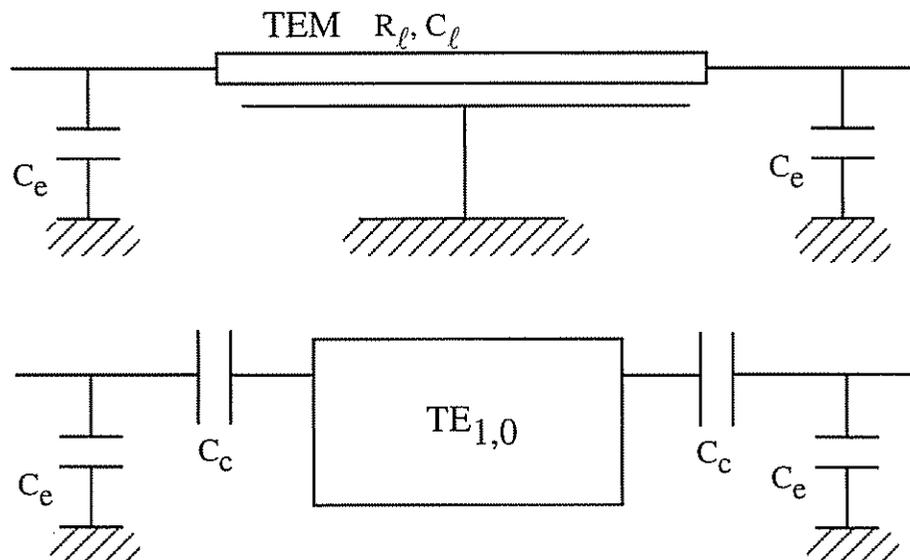


Figure 4.7 : Modèles de ligne utilisés pour le calcul numérique de l'atténuation S_{21} .

Mode TEM : les capacités d'entrée et de sortie C_e sont formées par les plots de contact de la ligne. La résistance et de capacité linéique de la ligne de longueur ℓ sont respectivement R_ℓ et C_ℓ . Mode TE : le couplage de la ligne coaxiale au milieu diélectrique est modélisé par les capacités de couplage C_c .

La figure 4.8 montre la courbe expérimentale de la transmission de l'échantillon #2 (figure 4.5) en parallèle avec deux courbes calculées dans le cadre des modes TEM et TE. Le calcul de la transmission dans le mode TEM a été réalisé avec comme seul paramètre libre la capacité d'entrée C_e . Les paramètres géométriques ont été directement mesurés sur la ligne, et l'épaisseur du dépôt de PPQ a été déduite des tables. La valeur déduite de l'ajustement est $C_e = 3$ pF. Cette valeur a été réinjectée dans le calcul du mode TE avec comme seuls

nouveaux paramètres libres la capacité de couplage C_c , qui vaut ici 0.2 pF, et la fréquence de coupure f_c (ici 11 GHz). Nous avons négligé toutes les pertes diélectriques et par conduction dans le cuivre. La grande finesse des deux premiers pics est une conséquence directe de cette simplification.

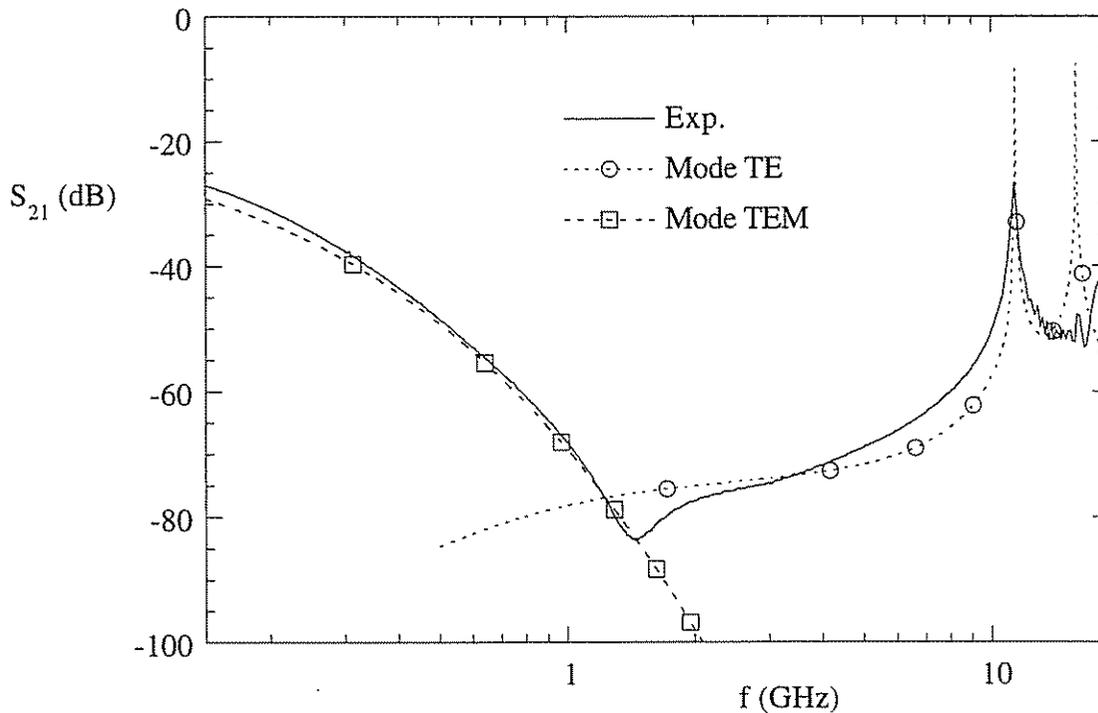


Figure 4.8. : Tracé du coefficient de transmission du filtre #2, voir figure 4.5, en parallèle avec deux courbes calculés dans le régime TEM et TE_{1,0}.

A basse fréquence, la courbe expérimentale suit une loi d'atténuation du type TEM : le seul paramètre libre est $C_e = 3$ pF. Au dessus de 1.5 GHz, la transmission est dominée par l'onde évanescente TE_{1,0}. Le calcul a été mené en négligeant les pertes, avec une fréquence de coupure de 11 GHz, et des capacités de couplage calculées à 0.2 pF.

Malgré le caractère simpliste des hypothèses, le modèle utilisé décrit quantitativement les résultats expérimentaux. A basse fréquence, la transmission est bien décrite par le mode TEM. Au dessus de 1.5 GHz (figure 4.8), la transmission par le mode TE devient dominante et vaut alors environ - 70 dB. Jusqu'à 10 GHz, le mode TE est évanescent, la transmission est faible mais croît régulièrement du fait de l'augmentation du facteur γ . Au dessus de la fréquence de coupure, l'échantillon devient un guide d'ondes pour le mode TE. Les pics proviennent de résonances géométriques prenant en compte les capacités de couplage et de contact. La première résonance décrit le premier pic observé expérimentalement. Après le premier pic, la valeur de l'atténuation est de - 50 dB. L'absence dans les données expérimentales du deuxième pic de résonance calculé vers 17 GHz peut provenir de l'atténuation de ce pic par les pertes, non prises en compte dans notre modèle. Une remontée

de la transmission expérimentale juste en dessous de 20 GHz semble néanmoins annoncer un pic de transmission juste au dessus de 20 GHz.

Nous avons donc identifié le mode parasite qui domine la transmission de notre filtre au dessus de 1 GHz. Les filtres du porte-échantillon filtré que nous avons utilisé appartiennent à la même famille que les filtres testés ci-dessus. Nous pouvons donc conclure que ces filtres présentent une transmission de l'ordre de - 40 dB de modes de fréquences de l'ordre de 10 GHz. Nous allons, dans le paragraphe suivant, montrer que nous pouvons optimiser la géométrie du filtre pour repousser la fréquence de coupure de ces modes à des valeurs très élevées et augmenter ainsi l'atténuation dans la gamme intéressante.

4.6. OPTIMISATION DES FILTRES

4.6.1. Amélioration des performances

Afin de repousser la fréquence de coupure du mode $TE_{1,0}$ à des fréquences plus élevées que la borne supérieure du spectre de bruit à l'entrée du filtre, soit environ 1 THz pour $T_e = 1$ K, nous devons réduire la dimension a . La solution ultime consiste à restreindre la dimension a à la valeur de la largeur du fil, ce qui revient à fabriquer un câble coaxial.

Afin de tester la faisabilité de ce projet, nous avons fabriqué le filtre #3 formé d'une ligne simple, large de 20 μm et longue de 0.6 cm, de résistance 1.1 k Ω . Le masque au chrome de ce motif a été directement lithographié par électrons sur une résine négative SAL601. Nous avons mis à nu le substrat sur les côtés du filtre de façon à ne laisser qu'environ $a = 2$ mm de substrat isolé. Un capot non isolé mais avec une rainure large de 2 mm, afin de ne pas porter sur le filtre, est serré sur la pièce de cuivre substrat du filtre. La dimension b peut être augmentée dans une certaine mesure, sans incidence sur les performances du filtre ; la profondeur de la rainure est ici de 0.5 mm. Deux plots de contact d'une surface de 1 mm² environ forment deux capacités d'entrée et de sortie estimées à 3.5 pF à travers la couche de PPQ d'épaisseur 7 μm .

La figure 4.9 montre le coefficient de transmission mesuré de cette ligne en fonction de la fréquence. Nous remarquons que la remontée de la transmission à haute fréquence est éliminée. Nous remarquons que la fréquence de coupure du mode TEM dans la ligne à perte se situe vers 1 GHz. L'atténuation de - 20 dB dès 100 MHz est relié à l'existence du filtre RC du premier ordre constitué par la résistance de la ligne et les capacités des deux plots de contact.

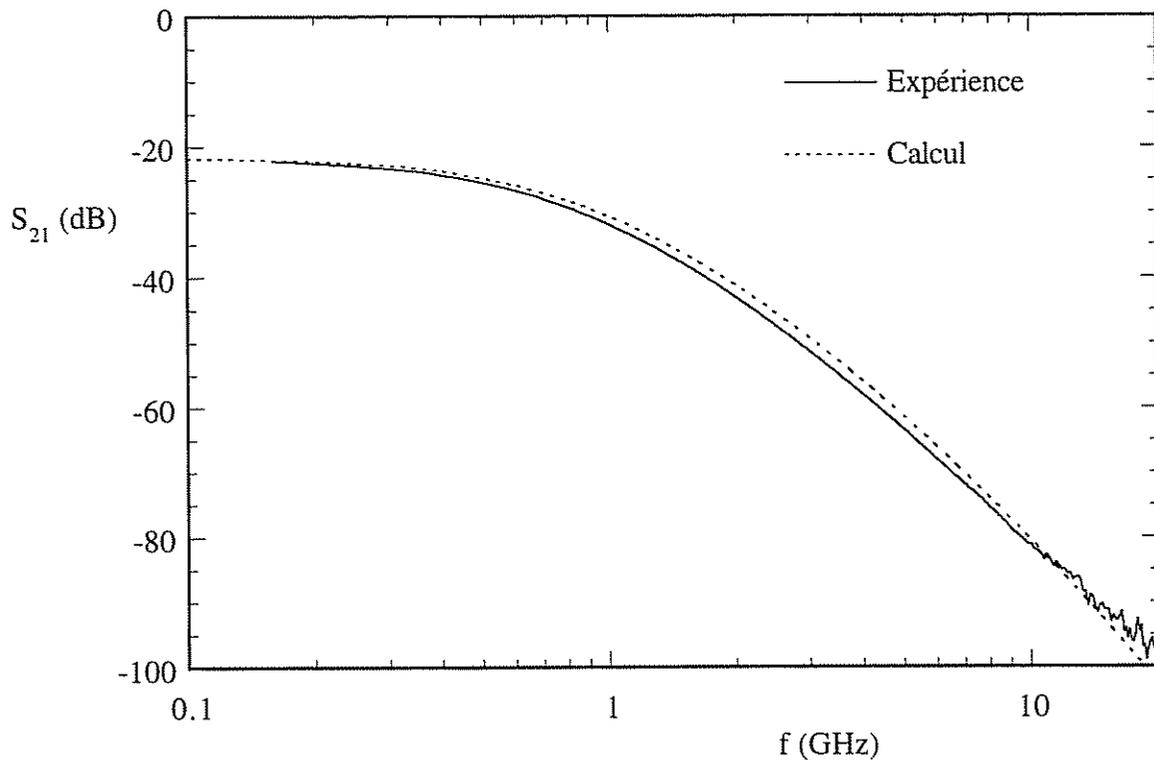


Figure 4.9 : Coefficient de transmission mesuré (trait plein) de la ligne à perte #3.
 Les paramètres sont $e = 1000 \text{ \AA}$, $R = 1090 \text{ \Omega}$, $w = 20 \text{ \mu m}$, $l = 0.6 \text{ cm}$, $e_{\text{PPQ}} = 7 \text{ \mu m}$. La simulation (trait pointillé) utilise le mode TEM, les données précédentes et $C_e = 3 \text{ pF}$, $\epsilon_r = 2.8$.

Sur la figure 4.9 est porté, en trait pointillé, le résultat d'un calcul numérique de la ligne avec des capacités d'entrée de 3 pF. La constante diélectrique du PPQ est prise égale à sa valeur à 10 kHz soit 2.8. Nous constatons que l'accord entre l'expérience et la théorie est très bon, mis à part un petit écart qui peut être relié à la variation en fréquence de la constante diélectrique. La fréquence de coupure calculée par la formule :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_\ell C_\ell \ell^2} = \frac{e_{\text{PPQ}} e}{2\pi \rho \epsilon_0 \epsilon_r \ell^2} \quad (4.22)$$

vaut 0.33 GHz. L'atténuation en fréquence est de - 50 dB par décade entre 1 GHz et 10 GHz.

4.6.2. Projet de géométrie coaxiale pour un blindage parfait

Le pic de transmission, à 11 GHz sur l'échantillon #2, a été repoussé à une fréquence estimée à environ 45 GHz pour l'échantillon #3, ce qui est au delà de notre fenêtre de mesure. Le bruit thermique à 1 K présentant des composantes jusqu'à environ 500 GHz, nous n'avons fait que repousser ce problème

La solution que nous proposons consiste à réaliser un blindage coaxial de la ligne à perte, comme montré sur la figure 4.10. Ceci nécessite de graver l'isolant en même temps que le cupronickel puis d'évaporer une deuxième couche d'isolant. Cet isolant doit ensuite être

gravé avec un motif légèrement plus large. Un deuxième plan de masse métallique évaporé complète le blindage de la ligne. Comme précédemment, un capot métallique non isolé évite le rayonnement direct. La dimension a est réduite à environ $100\ \mu\text{m}$, ce qui donne une fréquence de coupure du mode $\text{TE}_{1,0}$ de environ 1 THz.

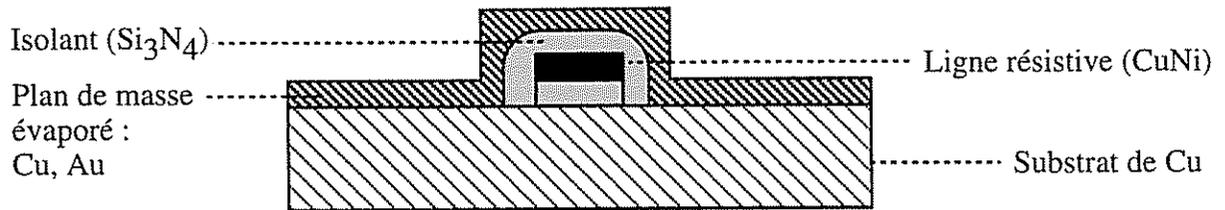


Figure 4.10 : Projet de filtre haute-fréquence efficace jusque environ 1 THz.

La ligne résistive est enserrée dans un blindage coaxial formé par le substrat de cuivre et un plan de masse évaporé. L'isolant doit pour cela être gravé lors d'une seconde lithographie.

De façon indépendante de ce problème de transmission de modes propres de la cavité, la fréquence de coupure peut être avancée à 100 MHz notamment en augmentant la capacité linéique de la ligne. Il n'est en effet pas souhaitable pour des raisons de bruit de mesure d'augmenter la résistance du filtre au dessus de $1\ \text{k}\Omega$. L'utilisation de nitrure de silicium à la place du PPQ permet de diminuer l'épaisseur d'isolant à $2\ \mu\text{m}$, ce qui augmente d'un facteur 2.5 cette capacité. Le nitrure de silicium présente en outre l'avantage de pouvoir être facilement gravé. Une ligne plus large et plus longue mais de résistance totale constante augmentera la capacité linéique d'un facteur 10 supplémentaire. L'atténuation attendue est meilleure que $-100\ \text{dB}$ à 1 GHz et $-200\ \text{dB}$ à 20 GHz, ce qui nous permet de nous placer dans les conditions requises pour obtenir une thermalisation effective de l'échantillon à 40 mK.

4.7 CONCLUSION

Nous avons conçu, réalisé et testé un nouveau type de filtre reposant sur les techniques de microfabrication par lithographie U.V.. Nous avons remarqué que la conception de la boîte contenant le filtre est très importante dans l'optimisation des performances. Il est capital de restreindre toutes les dimensions du guide d'ondes formé en dessous de $100\ \mu\text{m}$ afin de repousser la fréquence de coupure du premier mode TE transmis en dehors de la fenêtre d'intérêt. Une atténuation de $-100\ \text{dB}$ à 20 GHz a été mesurée sur un filtre de géométrie coaxiale encore grossière.

Nous proposons une nouvelle géométrie qui doit permettre d'atteindre l'atténuation requise pour une thermalisation effective d'une jonction à 40 mK. Nous pouvons remarquer que la technologie silicium semble mal adaptée pour ce type de filtre. En effet, la tranche de la plaquette de silicium de largeur a centimètres forme un guide d'ondes qui laisse se propager le mode $TE_{1,0}$ à une fréquence de l'ordre de 12 GHz/a. L'emploi d'un substrat de cuivre est ainsi un atout important.

4.8. NOTES ET RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] voir par exemple les références dans Single Charge Tunneling ed. par H. Grabert et M.H. Dévoret, NATO Asi Series B Physics vol. 294
- [2] J.M. Martinis & M. Nahum, Phys. Rev. B **48**, 24, 18316.
- [3] M.H. Dévoret, D. Estève, H. Grabert, G.-L. Ingold, H. Pothier & C. Urbina, Phys. Rev. Lett. **64**-15, 1824
- [4] J.M. Martinis, M.H. Dévoret & J. Clarke, Phys. Rev. B **35**, 4682 (1987).
- [5] H. Pothier, Thèse de l'Université Paris VI, non publié.
- [6] M. Soutif, Ondes, propagation et diffusion, Ed. Dunod, Paris.
- [7] Les tests hyperfréquence ont été réalisés avec la collaboration de O. Buisson.
- [8] S. Ramo, J.R. Whinnery, T. Van Duzer, Fields and Waves in Communication Electronics, J. Wiley & sons Ed., New York.
- [9] D. Vion, P.F. Orfila, P. Joyez, D. Estève & M.H. Dévoret, à paraître dans J. of Appl. Phys. (1995).
- [10] Le programme en langage C a été écrit par Christophe Thirion.

CHAPITRE 5

TRANSPORT DANS UN MÉTAL NORMAL À LA PROXIMITÉ D'UNE JONCTION N-S

Une jonction N-S est le siège de différents phénomènes parfois contradictoires. L'effet de la proximité avec le supraconducteur S diminue la résistivité dans le métal normal N, ce qui tend donc à diminuer la résistance de la jonction. Par ailleurs, le modèle tunnel classique montre que la résistance d'une jonction tunnel N-S diverge exponentiellement à basse température. Enfin, la réflexion d'Andreev à une interface N-S a l'effet, spectaculairement simple, de diviser par deux la résistance tunnel d'une jonction N-S. Ces différents points de vue ne sont pas forcément incompatibles ; il est même nécessaire de faire appel à plusieurs d'entre eux afin de comprendre les propriétés d'une même jonction, suivant la gamme de température ou la qualité du métal normal.

Nous désirons éclaircir les propriétés locales de transport au voisinage d'une jonction N-S dans les différents régimes. Dans ce but, nous avons dessiné et fabriqué des échantillons d'une géométrie nouvelle, comprenant des jonctions N-S submicroniques. Nous nous plaçons dans un régime mésoscopique, avec une taille caractéristique de l'échantillon inférieure à la longueur de mémoire de phase L_ϕ . La mesure directe du transport dans le métal normal en proximité avec un supraconducteur nous permet d'avoir une vue de l'intérieur d'un conducteur mésoscopique en proximité avec un supraconducteur.

Après une présentation du système physique considéré, nous précisons les conditions adéquates de la mesure des propriétés de transport de systèmes hybrides, inhomogènes par nature, car constitués de métal normal et de supraconducteur. Nous étudierons alors en détail le transport local au voisinage d'une jonction N-S. Des situations expérimentales nouvelles sont alors abordées, dans lesquelles des effets physiques nouveaux peuvent être explorés.

5.1. PRÉSENTATION DU SYSTÈME PHYSIQUE CONSIDÉRÉ

5.1.1. Géométrie de l'échantillon

Nous avons réalisé, par les techniques, décrites dans le chapitre 2, de lithographie électronique et d'évaporation métallique sous angle, des échantillons hybrides formés de fils de métal supraconducteur et de métal normal. Un échantillon de proximité est constitué d'un fil submicronique de métal normal sur lequel sont disposées des îles de métal supraconducteur (figure 5.1). Ceci ci forme une réseau linéaire de jonctions submicroniques N-S selon un paramètre de maille d variable entre $0.4 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$, pour une finesse des fils pouvant atteindre $0.1 \mu\text{m}$. La longueur totale du fil de métal normal est de l'ordre de $80 \mu\text{m}$, ce qui porte le nombre total de cellules à une valeur comprise entre 40 et 200 suivant la valeur de d .

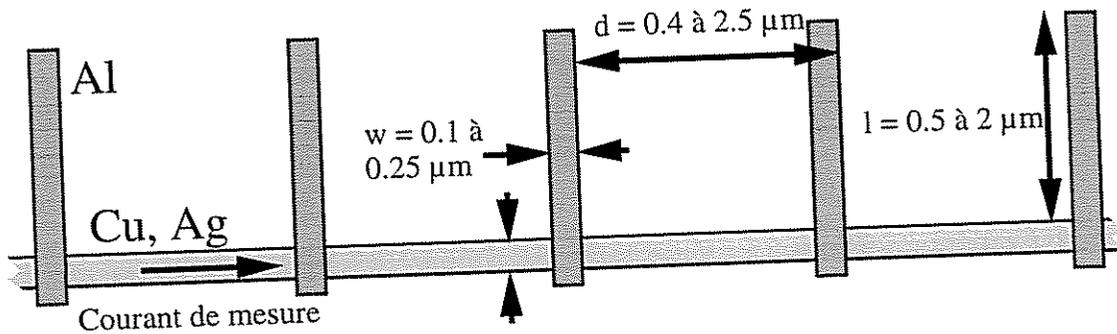


Figure 5.1 : Géométrie d'un échantillon de proximité fabriqué par lithographie électronique et évaporation métallique directive sous angle.

Un fil submicronique de métal normal N (cuivre ou argent) forme une série de microjonctions N-S avec des îles de métal supraconducteur S (aluminium). Le paramètre de maille d du réseau linéaire formé vaut entre 0.4 et $2.5 \mu\text{m}$, pour une largeur de fil de l'ordre de $0.1 \mu\text{m}$. Le courant de mesure circule dans le fil continu de métal normal.

Nous avons choisi le cuivre et l'argent comme métal normal, et l'aluminium comme supraconducteur, pour leur compatibilité avec la lithographie par lift off. De plus, l'aluminium se prête particulièrement bien à la réalisation de jonctions tunnel. Le cuivre, utilisé pour la plus grande partie des échantillons, ne présente pas de problème de vieillissement au contact de l'aluminium, au contraire de l'argent. La qualité de l'interface peut être contrôlée depuis un contact métallique de qualité ultra-haut vide jusqu'à une barrière tunnel isolante. Le courant de transport circule dans le fil de métal normal seulement, ce qui permet de mesurer sa résistance de façon directe. La géométrie originale de ces échantillons permet ainsi de sonder l'effet, sur le transport dans un métal normal, de la proximité avec un métal supraconducteur.

5.1.2. Plots de mesure quatre fils

La résistance est mesurée par une technique quatre fils, soit deux fils pour les amenées de courant et deux fils pour les prises de tension. La photo 5.2 montre le dessin de résine d'un réseau bidimensionnel au milieu de ses plots de contact. Le chapitre 7 est en partie consacré à l'étude de réseaux bidimensionnels de proximité, qui forment l'extension bidimensionnelle des réseaux linéaires que nous étudions ici. Les amenées de courant et les contacts de tension sont reliés à l'échantillon par des bandes de contact latérales, verticales sur la figure 5.2. Par la technique de fabrication de nos échantillons, ces différentes structures sont constituées de la superposition de deux dépôts de cuivre et d'aluminium décalés latéralement de $0.5 \mu\text{m}$.

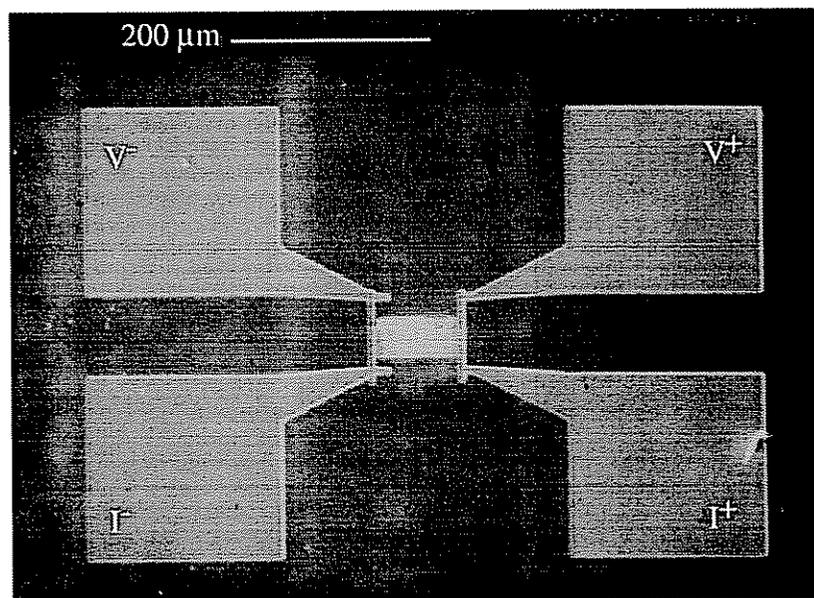


Figure 5.2 : Vue au microscope électronique du masque de résine d'un réseau de proximité avec ses quatre plots de contact.

L'échantillon, avec les bandes latérales verticales de contact, est circonscrit dans une zone de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Les quatre plots de contacts (deux pour l'amenée de courant et deux pour la mesure de tension) sont identifiés sur la figure.

5.1.3. Caractérisation des échantillons

Nous avons étudié les propriétés de transport électronique de plus de 20 échantillons de proximité de différentes géométries. Le tableau 5.1 montre les valeurs de différents paramètres physiques d'une sélection d'échantillons, de géométrie de fil ou de réseau. Ces échantillons ont été majoritairement préparés au C.R.T.B.T., dans un bâti d'évaporation de vide classique (noté EV2), ou dans un bâti à ultra haut vide (UHV). La moindre pression résiduelle dans le bâti UHV permet d'obtenir une meilleure qualité d'interface. Les Rapports

de Résistivité Résiduelle (R.R.R.) expérimentaux des couches de cuivre et d'argent sont comparables, mais les couches d'argent présentent un fort effet de vieillissement au contact de l'aluminium. Les différentes dimensions ont été mesurées au Microscope Électronique à Balayage avec une précision meilleure que 10 %. Le libre parcours moyen électronique l_p est calculé en prenant les valeurs suivantes du produit de la résistivité ρ par le libre parcours moyen : $\rho l_p = 6.6$ et $8.45 \times 10^{-16} \Omega.m^2$ pour le cuivre et l'argent respectivement. Les vitesses de Fermi dans le cuivre et l'argent sont 1.57 et $1.39 \times 10^6 m.s^{-1}$ [1].

Échantillon	2	5	8	9	12	13	14	15	17	18	19
Motif	réseau	ligne	ligne	ligne	ligne	ligne	ligne	ligne	ligne	ann.	ann.
Métal N	Cu	Cu	Cu	Cu	Cu ox.	Cu	Cu	Cu	Ag	Cu	Cu
L (μm)	95	95	95	95	95	79	79	79	79	2	2
d (μm)	2.6	2.6	0.8	0.4	0.8	0.4	1.6	0.8	0.8	1.5	1.5
e_{Cu} (Å)	1500	1500	1500	1500	975	1500	1500	1550	1500	300	300
w_{Cu} (nm)	290	300	220	240	200	240	220	220	210	50	50
w_{Al} (nm)	720	280	200	150	200	100	120	120	120	175	150
l_{Al} (μm)	2.5	4.4	1.6	0.6	1.6	0.6	1.8	1.8	1.8	1.0	1
R (Ω) à 4 K	1.79	18.7	38.5	53.4	110	50.4	48.4	26.7	63.3	187	51
RRR	3.4	3	4	3	2.6	3.1	3.3	2.5	2.5	1.3	1.5
Bâti	EV2	EV2	EV2	EV2	EV2	UHV	UHV	UHV	UHV	LMM	LMM
ρ ($\mu\Omega.cm$)	1.05	1.08	1.34	2.00	2.25	2.29	2.02	1.15	2.52	13.0	5.1
l_p (Å)	560	610	490	330	292	288	326	573	334	51	129
D (cm^2/s)	293	319	256	173	153	151	171	300	155	27	68
L_t (μm)		< 0.5			14000			8.6	< 0.14	< 1 > 0.05	< 0.75 > 0.27
L_T^{1K} (μm)	0.19	0.20	0.18	0.14	0.14	0.10	0.20	0.19	0.14	0.057	0.09
I_c^{70mK} (nA)		500	64	150	0	810	138	602	2412	3	101

Tableau 5.1 : Valeurs des paramètres de différents échantillons de proximité.

Les différentes dimensions ont été mesurées par observation au Microscope Électronique à Balayage. La résistance mesurée dans l'état normal permet de calculer le libre parcours moyen l_p , connaissant le produit ρl_p pour le cuivre et l'argent. La longueur de cohérence normale L_T vaut

$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}}$ où $D = \frac{v_F l_p}{3}$ (1.1.3 et [2]). Les longueurs de barrière L_t sont discutées dans le chapitre 5.3 et estimées à partir des résultats des mesures de transport.

L'échantillon n°12 est original par rapport à ces échantillon, par la présence d'une couche d'oxyde à l'interface entre le cuivre et l'aluminium. A cet effet, l'aluminium a été

évaporé en premier, puis oxydé sous $P = 2.10^{-3}$ mbar d'oxygène pendant 10 minutes, et le cuivre a été évaporé ensuite. La résistance tunnel d'une jonction mesurée sur une jonction test a été ajustée à la valeur de 8 k Ω . L'échantillon n°18, de géométrie en anneau, a été préparé au L.M.M. Bagneux selon une technique décrite dans le paragraphe 5.3.2..

5.2. ANOMALIE DE RÉSISTANCE À LA TRANSITION

5.2.1. Résultat expérimental

La figure 5.2 montre la dépendance en température de la résistance du réseau bidimensionnel de proximité n°2, mesurée au voisinage de la température de transition de l'aluminium : $T_{cAl} = 1.28$ K. Lorsque la température est diminuée, la résistance mesurée *augmente* brusquement à la température critique de l'aluminium T_{cAl} , pour ensuite diminuer régulièrement. Si la diminution de la résistance à basse température peut être intuitivement reliée à l'effet de proximité, la forte remontée de la résistance au dessus de sa valeur de l'état normal au voisinage de la température critique de l'aluminium est surprenante.

L'amplitude du pic de résistance à la transition est de 3.7 % de la résistance dans l'état normal, ce qui montre que cet effet est loin d'être marginal. Nous avons effectué des mesures similaires sous différents champs magnétiques H , afin de suivre le déplacement en champ de ce pic. En effet, le déplacement sous champ de la température de transition supraconductrice T_c d'un fil de largeur w diffère de celle d'un échantillon massif. Sous champ faible, le déplacement est quadratique avec le champ et non plus linéaire [3] :

$$\frac{\Delta T_c(H)}{T_c} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{H^2 w^2 \xi_s^2}{\phi_0^2} \quad (5.1)$$

où $\phi_0 = h/2e$ est le quantum de flux supraconducteur et ξ_s la longueur de cohérence du supraconducteur à température nulle, qui est déduite de la mesure du champ critique de l'aluminium. Nos mesures montrent que la position de ce pic évolue comme la température de transition supraconductrice d'un fil d'aluminium de largeur w voisine de 0.6 μm , ce qui est légèrement inférieur à la largeur des fils d'aluminium. Cet effet de remontée de la résistance, observé reproductiblement dans plusieurs échantillons, est plus important quand le fil de cuivre est plus large.

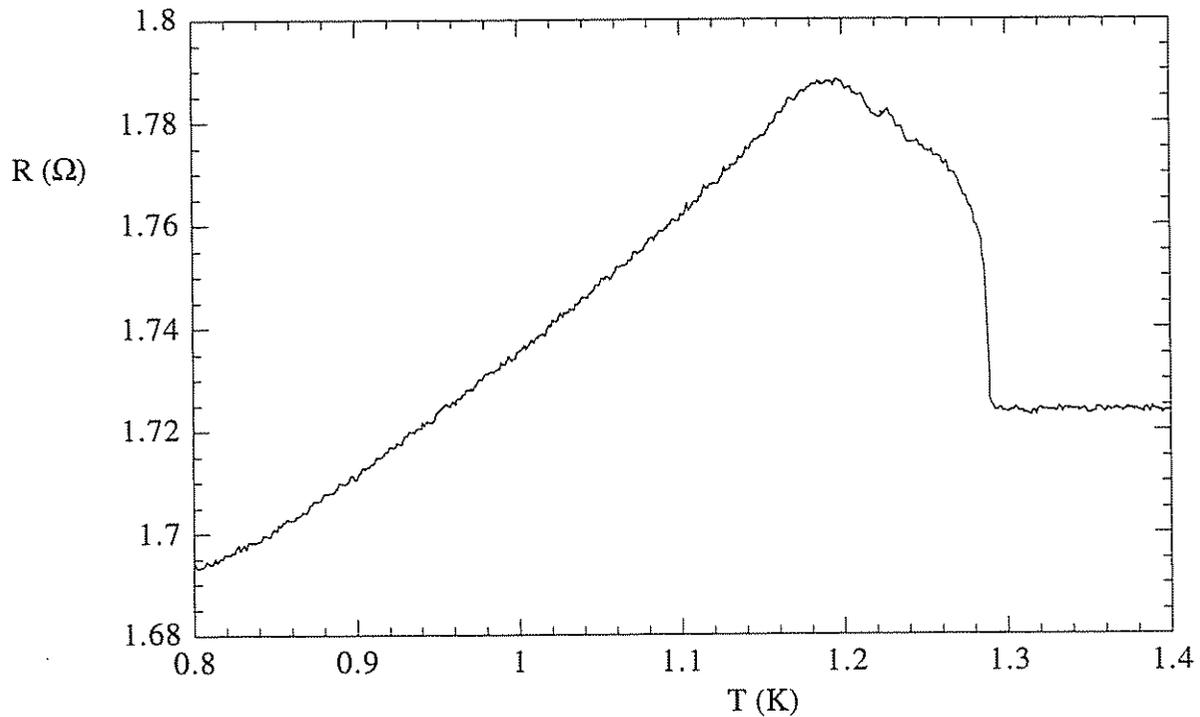


Figure 5.3 : Comportement en température de la résistance du réseau bidimensionnel n°2.

L'échantillon est constitué de fils parallèles de métal normal (Cu) couplés par des fils transverses de métal supraconducteur (Al) de température critique $T_c = 1.28$ K. L'augmentation de la résistance mesurée est de 3.7 % de la résistance normale.

Plusieurs observations d'anomalie de la résistance de systèmes mésoscopiques hybrides N-S à la transition supraconductrice du supraconducteur ont été récemment rapportées dans la littérature (voir 1.3.5 dans le chapitre 1 et [4, 5]). Ces anomalies ont d'abord été expliquées par des effets de déséquilibre des populations d'électrons et de trous (charge imbalance) [6, 7] à l'interface N-S. Une résistance d'interface supraconducteur-métal normal, proportionnelle à la longueur λ_Q de déséquilibre de charge (charge imbalance length), apparaît alors (1.2.2). Ce phénomène est à l'origine du fait que la résistance d'un supraconducteur de type 1 dans l'état mixte est supérieure à sa résistance normale [6]. Récemment, la sensibilité du transport des électrons à un paramètre d'ordre supraconducteur dans un conducteur mésoscopique contenant une inclusion supraconductrice a été explorée (1.3.5 et [8]). Dans le régime diffusif, la résistance du conducteur peut augmenter ou diminuer selon les réalisations du désordre. Enfin, la mesure de fils et d'anneaux mésoscopiques d'aluminium a montré un pic de résistance au voisinage de la transition supraconductrice [9, 10]. Le dessin et la distance à l'échantillon des contacts de tension et de courant semblent très importants dans l'amplitude de l'effet [11]. Cependant, nous allons voir dans la suite que nos expériences peuvent être complètement expliquées par un effet des bords de nos échantillons.

5.2.2. Transition supraconductrice d'un échantillon inhomogène

Considérons un échantillon constitué d'un supraconducteur inhomogène et possédant une certaine extension spatiale. Supposons que les contacts de mesure de transport sont reliés aux quatre coins de cet échantillon (figure 5.4). Soit R la résistance de l'échantillon et r la résistance effective entre un contact de courant et le contact de tension correspondant. Le schéma de la figure 5.4 montre un modèle de ce système. La résistance mesurée est V/I , où V est la différence de potentiel entre les deux contacts de tension et I le courant total dans l'échantillon :

$$\frac{V}{I} = \frac{R}{1 + \frac{r}{2R}} \approx R - \frac{r}{2} \quad (5.2)$$

La mesure au dessus de la température de transition des contacts est ainsi une mauvaise mesure quatre fils tant que la résistance r est non nulle.

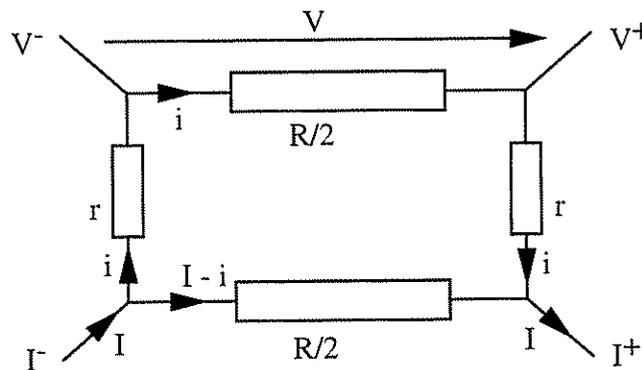


Figure 5.4 : Modèle d'une couche de métal supraconducteur inhomogène.

Les résistances de l'échantillon et des contacts dans l'état normal sont respectivement R et r . Le courant I ne se distribue également dans les deux résistances $R/2$ que si la résistance de contact r est nulle. Dans le cas contraire, la résistance mesurée V/I est inférieure à R .

Considérons le cas où la région proche des contacts, et donc la résistance r , possèdent une température de transition supraconductrice T_c^* plus élevée que le reste de l'échantillon. Cette inhomogénéité peut être causée par la nature différente du matériau constitutif de l'échantillon, ou par le dessin particulier d'un échantillon artificiel homogène, comme par exemple une plus grande section de fil près des contacts. La résistance mesurée au dessus de T_c^* est alors $V/I = R - \frac{r}{2} < R$, et R en dessous de T_c^* , ce qui va se traduire par une remontée de la résistance mesurée lorsque la température est abaissée [12]. A plus basse température, la résistance mesurée diminue à son tour par l'effet de l'apparition de la supraconductivité dans la résistance R de l'échantillon.

Dans nos échantillons, deux bandes de contacts perpendiculaires à la direction de mesure sont intercalées entre les amenées de courant et les contacts de tension. Ces bandes

sont formées par la superposition de deux dépôts de cuivre et d'aluminium décalés latéralement de $0.5 \mu\text{m}$. Sur la frange, le dépôt d'aluminium est libre de tout cuivre qui affaiblirait sa supraconductivité par effet de proximité. La température de transition des bandes de contact est proche de celle d'une couche d'aluminium standard, mais se comporte en champ comme celle d'un fil de largeur $0.5 \mu\text{m}$, ce qui est compatible avec les mesures sous champ. Nous sommes alors dans la situation du modèle de la figure 5.4, avec r qui est la résistance de la bande de contact latérale. Au dessus de la température de transition des contacts, la résistance r des contacts est non nulle et la résistance $\frac{V}{I}$ mesurée diffère de la résistance intrinsèque de l'échantillon R selon la formule (5.2). En dessous de la température de transition, la bande de contact est court-circuitée par la frange d'aluminium, et la résistance des contacts r vaut zéro. La résistance mesurée $\frac{V}{I}$ est alors égale à R , ce qui occasionne un saut de la valeur mesurée de la résistance. L'amplitude relative de ce saut est $\frac{1}{2}R = \frac{w}{2L}$ ou w est la largeur équivalente du réseau et L sa longueur. Dans le cas du réseau 2D, la longueur vaut $L = 95 \mu\text{m}$ et la largeur équivalente w est le nombre de lignes (18) fois la largeur d'une ligne $w = 18 \times 0.2 \mu\text{m} = 3.6 \mu\text{m}$, soit $\frac{w}{2L} = 3.8 \%$, ce qui est en très bon accord avec le résultat expérimental.

Afin de tester cet effet, nous avons modifié la géométrie de l'échantillon et des plots de contacts pour approcher une parfaite mesure quatre fils.

5.2.3. Optimisation de la géométrie des contacts

Nous avons étudié deux échantillons, maintenant tous deux formés d'un fil de cuivre en contact avec des îles d'aluminium, mais avec deux géométries différentes des contacts. La géométrie des contacts de l'échantillon unidimensionnel n°9 (figure 5.5.a) est la même que pour le réseau bidimensionnel n°2. Nous observons un pic de résistance d'environ 0.1% , soit 37 fois plus faible que précédemment. Le raisonnement précédent reste valable, et le rapport $w_N/L \approx 0.08 \%$ entre la largeur du fil de cuivre w_N et sa longueur L donne l'ordre de grandeur de l'effet des contacts.

Dans la géométrie b) de l'échantillon n°15, les contacts de courant et de tension sont parfaitement séparés (figure 5.5.b), les prises de tension étant dans le prolongement d'une île de métal supraconducteur. Les lignes de courant ne se déforment pas au voisinage des contacts de tension lorsque les contacts transitent dans l'état supraconducteur. Dans ces conditions, aucune anomalie de résistance n'est observée dans la limite de la précision de la mesure, soit ici moins que 0.01% de la résistance normale.

Cette anomalie de résistance suit ainsi exactement le comportement prédit par notre interprétation. Nous pouvons donc conclure que cet effet de remontée de la résistance de nos échantillons est totalement expliqué par un effet des contacts. Ceci montre que l'on doit être très prudent dans le dessin des échantillons artificiels hybrides, formés de métal

supraconducteur et de métal normal. Le critère est que les lignes de courant ne se déforment pas dans l'état supraconducteur par rapport à l'état normal. En pratique, il convient de se rapprocher tant que possible d'une géométrie en ligne des quatre contacts et de l'échantillon. Dans les expériences suivantes, nous nous sommes placés tant que possible dans une vraie mesure quatre fils. Ceci est délicat dans le cas d'échantillons de dimension totale de l'ordre du micron, mais plus facile ici grâce à la grande extension linéaire de l'échantillon.

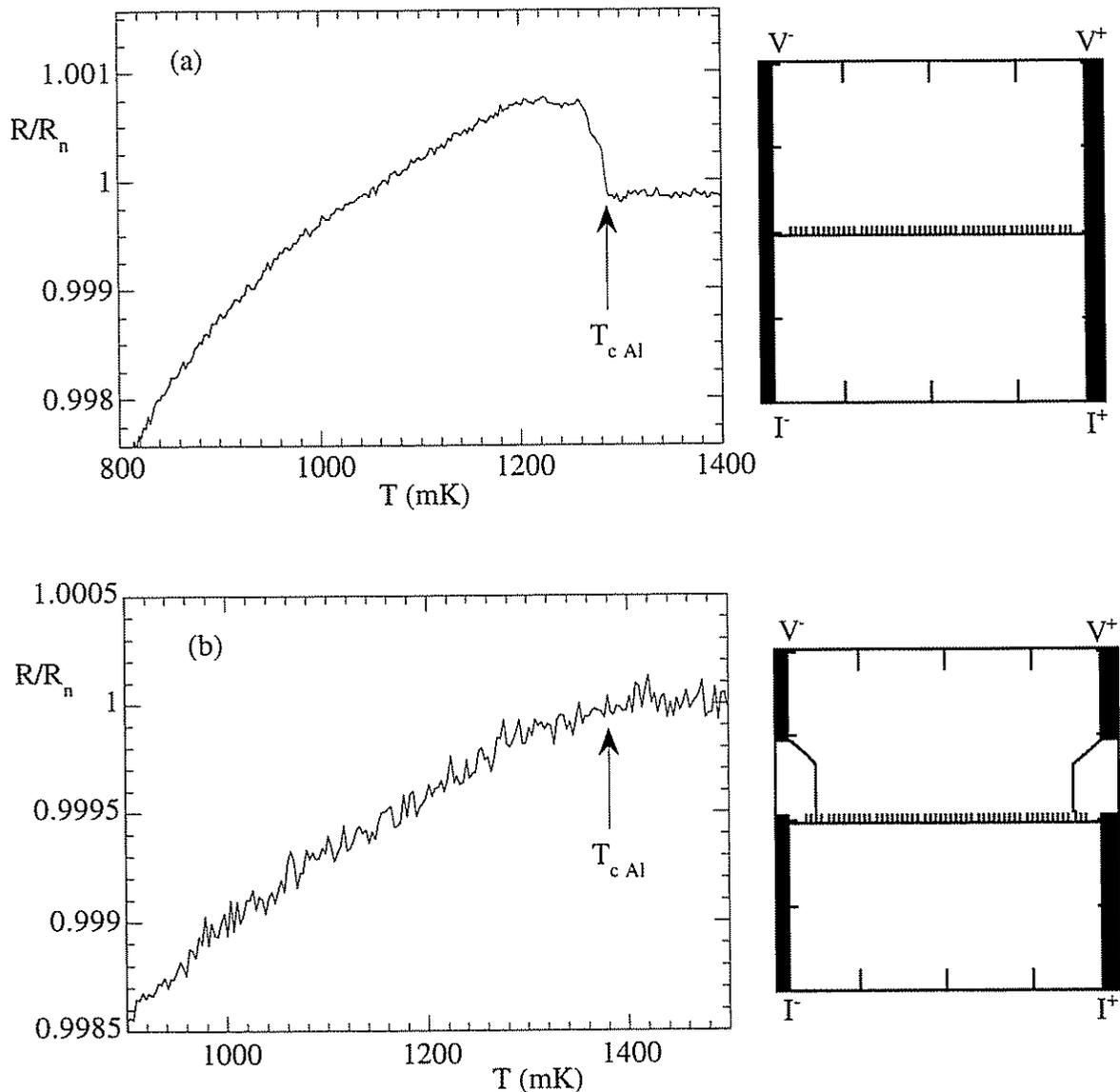


Figure 5.5 : Comportement de la résistance d'un échantillon formé d'un fil de cuivre en contact avec des îles d'aluminium pour deux géométries différentes de contacts.

Courant de mesure $I_{\text{mes}} = 2.5 \mu\text{A}$ a) Ech. n°9 : Mesure en technique quatre fils approximative, une anomalie de résistance de l'ordre de 0.1 % est présente à la transition ($T_c = 1.3$ K). b) Ech. n°15 : Mesure en véritable quatre fils : pas d'anomalie de résistance (< 0.01 %) à la transition ($T_c = 1.4$ K).

La comparaison avec des expériences similaires de V. Petrashov (1.3.5 et [4]), montrant une remontée de la résistance à la transition, est limitée par deux aspects. Nos échantillons sont très étendus et tout effet mésoscopique lié à la faible taille de l'échantillon sera moyenné par une moyenne d'ensemble [8]. La qualité de nos interfaces est très bonne du fait de la méthode d'alignement in-situ, alors que dans le cas des expériences de V. Petrashov, les échantillons sont remis à l'air entre les deux évaporations, ce qui forme une légère couche d'oxyde à l'interface [13].

5.3. TRANSPORT ÉLECTRONIQUE DANS UN MÉTAL NORMAL EN PROXIMITÉ

5.3.1. Présentation d'un résultat expérimental

Nous allons, dans les trois paragraphes suivants, traiter le transport électronique dans les échantillons de proximité au voisinage de la température de transition du supraconducteur. La longueur de cohérence des paires de Cooper dans le métal normal, calculée à partir de la résistance dans l'état normal, est de l'ordre de $0.15 \mu\text{m}$ à 1 K dans la plupart des échantillons fabriqués dans le bâti UHV. Nous pouvons alors estimer la température pour laquelle les fonctions d'onde supraconductrices de deux noeuds voisins du réseau se recouvrent, par le critère $d \approx 2L_T$, soit ici une température de 350 mK pour un paramètre de maille d de $0.8 \mu\text{m}$. Nous allons dans cette partie considérer les hautes températures ($T > 350 \text{ mK}$), où nous pouvons considérer une île supraconductrice S isolée sur un fil de métal normal N .

La figure 5.6 montre le comportement de la résistance de trois échantillons constitués d'un fil submicronique de cuivre ou d'argent formant, avec des îles supraconductrices d'aluminium, une série de jonctions N-S submicroniques. L'échantillon n°17 est représentatif des échantillons où la qualité de l'interface est la meilleure. Il est constitué d'argent et d'aluminium évaporé sous ultra-haut vide, avec un paramètre de maille d égal à $0.8 \mu\text{m}$ pour une largeur des fils supraconducteurs w_S d'environ $0.12 \mu\text{m}$. La résistance mesurée varie fortement en dessous de la température de transition $T_c = 1.46 \text{ K}$, et chute d'environ 10% de la résistance totale. Ce résultat peut s'interpréter naïvement comme le court-circuit du fil d'argent sur la largeur w_S du brin d'aluminium lorsque celui-ci transite dans l'état supraconducteur [14]. L'amplitude relative du décrochement de la résistance près de la température critique de l'aluminium est en effet proche de la proportion de longueur de fil de cuivre couvert par l'aluminium $w_S/d = 15 \%$.

Dans cette optique, l'absence de décrochement de la résistance de l'échantillon n°15 près de la température critique T_c (figure 5.6) peut être attribuée à une moindre qualité d'interface entre les deux métaux. Cette barrière peut être causée par une petite région d'interdiffusion entre les deux métaux N et S. Dans ce cas, la résistance d'interface empêche le transport dans le métal normal d'être sensible à la transition supraconductrice de l'aluminium. Un petit effet à la transition est néanmoins mesurable sur l'échantillon n°15, figure 5.5 b.

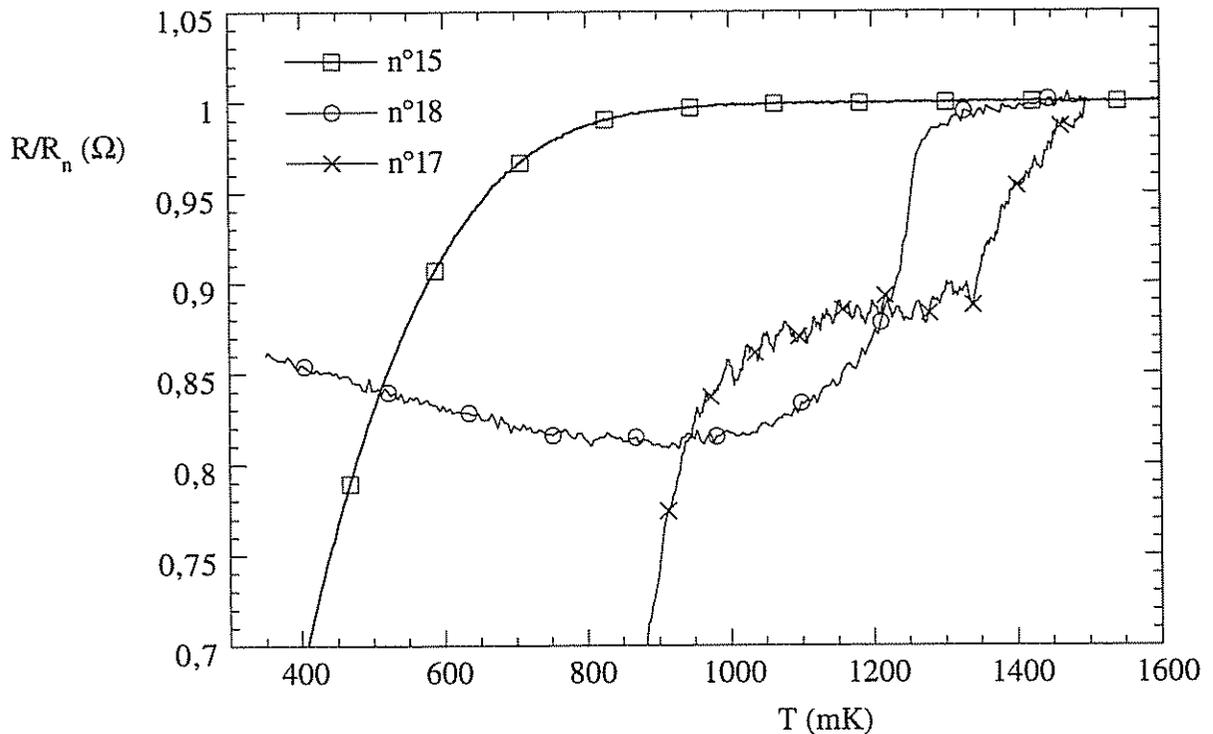


Figure 5.6 : Comportement de la résistance de différents échantillons de proximité.

Les échantillons n°17 et 18 montrent un décrochement à la température de transition de l'aluminium (≈ 1.5 K), au contraire de l'échantillon n°15, qui se place ainsi dans le régime a). L'échantillon n°18 exhibe une remontée de la résistance à température moyenne, se plaçant ainsi dans le régime b2), au contraire de l'échantillon n°17, se plaçant ainsi dans le régime b1). Les différents régimes sont définis en 5.3.3.

Enfin, l'échantillon n°18 montre une chute de la résistance à une température légèrement inférieure à la température critique, suivie d'une remontée à température inférieure. Cette non-monotonie de l'effet de proximité est plus difficilement interprétable par des idées simples. Nous allons, dans la suite de ce paragraphe, traiter l'effet de la transition supraconductrice dans S sur le transport dans le métal normal à la proximité d'une jonction N-S. Nous verrons que différents régimes peuvent être rencontrés suivant les valeurs des paramètres microscopiques du métal normal et de la barrière par rapport à la dimension des jonctions N-S.

5.3.2. Analyse du régime local

La longueur de cohérence L_T caractérise le métal normal N et est la portée de la fonction d'onde supraconductrice dans N. Dans la limite sale où la longueur de cohérence L_T est inférieure au libre parcours électronique l_p (1.1.3 et [2]) :

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}} \quad (5.3)$$

Le coefficient de diffusion électronique vaut $D = \frac{v_F l_p}{3}$ où v_F est la vitesse de Fermi dans N.

Les longueurs de cohérence L_T calculées à partir des données expérimentales et des mesures des dimensions géométriques figurent dans le tableau 5.1. Nous allons ici étudier le régime local, où la longueur de cohérence L_T est petite devant le paramètre de maille d . Chaque île supraconductrice est alors isolée de ses voisines et nous pouvons simplement considérer un segment de fil normal en contact avec une seule île supraconductrice. La longueur de barrière L_t , introduite par B. Spivak, définit la longueur de fil normal équivalent à la résistance dans l'état normal R de la barrière de surface S (1.3.4 et [15]) entre le fil N et l'île S :

$$L_t = R \frac{e^2}{h N(0) S t_0} = l_p / t_0 \quad (5.4)$$

où t_0 est le coefficient sans dimension de transmission de la barrière ; $N(0)$ et l_p sont respectivement la densité d'états au niveau de Fermi et le libre parcours moyen élastique de N.

La figure 5.7 montre le schéma d'un échantillon de proximité près d'une jonction N-S, avec l'indication des différentes résistances considérées. La section de longueur w_S de fil normal qui est en contact direct avec l'aluminium possède une résistance R_N :

$$R_N = \rho_N(T) \frac{w_S}{w_N e_N} \quad (5.5)$$

où e_N et w_N sont respectivement l'épaisseur et la largeur du fil de métal normal. La dépendance en température de la résistivité ρ_N du métal normal est liée à l'effet de proximité. La résistance dans l'état normal R de la barrière tunnel entre N et S est prise en compte à travers la longueur L_t :

$$R = \rho_N \frac{L_t}{w_S w_N} \quad (5.6)$$

La résistance R_I "en quatre fils" de la jonction N-S est égale à R à la transition de S, puis évolue à basse température, quand la bande interdite est grande devant l'énergie thermique, selon la loi (1.3.4 et [15]) :

$$R_I = \gamma R \frac{L_t}{L_T} \quad (5.7)$$

où γ est un facteur numérique de l'ordre de 1. Si la valeur de L_t est plus grande que la longueur de cohérence normale L_T , la résistance de jonction R_I augmente alors comme dans une jonction tunnel S-I-N classique, où les processus à deux électrons (au lieu de un), non pris

en compte ici, gouvernent la conductance à tension de polarisation nulle. Si la longueur de cohérence L_T est plus grande que la longueur de barrière L_t , la barrière à l'interface est suffisamment fine pour ne pas diminuer l'effet de proximité. Dans ce cas, la résistance de la jonction, ainsi que la résistivité du métal N au voisinage de l'interface, diminuent lorsque la température est diminuée.

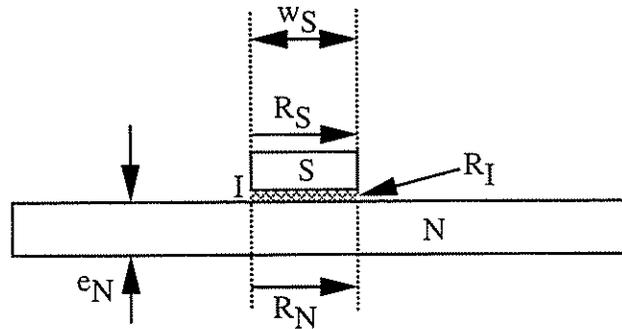


Figure 5.7 : Schéma d'une section des échantillons considérés.

Une île de métal supraconducteur S de largeur w_S est posée sur un fil normal d'épaisseur e_N et de largeur w_N (non montrée). Les résistances R_N , R_S sont respectivement les résistances dans l'état normal du segment de fil N, du brin de S dans sa largeur. La résistance R_I est la résistance de la barrière, qui vaut R dans l'état normal.

A toute température, la résistance R_N est mise en parallèle avec la résistance R_S du brin d'aluminium dans sa largeur, à travers la résistance d'interface R. Un simple modèle de résistance distribuée permet de calculer la résistance mesurée en quatre points $R_{N/S}$ du segment d'échantillon en dessous d'un brin d'aluminium :

$$R_{N/S} = \frac{R_N R_S}{R_N + R_S} \left\{ 1 + \frac{\sqrt{R_I R_N}}{R_S} \tanh \left(\sqrt{\frac{R_N}{R_I}} \right) \right\} \quad (5.8)$$

Nous avons ici négligé la dépendance spatiale selon l'axe vertical du potentiel électrique dans la couche N.

En dessous de la température de transition du supraconducteur S, la formule 5.8 reste valide avec une résistance du brin d'aluminium nulle $R_S = 0$, ce qui diminue la résistance mesurée $R_{N/S}$ d'une quantité plus ou moins importante selon les valeurs relatives des résistances R_N et R. Nous pouvons alors distinguer deux régimes principaux à la transition.

5.3.3. Discussion des différents régimes

a) $R \gg R_N$

Considérons le cas où la résistance de la jonction N-S à la température critique de S ; $R_I = R$ est grande devant R_N . Dans ce régime, la longueur de barrière L_t vérifie la condition :

$$L_t > a = \frac{w_S^2}{e_N} \quad (5.9)$$

La longueur a est caractéristique de la dimension d'une jonction N-S, tout en prenant en compte la géométrie de la jonction par superposition des couches N et S. Dans une jonction en ligne, cette longueur a est identique à la largeur du fil supraconducteur w_S . Une grande longueur de barrière L_t signifie la présence d'une barrière à l'interface.

Sous cette condition, la résistance $R_{N/S}$ en dessous de la transition est, selon la relation 5.8, très proche de la valeur de la résistance du segment de fil normal R_N . Le comportement de la résistance de l'échantillon ne montre alors pas de baisse importante à la transition. L'échantillon n°15, figures 5.5.b et 5.6, se situe dans ce régime, ainsi que d'autres échantillons non montrés ici (n°13, 14, ...).

Dans nos échantillons usuels, la condition 5.9 implique que la longueur de barrière L_t est également grande devant la longueur de cohérence L_T : $L_t > L_T$. A plus basse température, la résistance de la jonction R_J augmente donc encore au dessus de sa valeur dans l'état normal R , et reste donc plus grande que la résistance R_N . Ainsi, la résistance de l'échantillon n°15 (figure 5.6) diminue de seulement 1 ‰ entre 1.4 et 1 K. Cette diminution de la résistance est causée par la diminution de la résistivité ρ_N du métal N par l'effet de proximité avec le supraconducteur, atténué par la barrière.

Dans une jonction en ligne, l'effet de proximité augmente la conductivité de N d'une quantité de l'ordre de $\frac{L_T^2}{L_t^2}$ sur une longueur qui est le minimum de la longueur de barrière L_t et du libre parcours inélastique $L_{in} = L_\phi$ [16]. La résistance mesurée $R_{N/S}$ va ainsi toujours diminuer légèrement lorsque la température est diminuée. La résistance de barrière R de cet échantillon estimée à partir de cette interprétation des données de l'échantillon n°15 à 1 K est de 3.7Ω , avec une longueur de barrière L_t de $8.6 \mu\text{m}$, pour un libre parcours inélastique de $3 \mu\text{m}$. Le coefficient de transmission t_0 de la barrière est alors de l'ordre de 1 ‰. Cet échantillon est constitué de cuivre et d'aluminium évaporé sous ultra-haut vide, avec une barrière à l'interface causée par une légère interdiffusion à l'interface sur quelques dizaines d'Angströms.

b) $R \ll R_N$

Dans le cas opposé, la résistance de jonction R est petite devant la résistance R_N du segment de fil de cuivre en contact intime avec l'aluminium, soit la condition :

$$L_t < a = \frac{w_S^2}{e_N} \quad (5.10)$$

Nous sommes alors dans la situation d'un bon contact métallique entre N et S qui crée un effet de proximité important. A une température supérieure à la température critique, dans la limite $R < R_N$, la formule 5.8 se simplifie en :

$$R_{N/S}(T > T_c) \approx \frac{R_S R_N}{R_S + R_N} \quad (< R_N) \quad (5.11)$$

En dessous de la température critique de S, la résistance R_S est nulle et la résistance $R_{N/S}$ devient très petite devant sa valeur de l'état normal :

$$R_{N/S}(T < T_c) = \sqrt{R R_N} \quad (\ll R, R_N) \quad (5.12)$$

Nous pouvons estimer par la condition 5.10 une valeur maximum de résistance de la barrière de l'échantillon n°17 (figure 5.6) : $R < 0.1 \Omega$, pour une longueur de barrière L_t maximum de $0.14 \mu\text{m}$. Nous en déduisons que le coefficient de transmission t_0 de la barrière est supérieur à 25 %. A plus basse température, nous pouvons obtenir deux comportements différents de la résistance $R_{N/S}$ suivant le comportement en température de la résistance de jonction R_I .

b1) $L_t < L_T$

Dans le cas le plus courant, la longueur L_t est également petite devant L_T :

$$L_t < \begin{cases} a = w_S^2 / e_N \\ L_T \end{cases} \quad (5.13)$$

A basse température, la résistance de barrière R_I diminue alors selon la relation 5.7, ce qui maintient la diminution de la résistance $R_{N/S}$. De plus, l'effet de proximité se développe dans N, et amène la résistivité du métal N à zéro dans un rayon de l'ordre de L_T autour de l'interface [17]. L'extension spatiale de cet effet est limitée par la longueur de mémoire de phase L_ϕ , qui donne ainsi une portée maximum de l'effet de proximité. La résistance de l'échantillon n°17 constitué d'argent, figure 5.6, diminue ainsi sensiblement entre 1.4 K et 1 K. L'amplitude expérimentale de cet effet est néanmoins inférieure à la prédiction, qui reste dans le cadre d'une jonction en ligne.

b2) $L_t > L_T$

Dans certaines conditions plus pointues, la longueur L_t est grande devant la longueur de cohérence L_T tout en restant petite devant a :

$$L_T < L_t < a = w_S^2 / e_N \quad (5.14)$$

Dans ce cas, la résistance de l'interface R_I augmente lorsque la température est diminuée (relation 5.7). Lorsque la température est diminuée, la résistance $R_{N/S}$ augmente et approche alors la valeur R_N et par là même, dans certaines conditions, excéder sa valeur dans l'état normal. Cet effet s'explique simplement par le fait que l'aluminium participe au transport dans l'état normal, mais pas dans l'état supraconducteur, où la résistance d'interface R_I augmente à basse température, et découple le cuivre de l'aluminium. Il convient de noter que cette augmentation de la résistance de l'échantillon au dessus de sa valeur dans l'état normal a des caractéristiques différentes de l'anomalie reportée dans le paragraphe 5.2. Cette augmentation est ici très progressive en dessous de la température critique de l'aluminium, et non pas ponctuelle à la transition comme dans le cas d'un effet des contacts.

La remontée de la résistance de l'échantillon n°18 entre 1 K et 0.3 K (figure 5.6) peut être interprétée dans ce cadre. Le comportement de cet échantillon est étudié de façon plus

complète dans le paragraphe suivant. Nous avons également observé, nettement en dessous de la température critique, une remontée de la résistance au dessus de la résistance de l'état normal du réseau bidimensionnel de proximité n°3 (non montré). Cet accroissement de résistance peut là aussi s'interpréter comme l'effet de l'augmentation de la résistance de la jonction tunnel N-S à basse température.

5.4. SUPRACONDUCTIVITÉ DANS UN ANNEAU MÉTALLIQUE MÉSOSCOPIQUE

5.4.1. Principe et fabrication des échantillons

Nous avons étudié des échantillons où le segment de fil normal est remplacé par un anneau. L'intérêt de réaliser un anneau est de mesurer la sensibilité du transport dans le métal normal à la présence d'un flux magnétique dans l'anneau. Les courants supraconducteurs créés par l'effet de proximité dans cet échantillon montrent une périodicité de un quantum de flux supraconducteur $\phi_0 = h/2e$ dans l'anneau (cf. 1.4.2). Les corrections de la conductance liée à la localisation faible dans le métal normal au voisinage d'une interface supraconductrice doivent par contre montrer une périodicité moitié [16], soit $h/4e$.

La technique d'évaporation oblique sur un masque suspendu, utilisée sur les autres échantillons, ne peut pas être employée ici à cause de la géométrie en anneau. Ces échantillons ont été réalisés, selon une technique différente, par Dominique Mailly au Laboratoire des Microstructures et de Micro-électronique (L.M.M.) du C.N.R.S. Bagneux. Un masqueur électronique dessine le masque de lift-off en anneau sur lequel le cuivre est évaporé. Après le lift-off, une deuxième couche de résine est étalée et lithographiée pour le motif d'aluminium. La difficulté de la méthode consiste à se repositionner par rapport au motif de cuivre avec une précision meilleure que 100 nm près. La surface de cuivre est nettoyée par des ions Argon accélérés à 500 V pendant environ 30 secondes, juste avant l'évaporation d'aluminium dans le même bâti sans remise à l'air. La géométrie de cet échantillon est assez proche de celle de l'expérience de V. Petrashov, à la différence que la qualité de l'interface est ici contrôlée par le bombardement ionique.

La figure 5.8 montre une photographie prise au microscope électronique à effet de champ d'un échantillon de cette géométrie. La largeur des fils de cuivre est de 50 nm, ce qui limite le libre parcours moyen des électrons, et par là même la longueur de cohérence des paires. Le diamètre de la boucle, qui est carrée pour des raisons de facilité de lithographie, est

de 500 nm. La distance d entre les îles supraconductrices est de $1 \mu\text{m}$, soit une distance développée de $1.5 \mu\text{m}$, pour les échantillons n°18 et 19 étudiés ici.

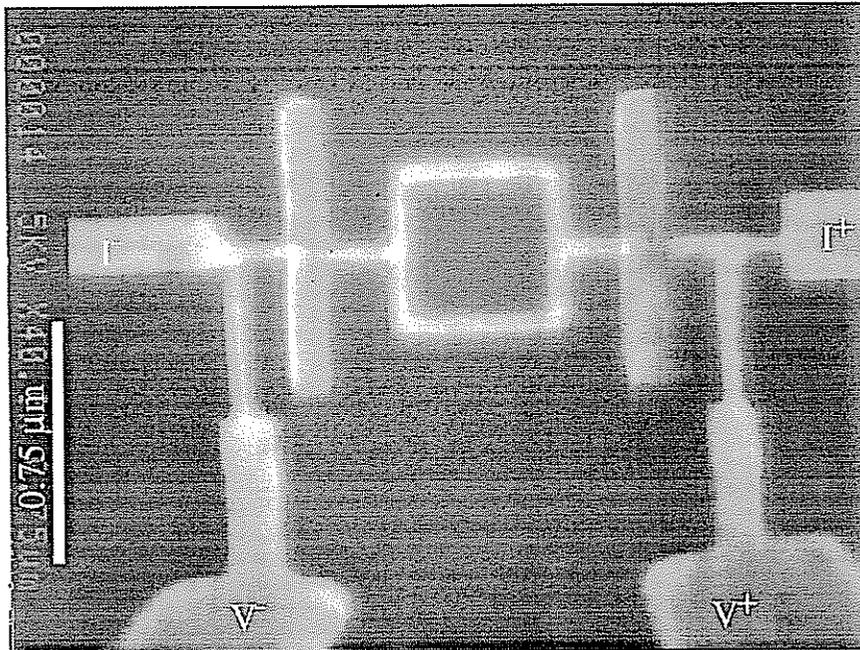


Figure 5.8 : Photo au microscope électronique à effet de champ d'une boucle de cuivre en contact avec deux barres d'aluminium.

L'échantillon, ainsi que les contacts de courant et tension est constituée de cuivre, mis à part les deux barres d'aluminium verticales sur la photo. Le côté de la boucle vaut 500 nm , la largeur des fils est de 50 nm .

5.4.2. Mesure en température du transport électronique

La figure 5.9 montre le comportement, en fonction de la température, de la résistance de l'échantillon n°18, constitué d'un anneau de cuivre formant deux jonctions submicroniques avec deux îles d'aluminium séparées de $1 \mu\text{m}$.

La résistance montre, comme dans l'échantillon n°17, un décrochement de l'ordre de 19% de la valeur normale au voisinage de la transition supraconductrice de l'aluminium. Le rapport géométrique de couverture du cuivre par l'aluminium vaut ici $2w_S/L = 23 \%$, ce qui est donc de l'ordre de grandeur de l'effet observé. Nous sommes ici dans la situation d'un bon contact entre N et S, où la résistance de barrière R est inférieure à la résistance R_N du segment de fil de cuivre en dessous du brin d'aluminium. Cette situation se traduit sur la longueur de barrière L_t par la condition : $L_t < 1 \mu\text{m}$. Nous pouvons de plus observer que la température de décrochement est plus basse que la température critique de l'aluminium usuelle en couches minces de 1.45 K . Nous interprétons cet effet comme l'abaissement de la température de transition de l'aluminium à l'interface par rapport à la température de transition de l'aluminium

massif à cause de l'effet de proximité avec le cuivre (cf. 1.1.4). Un effet dès la température de 1.45 K, lié à la supraconductivité dans l'aluminium loin de l'interface, est néanmoins visible sur la résistance de l'échantillon.

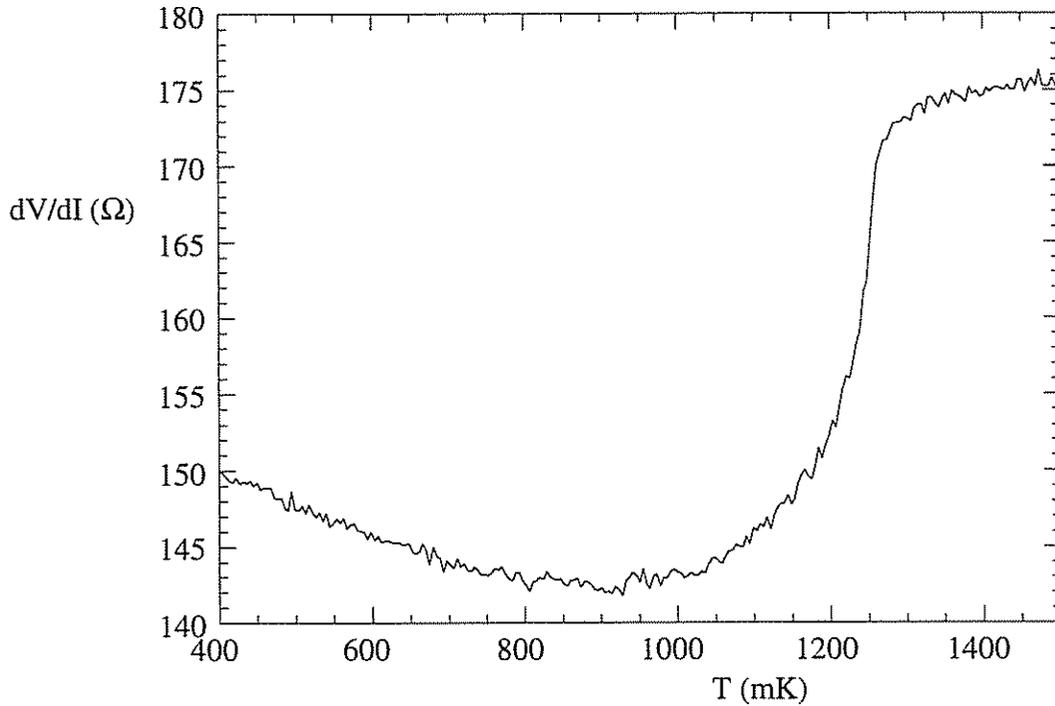


Figure 5.9 : Résistance de l'échantillon n°18 au voisinage de la température de transition.

Courant de mesure de 5 nA. La résistance de l'échantillon diminue rapidement au voisinage de la transition supraconductrice de l'aluminium (de 19 % de la résistance normale) lorsque la température est diminuée.

A basse température et sous fort courant de mesure, la résistance de l'échantillon augmente ensuite de plus de 10 %, sans dépasser toutefois la résistance normale (figure 5.10). Cet effet est interprété comme la signature de l'augmentation de la résistance d'interface R_I liée à l'ouverture d'une bande interdite dans S, comme discuté en 5.3.2 dans le cas b2). A basse température, la résistance R_I de la jonction est égale à sa résistance normale R multipliée par le facteur L_t/L_T (formule 5.7 et [1]). Notre résultat expérimental peut donc être interprété simplement si nous considérons que ce rapport est supérieur à 1. La longueur de cohérence L_T dans le métal normal calculée à partir du libre parcours moyen est de 50 nm à 1K. Les conditions sur L_t et sur le rapport L_t/L_T sont donc compatibles et déterminent une fourchette pour la longueur L_t entre 1 μm et 50 nm. La dépendance en température de l'accroissement de résistance est difficile à ajuster à une loi théorique sur la gamme de température considérée, car ces lois théoriques sont en général valides pour une bande

interdite grande devant l'énergie thermique $k_B T$. Ces différentes caractéristiques du comportement en température de la résistance sont retrouvées dans l'échantillon n°19.

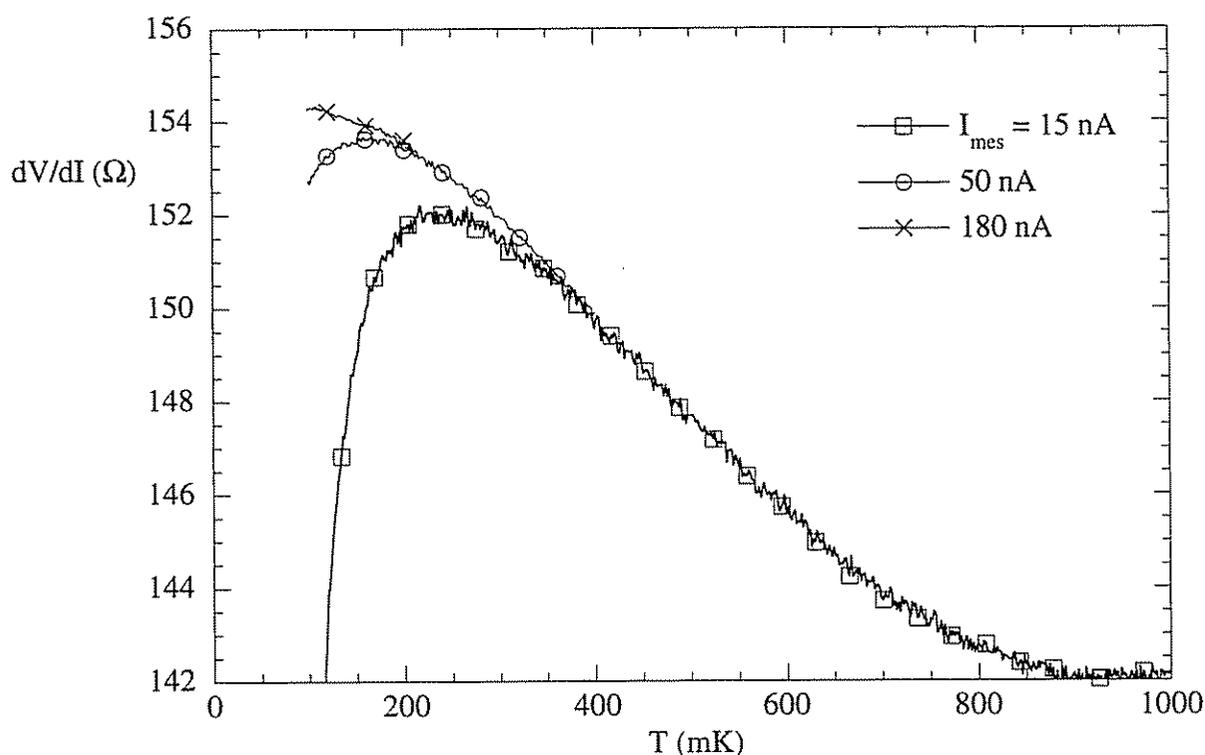


Figure 5.10 : Comportement de la résistance de l'échantillon n°18 à basse température et sous fort courant de mesure.

La résistance augmente à basse température d'environ 10 % sans toutefois dépasser la résistance dans l'état normal (177 Ω).

5.4.3. Caractéristiques courant-tension

A très basse température et faible courant de mesure, la résistance baisse très notablement (figure 5.10). La figure 5.11 montre la caractéristique courant-résistance différentielle de l'échantillon n°18 pour différentes températures. A toute température en dessous de 100 mK, la résistance dynamique passe par un minimum à faible courant de polarisation. Si la valeur de ce minimum est constante, le courant maximum d'observation de cet effet est lui très dépendant de la température.

Il est ici important de comparer les différents temps caractéristiques qui gouvernent les effets cohérents entre les deux électrodes supraconductrices. Le temps de diffusion τ_D d'un électron sur la distance $L = 1.5 \mu\text{m}$ entre les deux électrodes vaut : $\tau_D = \frac{L^2}{D} = 0.83 \text{ ns}$. Ce temps doit être comparé au temps inélastique τ_ϕ qui est de l'ordre de 0.2 ns dans le cuivre. Enfin, si une tension continue existe entre les deux îles d'aluminium, la phase

supraconductrice d'une île tourne par rapport à l'autre. La différence de phase atteint 2π dans un temps τ_V : $\tau_V = \frac{h}{2eV}$. Au changement de résistance différentielle sur la figure 5.11, la tension V vaut $1.6 \mu\text{V}$, ce qui donne un temps τ_V de 1.3 ns si l'on suppose que la tension lue est égale à la tension entre les îles supraconductrices. La tension de commutation de la résistance dynamique correspond à la rotation de la phase d'une île par rapport à l'autre de 2π pendant le temps de diffusion d'un électron d'une île à l'autre.

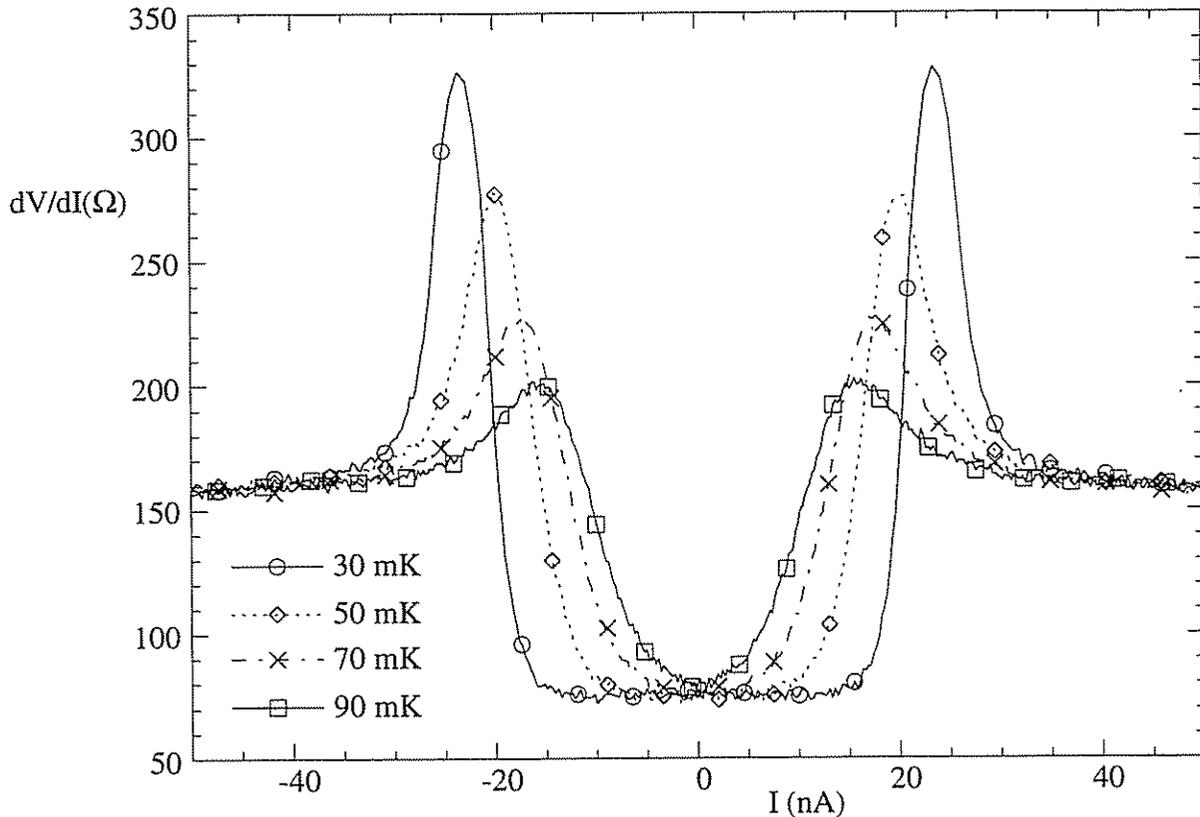


Figure 5.11 : Caractéristique courant-résistance différentielle de l'échantillon n°18 à différentes températures.

Le minimum de résistance différentielle vaut 75Ω . Courant de mesure de 1.5 nA , de fréquence 333 Hz .

La caractéristique de la figure 5.11 est tout à fait similaire à celle d'une jonction Josephson S-N-S qui serait formée par le métal normal entre les deux îles supraconductrices. L'arrondi des courbes est cohérent avec un arrondi thermique : une température de 1 K correspond à un courant de 7 nA . Dans ce cadre, le fait que la résistance de l'échantillon n°18 ne tombe pas à zéro peut être relié à la présence de métal normal entre les prises de tension et les îles supraconductrices. Cette section représente 30% de la résistance de l'échantillon qui contribuent encore partiellement à la résistance à basse température. Nous notons donc un écart entre cette valeur de 30% environ et le résultat expérimental qui montre une proportion

de 50 % de la résistance normale qui contribue à la résistance à basse température. Il est à noter que les amenées de courant et les prises de tension sont ici constituées de métal normal. La valeur du "courant critique" de cet effet est ici de l'ordre de 20 nA à 30 mK, ce qui est beaucoup plus faible que le courant critique des échantillons précédents, mais peut être relié à la faible valeur de la longueur de cohérence normale L_T .

L'échantillon n°19 est similaire à l'échantillon n°18, mais avec un libre parcours moyen électronique l_p et donc une longueur de cohérence L_T plus grands. Nous retrouvons un comportement identique à basse température, lorsque la résistance chute de 45 à 15 Ω . Le courant critique est ainsi plus important, de l'ordre de 125 nA à 42 mK.

5.4.4. Magnétorésistance

A basse température et sous faible champ magnétique, nous observons une modulation du courant critique entre 0 et 100% de sa valeur sous champ nul. La résistance de l'échantillon est alors fortement non-linéaire et montre alors une variation d'amplitude très importante. La figure 5.12 montre la dépendance en champ magnétique du courant critique à 150 mK. Nous retrouvons ici une périodicité en $\frac{h}{2e}$, soit un quantum de flux supraconducteur, qui vaut ici 8.1 mT. Ce comportement est exactement celui d'un SQUID (Superconducting QUantum Interferometer Device). La grande originalité de cet élément est que la supraconductivité y est induite par proximité.

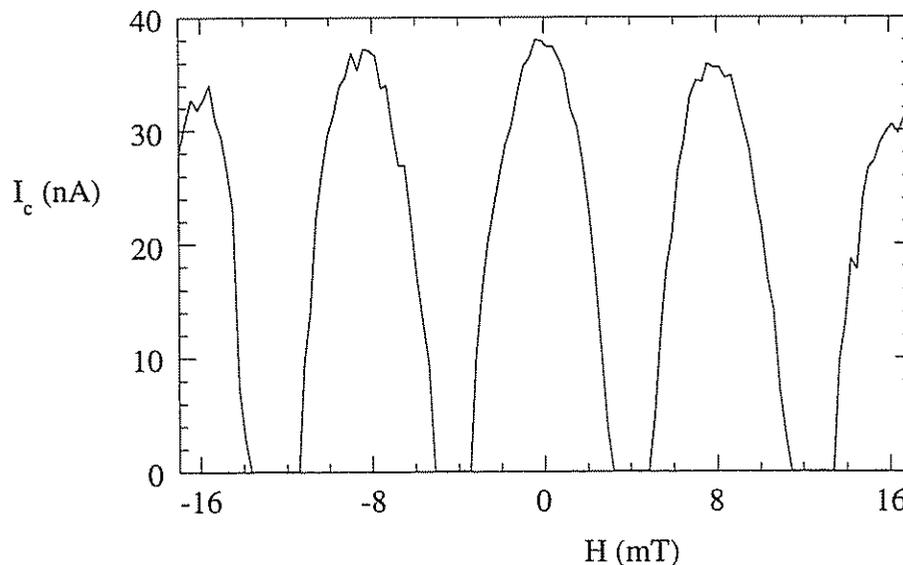


Figure 5.12 : Courant critique de l'échantillon n°19 en fonction du champ magnétique à $T = 150$ mK.

La période des oscillations est de 8.1 mT, soit un flux $h/2e$ dans l'anneau. Le courant de mesure est de 3 nA avec un critère en résistance différentielle de 35 Ω .

Sous fort champ magnétique, la supraconductivité de l'aluminium est détruite et ne subsistent que les corrections de localisation faible et les fluctuations universelles de conductance. La figure 5.13 montre la magnétorésistance à $T = 200$ mK, sous champ magnétique supérieur au champ critique de l'aluminium (environ 100 mT). La période des oscillations principales est de 16.2 mT, soit un flux magnétique égal à $\frac{h}{e}$ dans l'anneau. Une plus petite composante à $\frac{h}{2e}$ est également visible. L'amplitude des oscillations de période $\frac{h}{e}$ en conductance $\Delta G = \frac{\Delta R}{R^2}$, ramenée à la résistance de l'anneau seul, est de l'ordre de 0.2 quantum de conductance G_0 (cf. 1.4.1). Ce comportement est donc cohérent avec une interprétation en termes de localisation faible atténuée par une longueur de mémoire de phase plus faible que la longueur de l'échantillon.

$$\Delta G = G_0 \exp\left(-\frac{L}{L_\phi}\right) \quad (5.15)$$

Nous pouvons déduire de cette mesure une longueur de mémoire de phase L_ϕ de 1.7 μm .

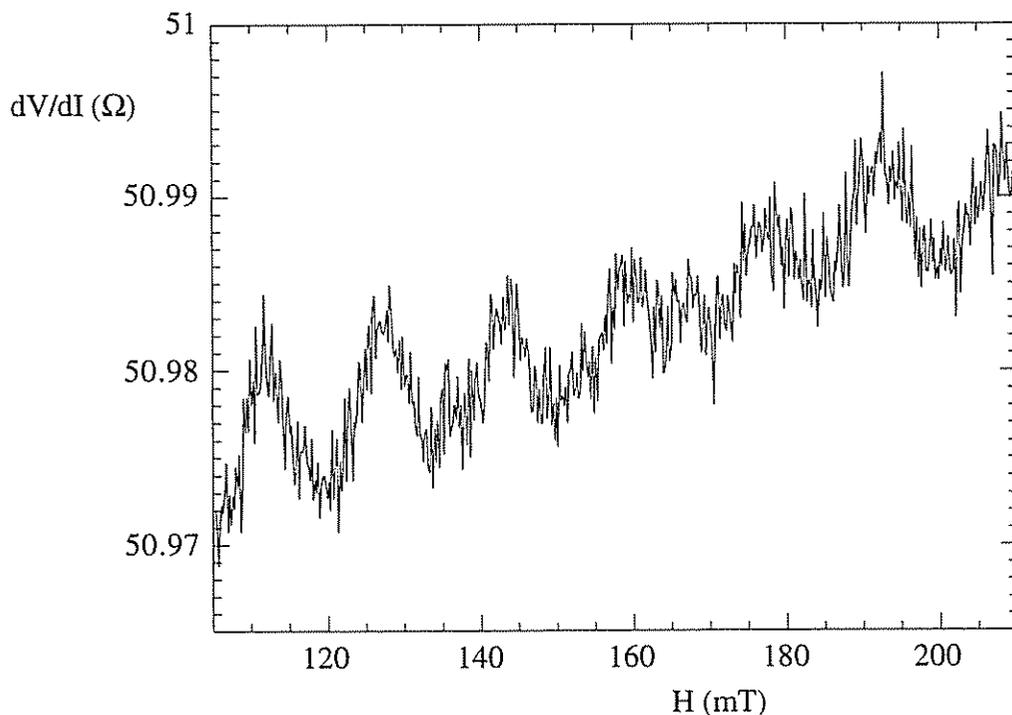


Figure 5.13 : Magnétorésistance à fort champ magnétique de l'échantillon n°19. Courant de mesure 600 nA. Les oscillations de période h/e (ou 16.2 mT) sont reliées aux corrections de localisation faible de la conductance.

La figure 5.14 montre la dépendance en champ magnétique de la résistance à température intermédiaire. Ces oscillations ont une période de $\frac{h}{2e}$ et sont centrées sur

l'origine des champs magnétiques. L'amplitude des oscillations, de l'ordre du pour-cent, est plus faible qu'à basse température ($T < 200$ mK), mais reste supérieure à un quantum de conductance. Nous interprétons donc ce comportement par un effet rémanent de la supraconductivité de proximité au dessus de la température de transition supraconductrice par couplage Josephson induit par proximité.

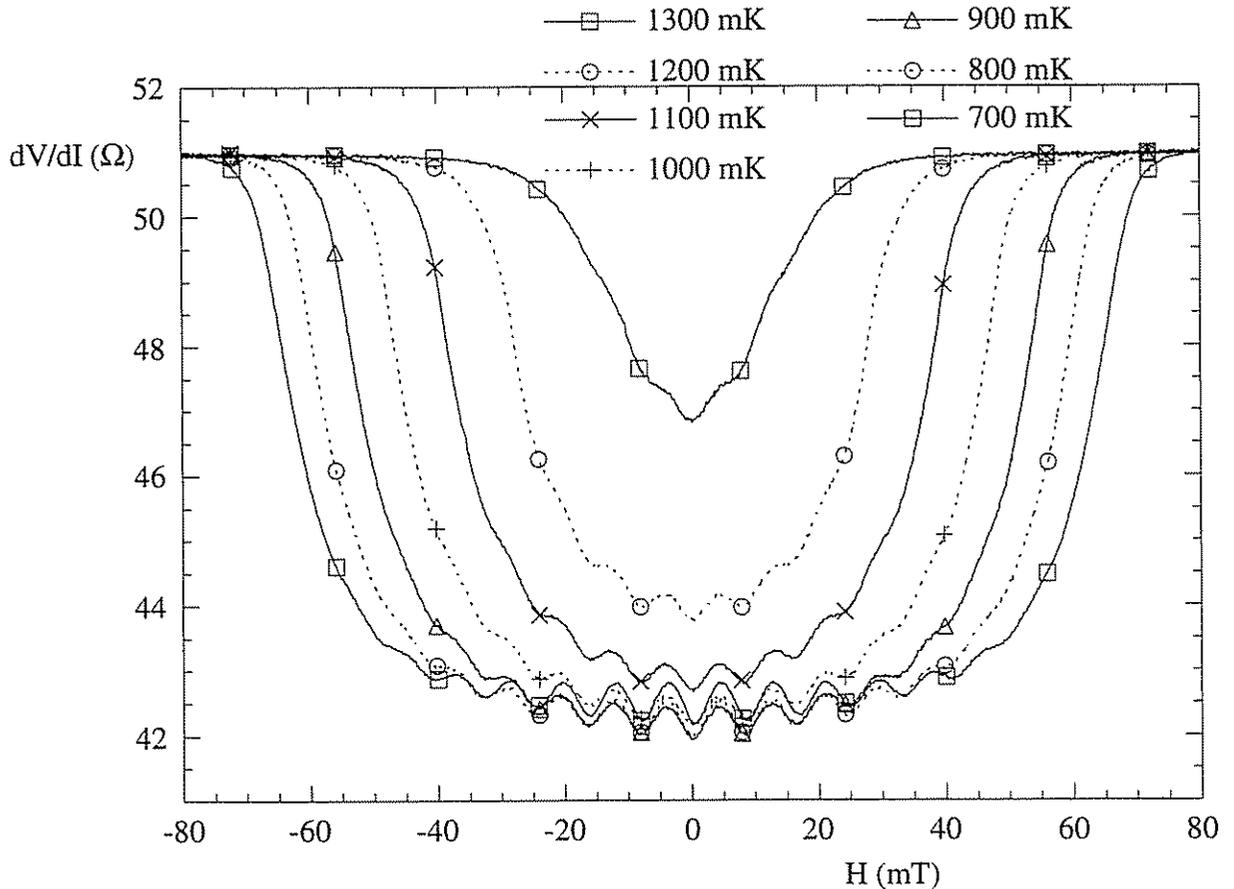


Figure 5.14 : Magnétorésistance de l'échantillon n°19 à différentes températures entre 700 mK et 1300 mK.

Les oscillations ont une période $h/2e$ et une amplitude grande devant le quantum de conductance G_0 . Le couplage supraconducteur par effet Josephson permet d'interpréter cet effet. Le courant de mesure est 60 nA.

Nous concluons donc en l'absence de composantes de période en $h/4e$ dans la magnétorésistance d'un conducteur métallique en anneau en contact de proximité. Cette constatation est en contradiction avec l'expérience de V.T. Petrashov. Cette divergence peut être reliée à la nature différente de l'interface N-S entre nos deux systèmes. Nous observons une variation de la résistance de l'anneau qui atteint 80 %, contre 1 % au maximum dans le cas de Petrashov. Ceci montre que l'interface N-S des échantillons de V.T. Petrashov est nettement moins bonne que dans notre cas. Une autre différence réside en la géométrie particulière utilisée par Petrashov (géométrie T, figure 1.19), où les îles supraconductrices

sont situées en dehors de l'anneau et du circuit de mesure. Cette complication brise la symétrie du système, ce qui peut être responsable d'une période différente ($\frac{h}{4e}$), ou d'un déphasage de π d'une partie des oscillations en $\frac{h}{2e}$. Nous concluons donc que les résultats expérimentaux de Petrashov doivent être réinterprétés en termes de supraconductivité induite, prenant en compte les détails de la géométrie.

5.5. EFFET DE PROXIMITÉ ET RÉGIME QUANTIQUE

5.5.1. Expérience préliminaire

Nous désirons étudier l'effet de proximité dans une jonction N-S placée dans le régime de blocage de Coulomb des charges. Dans une jonction de résistance tunnel supérieure à la résistance quantique $R_Q = \frac{h}{4e^2}$, les processus tunnel des charges élémentaires sont bloqués thermiquement lorsque l'énergie de charge $E_c = \frac{e^2}{2C}$ de la capacité C de la jonction par un seul électron est supérieure à l'énergie thermique $k_B T$ (cf. 1.6 et [17]). La compétition entre l'effet de proximité et le blocage des charges a récemment fait l'objet d'études théoriques particulièrement motivantes (cf. 1.6.2 et [18]). L'effet de proximité est alors sensible à une tension de porte induisant des charges sur l'électrode supraconductrice. D'autre part, l'effet de proximité est affaibli par une barrière tunnel. Il convient donc de choisir une barrière tunnel de résistance juste supérieure à la résistance de la résistance quantique R_Q .

Nous avons étudié le transport dans l'échantillon n°12, similaire aux échantillons linéaires précédents mais possédant une barrière tunnel entre le cuivre et l'aluminium de l'ensemble des îles supraconductrices. La résistance tunnel des jonctions tunnel, mesurée sur une jonction-test, a été ajustée en faisant varier la pression d'oxygène pendant l'oxydation. La valeur choisie de $8 \text{ k}\Omega$ est légèrement supérieure à la résistance quantique $R_Q = 6.5 \text{ k}\Omega$. La capacité estimée des jonctions S-N est de 2 fF , ce qui correspond à une énergie de charge d'environ 500 mK . A basse température ($T < 500 \text{ mK}$), l'effet de proximité dans le métal normal est alors contrôlé par l'effet de charge dans la capacité formée par une jonction N-S. La question expérimentale consiste à savoir si un effet de proximité subsiste lorsque une barrière tunnel relativement forte est intercalée entre N et S. La figure 5.15 montre le comportement de la résistance de l'échantillon n°12 en fonction de la température sous champ magnétique nul et en fonction du champ magnétique à 150 mK . La résistance augmente à basse température d'une quantité de l'ordre de 0.3% . A bas champ et basse température, la

magnétorésistance est négative. Vu la petitesse de l'effet, nous devons examiner plusieurs explications à ce comportement, notamment l'effet de la localisation faible.

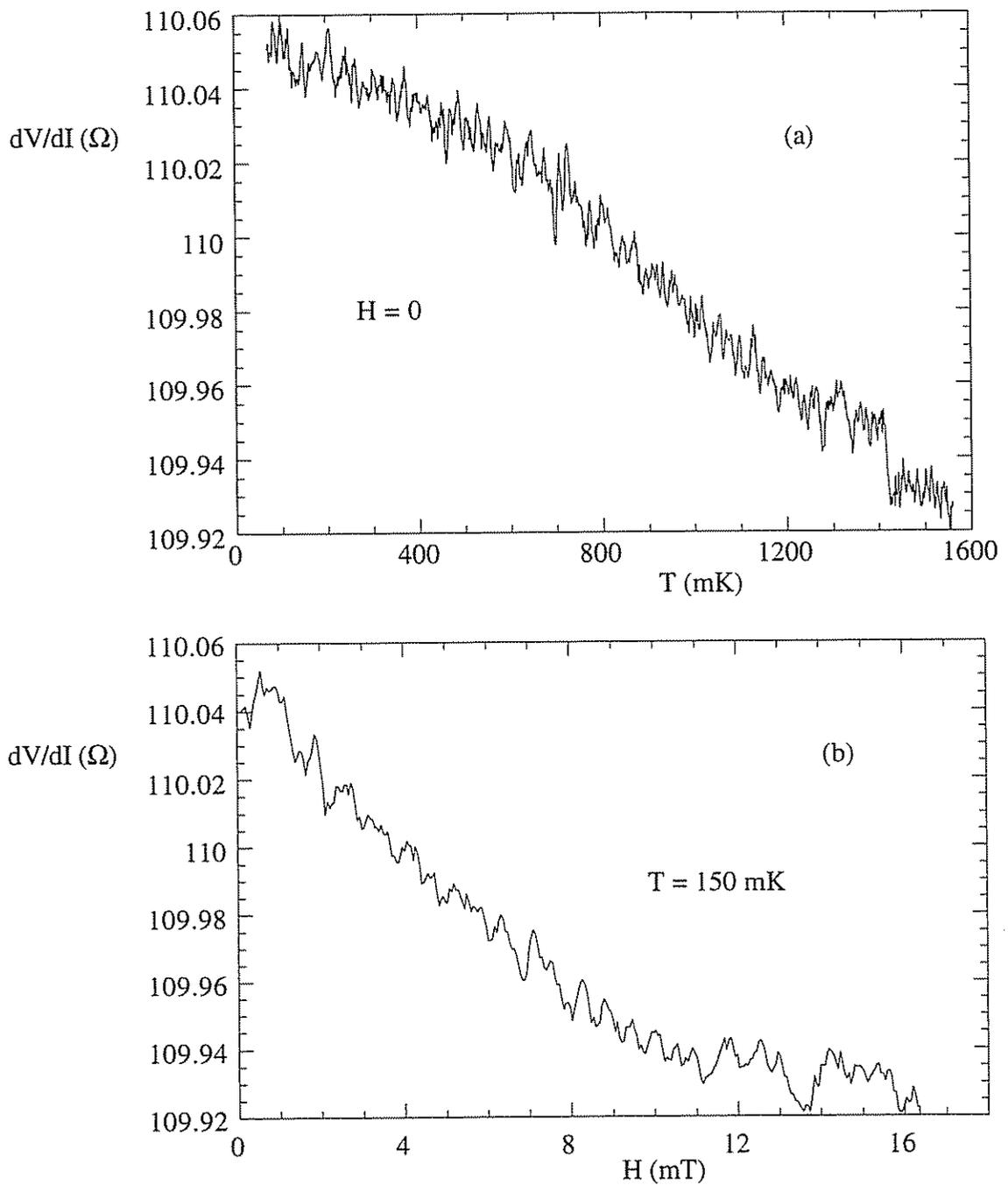


Figure 5.15 : Comportement de la résistance de l'échantillon n°12 en température sous champ nul et en champ magnétique à 150 mK.

Courant de mesure $2.5 \mu\text{A}$. La résistance de l'échantillon augmente à basse température (a), avec une magnétorésistance négative (b).

La correction de la résistance ΔR due à la localisation faible dans un fil unidimensionnel de longueur L grande devant la longueur de mémoire de phase L_ϕ et de largeur W vaut (1.4.1 et [19]) :

$$\frac{\Delta R}{R^2} = \frac{2e^2}{h} \frac{L^*}{L} \quad (5.16)$$

La longueur de localisation faible L^* se décompose en deux contributions triplet et singulet [20] :

$$L^*(T, H) = \frac{3}{2} \left\{ L_\phi^{-2} + \frac{4}{3} L_{so}^{-2} + L_H^{-2} \right\}^{-1/2} - \frac{1}{2} \left\{ L_\phi^{-2} + L_H^{-2} \right\}^{-1/2} \quad (5.17)$$

où L_{so} est la longueur de couplage spin-orbite, L_{in} est le libre parcours moyen inélastique et $L_H = \frac{\sqrt{3} \phi_0}{\pi H W}$ est la longueur magnétique.

Le signe de la dépendance en champ magnétique de la correction de localisation faible dépend du couplage spin-orbite éventuel dans le métal. Sans couplage spin-orbite (cas des métaux légers), la longueur L_{so} est infinie, et les contributions singulet et triplet se simplifient pour donner une magnétorésistance toujours négative. Quand le couplage spin-orbite est important (métaux plus lourds), la magnétorésistance à bas champ est positive, et devient négative quand la longueur magnétique est de l'ordre de la longueur spin-orbite. La longueur L_{so} de couplage spin-orbite dans le cuivre a été mesurée égale à $0.71 \mu\text{m}$, pour un libre parcours moyen inélastique L_{in} de $5 \mu\text{m}$ [21]. Avec ces valeurs de paramètres, l'amplitude des corrections de conductance peut être en accord avec l'expérience mais pas le signe de la magnétorésistance qui est calculée positive à bas champ. Nous concluons donc que ces résultats ne peuvent pas être expliqués par un phénomène de localisation faible. L'effet observé peut être expliqué par un effet de proximité dans le métal normal qui est diminué à basse température par l'augmentation de la résistance R_I de la jonction N-S et/ou le blocage des charges. L'expérience cruciale est alors de charger les îles supraconductrices afin de tester l'effet de charges induites dans S.

Nous avons balayé une tension appliquée sur une capacité de charge de l'ensemble des îles d'aluminium, sur un domaine de zéro à une dizaine de charges élémentaires induites. Aucun effet mesurable n'a été obtenu alors qu'un transistor à un électron, formé de deux jonctions tunnel en série délimitant une île métallique chargée par une tension de porte, a parfaitement fonctionné dans le même montage expérimental. L'effet tunnel des charges, et donc l'effet de proximité, est fortement augmenté lorsque la charge de l'île d'aluminium est proche de une demi charge électronique $e/2$ (1.6.3). Cependant, les charges résiduelles dans le substrat de silicium vont induire un décalage aléatoire de ces charges sur chaque île [17]. L'effet de proximité sur chaque île ne sera pas maximum pour une même valeur de tension de porte commune. Dans cette géométrie d'échantillon, il serait en fait nécessaire de mettre une tension de porte sur chaque île supraconductrice pour se placer dans la configuration idéale.

Nous concluons donc que l'effet de proximité est responsable des variations de la résistance à basse température et bas champ magnétique. L'augmentation de la résistance à basse température peut être interprétée soit comme un effet du blocage de charge qui prend place progressivement en dessous de 600 mK, soit comme un effet de l'augmentation de la résistance R_I de l'interface N-S, qui diminue l'effet de la proximité comme discuté dans le chapitre 5.3. L'effet de proximité dans ce type d'échantillon est très affaibli, mais reste mesurable.

5.5.2. Optimisation de l'expérience

Les calculs théoriques ont montré que la situation idéale pour étudier l'effet de charge consiste à étudier l'effet de la proximité avec le supraconducteur S, sur la transition supraconductrice d'un fil de métal N supraconducteur à une plus basse température critique [18]. Sans effet de charge, la température de transition du fil du métal N est augmentée par effet de proximité. Quand l'effet de charge bloque la proximité, ce renforcement de la supraconductivité est supprimé.

Partant de ces considérations, nous avons conçu un système permettant de nous placer dans les conditions optimum d'observation de l'effet du blocage du Coulomb. Considérons un échantillon de proximité formé d'une série d'îles d'aluminium en contact avec un fil de cuivre. L'interface entre le cuivre et l'aluminium est métallique pour toutes les îles, sauf une île au centre de l'échantillon où une barrière tunnel est interposée. Ce maillon particulier du réseau sera alors le point faible de cet échantillon du point de vue de la supraconductivité. Un faible effet de proximité en ce point suffira à augmenter notablement le courant critique de l'échantillon. Une capacité de charge permet de charger cette île supraconductrice centrale.

Les photos prises au microscope électronique de la figure 5.16 montrent un des premiers échantillons réalisés dans cette géométrie. La fabrication de cet échantillon nécessite quatre évaporations directives. Une première couche d'aluminium est déposée pour former l'électrode qui sera chargée (en haut sur nos photos), puis est oxydée sous pression d'oxygène contrôlée. Le cuivre est ensuite évaporé selon les deux directions perpendiculaires afin d'éviter tout problème de passage de marche. Enfin, une dernière couche d'aluminium forme les îles d'aluminium en contact métallique avec le cuivre. Les premiers échantillons de ce type ont été fabriqués et sont en passe d'être mesurés.

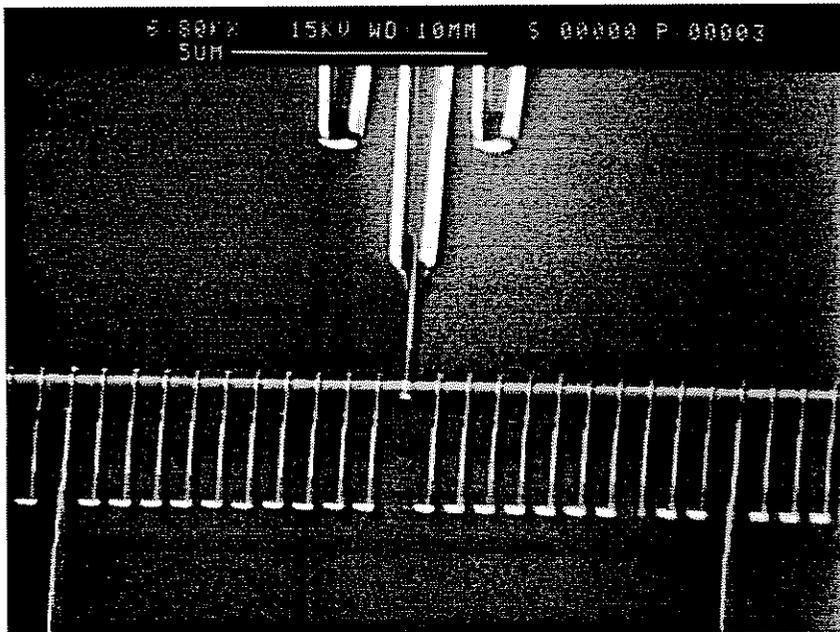
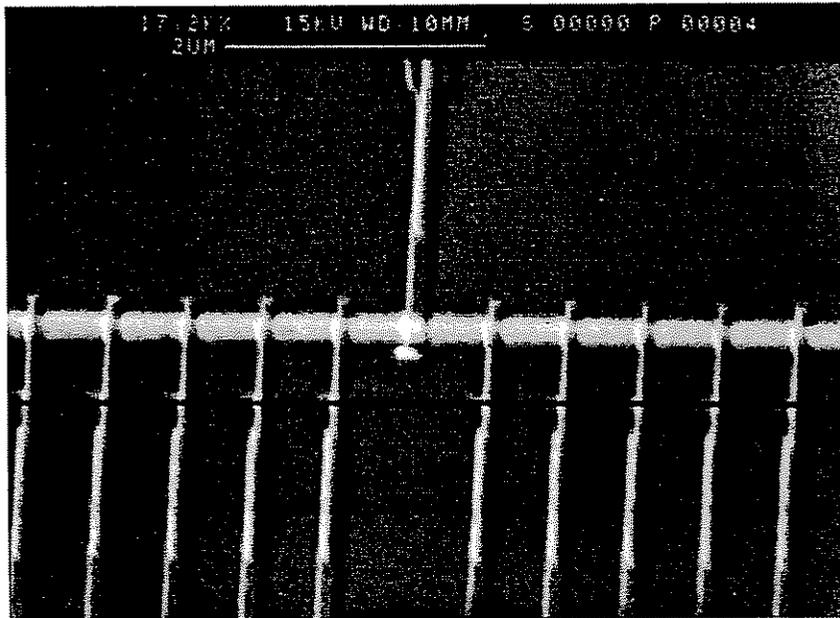


Figure 5.16 : Vue au microscope électronique à balayage d'un échantillon destiné à mesurer le blocage de Coulomb de l'effet de proximité.

Le fil de cuivre est horizontal sur ces vues. Les contacts de tension sont visibles en bas de la photo inférieure. La photo supérieure est une vue rapprochée du centre de l'échantillon. L'électrode d'aluminium centrale, chargée par une capacité pure, est la seule île d'aluminium en contact avec le cuivre à travers une barrière tunnel.

5.6. CONCLUSION

Nous avons étudié le transport électronique dans un conducteur mésoscopique constitué de métal normal et placé au voisinage intime d'un supraconducteur. Une fois placé dans les conditions adéquates de mesure du transport intrinsèque au système considéré, les anomalies de résistance à la transition reportées dans la littérature n'ont pas été confirmées. Quand la résistance de l'interface est faible ($R < 0.1 \Omega$), la résistance du fil de métal normal diminue à la transition. Certains échantillons, pourtant préparés en ultra-haut vide, présentent une résistance de barrière parasite ($R \approx 3 \Omega$), qui masque l'effet de la transition supraconductrice de S. Pour une valeur intermédiaire de la résistance d'interface, nous avons observé un comportement non-monotone de l'effet de proximité. Nos difficultés de reproductibilité de la qualité de la barrière suggèrent que le cuivre où l'argent présentent une interdiffusion avec l'aluminium. Il serait intéressant de reproduire ce type d'étude avec un couple comme le niobium avec le cuivre, où la plus grande taille de l'atome de niobium empêche la diffusion dans les atomes plus petits de cuivre.

Une géométrie en anneau pour le conducteur normal est en cours d'investigation, afin de comprendre l'effet d'un déphasage sur les différentes manifestations de l'effet de proximité d'une part, et sur les corrections de localisation faible au voisinage d'une interface N-S. Les fluctuations mésoscopiques de conductance ont été observées, de même qu'un effet SQUID à basse température. Nous avons montré que dans le cas d'une interface N-S propre, l'effet de proximité domine les corrections de localisation faible. Ceci montre que l'interprétation de l'expérience de Petrashov, dans un cadre strictement réduit à la localisation faible, n'est pas correcte. La forte amplitude des oscillations de résistance est alors immédiatement reliée à un effet SQUID rémanent, car affaiblie par une barrière à l'interface.

Enfin, nous avons exposé une expérience préliminaire sur la compétition entre le blocage des charges à basse température dans une jonction N-S submicronique et l'effet de proximité. Une nouvelle géométrie permet de déterminer plus précisément les effets respectifs de la localisation faible et du blocage de charge.

5.7. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C. Kittel, Physique de l'état solide, Dunod, Paris.
- [2] A. Gilabert, Ann. Phys. **2**, 203 (1977).
- [3] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, 124, Mac Graw Hill New York.
- [4] V.T. Petrashov & V. N. Antonov, Physica Scripta **42**, 136 (1992).

- [5] Y.K. Kwong, K. Lin, P.J. Hakonen, M.S. Isaacson & J.M. Parpia, *Phys. Rev. B* **44**, 462 (1991).
- [6] A. B. Pippard, F.R.S., J.G. Shepherd & D.A. Tindali, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **324**, 17 (1971).
- [7] Y. Krahenbuhl & R.J. Watts-Tobin, *J. of Low Temp. Phys.* **35-5,6**, 569 (1979).
- [8] V.C. Hui & C.J. Lambert, *J. Phys. Cond. Matter* (1993).
- [9] P. Santhanam, C.C. Shi, S.J. Wind, M.J. Brady & J.J. Bucchignano, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2254 (1991).
- [10] V.V. Moschalkov, L. Gielen, G. Neuttiens, C. van Haesendonck & Y. Bruynserade, *Phys. Rev. B* **49**, 15412 (1994).
- [11] B. Pannetier, non publié.
- [12] R. Vaglio, C. Attanasio, L. Maritato & A. Ruosi, *Phys. Rev. B* **47**, 15302 (1993).
- [13] V.T. Petrashov, communication privée.
- [14] D.W. Abraham, C.J. Lobb, M. Tinkham & T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **26**, 5218
- [15] F. Zhou, B. Spivak & A. Zyuzin, preprint.
- [16] B.Z. Spivak and D.E. Kmelnitskii, *JETP Lett.* **35-8**, 412 (1982).
- [17] voir par exemple Single Charge Tunneling, NATO Asi Series, Les Houches, ed. par H. Grabert et M.H. Dévoret, Plenum, New York (1992).
- [18] R. Fazio, C. Bruder, A. van Otterlo & G. Schön, preprint.
- [19] B.L. Alshuler, A.G. Aronov & B.Z. Spivak, *JETP Lett.* **33**, 94 (1981).
- [20] V. Chandrasekhar, P. Santhanam, D.E. Prober, *Phys. Rev. B* **44**, 11203 (1991).
- [21] B. Pannetier, J. Chaussy & R. Rammal, *Physica Scripta* **T13**, 245 (1986)

CHAPITRE 6

COHÉRENCE DE PHASE À LONGUE PORTÉE DANS UN SUPRACONDUCTEUR PAR PROXIMITÉ

Nous avons étudié dans le chapitre 5 le transport dans les échantillons de proximité à "haute" température, au voisinage de la température de transition, lorsque la longueur de cohérence L_T dans le métal normal est petite devant la distance entre deux jonctions N-S voisines. Dans ce régime dit local, le couplage entre jonctions N-S voisines est faible. Nous allons ici nous intéresser au régime de basse température, lorsque la longueur de cohérence est grande, et que le couplage entre jonctions voisines est important. Dans ce régime, la cohérence de phase s'étend dans tout le système et la résistance mesurée s'annule.

Nous allons alors montrer l'intérêt d'une étude du courant critique de nos échantillons en fonction de la température. Dans cette partie, nous développerons les différentes méthodes de mesure de cette quantité. Nous avons réalisé la mesure du courant dans une grande variété d'échantillons, ce qui nous permet de qualifier un certain nombre de caractères reproductibles et communs à tous les échantillons mesurés. Nous montrons que les modèles théoriques classiques ne peuvent pas décrire les résultats expérimentaux. Une nouvelle approche est ainsi nécessaire afin de comprendre la cohérence à longue portée dans les systèmes mésoscopiques de géométrie non conventionnelle.

Lorsque le courant dans l'échantillon excède le courant critique, nous entrons dans le régime de dissipation. Il est alors intéressant de savoir jusqu'à quel point un métal supraconducteur par proximité se comporte comme un supraconducteur classique. Nous observons un comportement très marqué dans les caractéristiques courant-tension de certains échantillons légèrement inhomogènes, tendant à se rapprocher des centres de glissement de phase dans les filaments supraconducteurs classiques.

6.1. CARACTÉRISATION DU COURANT CRITIQUE

6.1.1. Étude de la transition résistive

Considérons le transport à basse température dans un échantillon de proximité, toujours constitué (figure 5.1) d'un fil submicronique de cuivre formant une série de jonctions N-S submicroniques avec des îles d'aluminium. La figure 6.1 montre la dépendance en température de la résistance de l'échantillon n°15 pour différents courants de mesure entre 80 nA et 2.5 μ A. Pour un faible courant de modulation (80 nA), la résistance mesurée tombe à zéro à une température d'environ 450 mK.

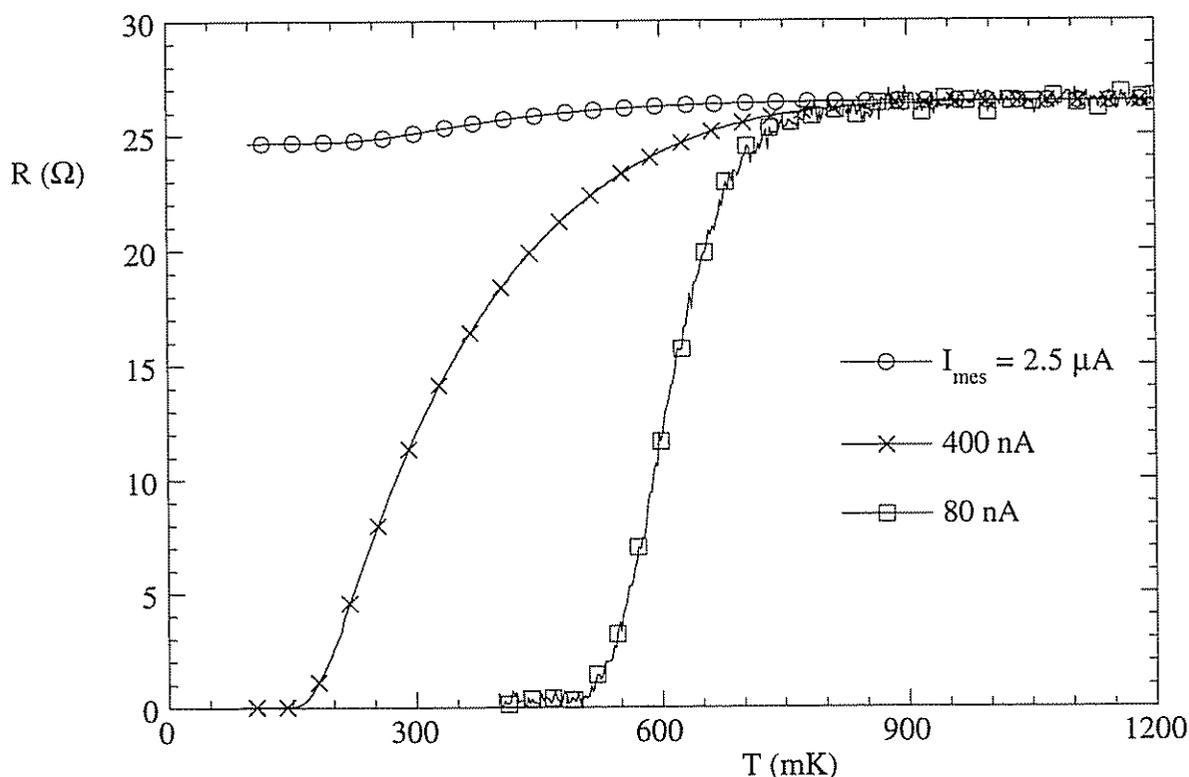


Figure 6.1 : Dépendance en température de la résistance de l'échantillon n°15 mesurée avec différents courants de mesure.

Le paramètre de maille d vaut 0.8 μ m. Les courants de mesure utilisés sont 80, 400 et 2500 nA à une fréquence de 333 Hz. La température de transition supraconductrice observée dépend très fortement du courant de mesure.

La température de transition de bilames de métal normal et métal supraconducteur peut être calculée dans différentes limites. Quand l'épaisseur des couches e_S et e_N est inférieure aux longueurs de cohérence respectives ξ_S et L_T de chaque métal, la limite de Cooper permet de calculer une interaction électronique dans le bilame qui est la moyenne pondérée des deux

interactions électroniques de N et S. Une île d'aluminium est, dans sa dimension latérale l , libre de tout cuivre en contact, et beaucoup plus grande que la longueur de cohérence de l'aluminium, ce qui interdit l'utilisation de ce modèle. Dans le cas opposé de couches dans la limite sale et d'épaisseurs grandes devant les longueurs de cohérence, le modèle de Ginzburg-Landau s'applique (1.1.4). La température de transition calculée est alors toujours proche de la température de transition de S isolé. Ce calcul peut, dans nos échantillons, s'appliquer au calcul de la température de transition de S loin de l'interface avec N, qui est peu affectée par l'effet de proximité. La compréhension de l'effet de proximité dans notre système nécessite, de savoir comment le transport sur une longue portée dans le métal normal va se coupler à la supraconductivité localement induite par le contact avec S.

Nous observons sur la figure 6.1 que l'échantillon n°15 possède un courant critique faible, inférieur à $2.5 \mu\text{A}$ à 100 mK , et que cette quantité varie lentement dans la gamme de température accessible. Nous remarquons ainsi qu'il est difficile de donner une valeur de température de transition par effet de proximité de ce système. Il sera plus approprié de parler d'effet Josephson, avec un courant critique très dépendant de la température. Ce chapitre est en partie consacré à une étude exhaustive de cette quantité en fonction de la température et de la séparation d entre îles supraconductrices.

6.1.2. Caractéristique courant-tension

La figure 6.2 montre la caractéristique courant-tension de l'échantillon de proximité n°17, constitué d'argent et d'aluminium. Cette courbe a été directement mesurée avec une détection synchrone fonctionnant à 333 Hz selon la technique décrite en 3.4. Cet échantillon montre, à basse température, un état de résistance nulle à faible courant de polarisation. Lorsque le courant de polarisation est augmenté et atteint le courant critique I_c , la résistance différentielle augmente brusquement. Nous en concluons que cet échantillon est de haute qualité et notamment très homogène. La valeur de la résistance différentielle tend ensuite asymptotiquement par les valeurs supérieures vers la résistance normale $R_n = 50.4 \Omega$. La courbe courant-résistance différentielle est caractéristique d'une jonction Josephson sur-amortie, dont la caractéristique courant-tension typique, dans la limite d'une très faible résistance normale est, à $T = 0 \text{ K}$, donné par la loi [1] :

$$V = R_n \sqrt{I^2 - I_c^2} \quad (6.1)$$

Notre système peut ainsi être vu comme un réseau unidimensionnel de jonctions Josephson en série. Une jonction est alors constituée d'un segment de fil normal entre deux jonctions N-S (figure 6.3). L'amplitude de paires est maximum au voisinage d'une interface N-S, et décroît progressivement dans le métal N pour atteindre un minimum à égale distance de deux jonctions N-S. Par rapport à une jonction S-N-S classique, notre système est original par deux aspects. Le premier aspect est que les îles supraconductrices S sont placées au dessus du

fil normal dans lequel circule le courant. Le courant circule donc dans le conducteur sans traverser d'interface physique, l'inhomogénéité des propriétés du cuivre étant induite latéralement par les jonctions N-S. Cette caractéristique se traduit notamment par une variété de comportements à la transition supraconductrice de l'aluminium (cf. 5.3) selon la valeur de la résistance d'interface. Le deuxième point est que la distance $2L = d - w_S$ entre deux jonctions N-S, où w_S est la largeur d'un fil d'aluminium, est de l'ordre de la longueur de cohérence normale L_T et très inférieure à la longueur de mémoire de phase. Nous nous plaçons ainsi dans un régime purement mésoscopique.

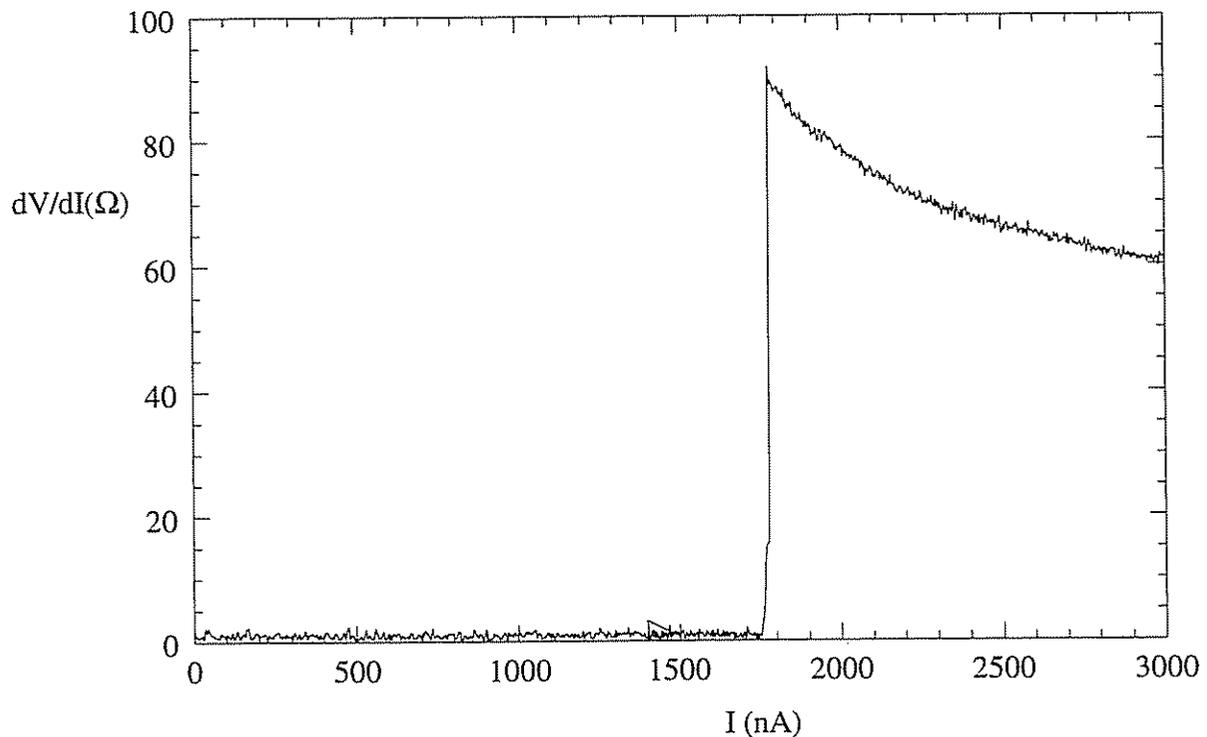


Figure 6.2 : Caractéristique courant-résistance différentielle de l'échantillon n°17 constitué d'argent et d'aluminium.

$T = 150$ mK, courant de modulation = 10 nA. La résistance normale de l'échantillon vaut 50.4 Ω .

6.1.2. Technique de mesure du courant critique

Nous avons choisi de définir le courant critique par un seuil de résistance différentielle, généralement choisi à 10% de la résistance normale. Un faible courant de modulation alternatif est superposé au courant de polarisation continu. La raideur des caractéristiques courant-résistance différentielle nous assure une bonne précision à basse température. A plus haute température, les caractéristiques sont moyennées sur l'énergie d'activation thermique $k_B T$, ce qui limite la précision de la mesure. De plus, le courant alternatif de modulation I_{mod} , moyenne la résistance différentielle mesurée sur une fenêtre égale au courant de modulation, ce qui limite

également la précision de la mesure à I_{mod} . Le courant est donc choisi faible devant la valeur du courant critique mesuré. Le bruit du montage expérimental limite enfin la précision de la mesure à environ $4 \text{ nV} / I_{\text{mod}}$, si la mesure s'effectue avec une constante de temps de 1 seconde.

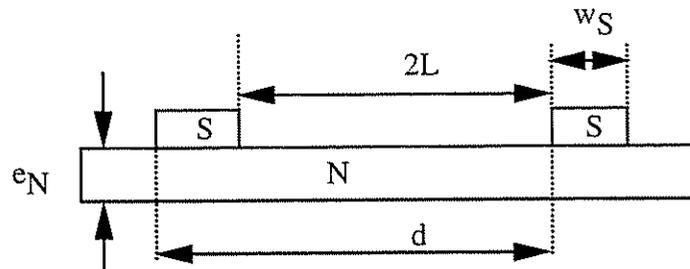


Figure 6.3 : Schéma de la géométrie considérée.

La distance entre les deux extrémités des fils supraconductrices, de largeur w_S , formant deux jonctions voisines vaut $2L$. L'épaisseur du fil normal est e_N .

Une première méthode de détermination du courant critique consiste à relever la caractéristique courant-résistance différentielle de chaque échantillon à différentes températures. La valeur du courant critique est ensuite mesurée graphiquement. Une deuxième méthode, plus puissante, consiste à procéder par dichotomie. Connaissant la valeur maximum du courant critique de l'échantillon, il est possible de déterminer le courant critique avec une excellente précision en une dizaine de mesures ponctuelles. Ceci permet d'augmenter la constante de temps de la détection synchrone et par là même la précision de la mesure, sans que le temps de mesure augmente exagérément. Pour rejeter tout phénomène d'hystérésis thermique, le courant de polarisation est ramené à zéro entre deux mesures. Ce processus de dichotomie peut de plus être programmé dans un sous-programme de la centrale d'acquisition HP 3852 utilisée.

6.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

6.2.1. Échantillons Cuivre-Aluminium

Nous avons mesuré le courant critique en fonction de la température pour une série d'échantillons de proximité, le plus souvent constitués de cuivre et d'aluminium, et de résistivité, paramètre de maille et résistance d'interface variés. Les échantillons n°13 et 14 de paramètre de maille respectifs 0.4 et $1.6 \mu\text{m}$ ont été co-évaporés sur le même substrat dans un bâti à ultra-haut vide, ce qui assure une qualité des matériaux parfaitement identique. Les résistances normales des deux échantillons sont ainsi très proches (48.4 et 50.4Ω). La

résistance d'interface R estimée à partir du comportement de la résistance à la transition supraconductrice de l'aluminium, est relativement importante, de l'ordre de 1Ω .

La figure 6.4 montre le produit du courant critique I_c par la résistance r_n d'une cellule de l'échantillon. Cette quantité permet de comparer directement le différence de couplage entre les deux échantillons : elle est plus grande dans l'échantillon de paramètre de maille d le plus faible ($0.4 \mu\text{m}$) que dans l'échantillon de paramètre de maille le plus grand ($1.6 \mu\text{m}$). Nous remarquons que le produit $r_n I_c$ ainsi formé est toujours inférieur au microVolt, ce que nous pouvons par exemple comparer à la bande interdite de l'aluminium qui est de l'ordre de $350 \mu\text{V}$. Ces jonctions sont donc plus faiblement couplées qu'une simple jonction S-I-S d'aluminium.

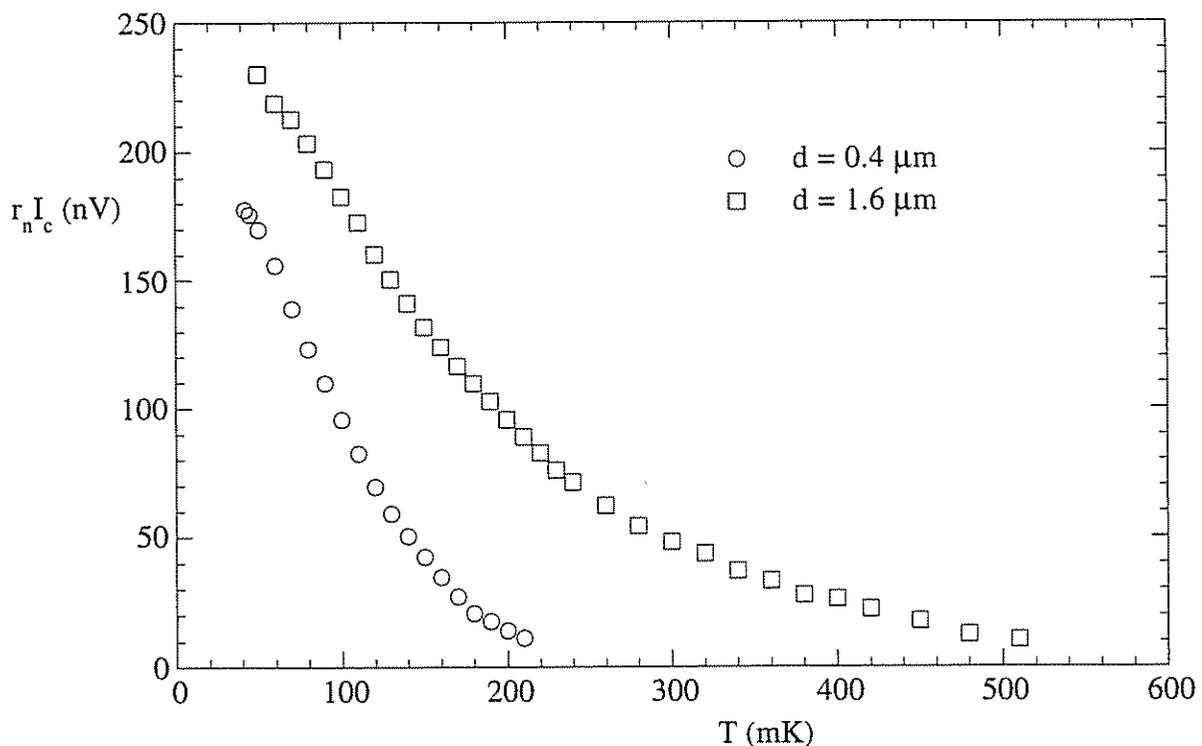


Figure 6.4 : Dépendance en température du produit $r_n I_c$ du courant critique I_c par la résistance normale r_n d'une cellule des échantillons n° 13 et 14 de paramètre de maille respectifs $d = 0.4$ et $1.6 \mu\text{m}$.

Leur résistances normales respectives sont 50.4 et 48.4Ω . Ces échantillons ont été co-évaporés sur la même plaquette. Mesure par méthode graphique sur les caractéristiques courant-résistance différentielle avec un seuil de 3Ω , fréquence de travail 333 Hz .

La figure 6.5 montre l'évolution du courant critique de l'échantillon n°15, de paramètre de maille $d = 0.8 \mu\text{m}$, en fonction de la température. La résistance d'interface de cet échantillon est de l'ordre de 3.7Ω . La courbe montre un point d'inflexion à environ 150 mK , qui préfigure une forte diminution de pente de la courbe à basse température. Cette "saturation" à basse température a été très soigneusement testée ; il ne s'agit pas d'une saturation de la température de l'échantillon par chauffage. Les fils de mesure sont soigneusement filtrés à la température de

l'échantillon par des filtres haute-fréquence intégrés sur le porte-échantillon (voir chapitres 3 et 4) qui rejettent tout signal haute-fréquence hors d'équilibre à la température de l'échantillon.

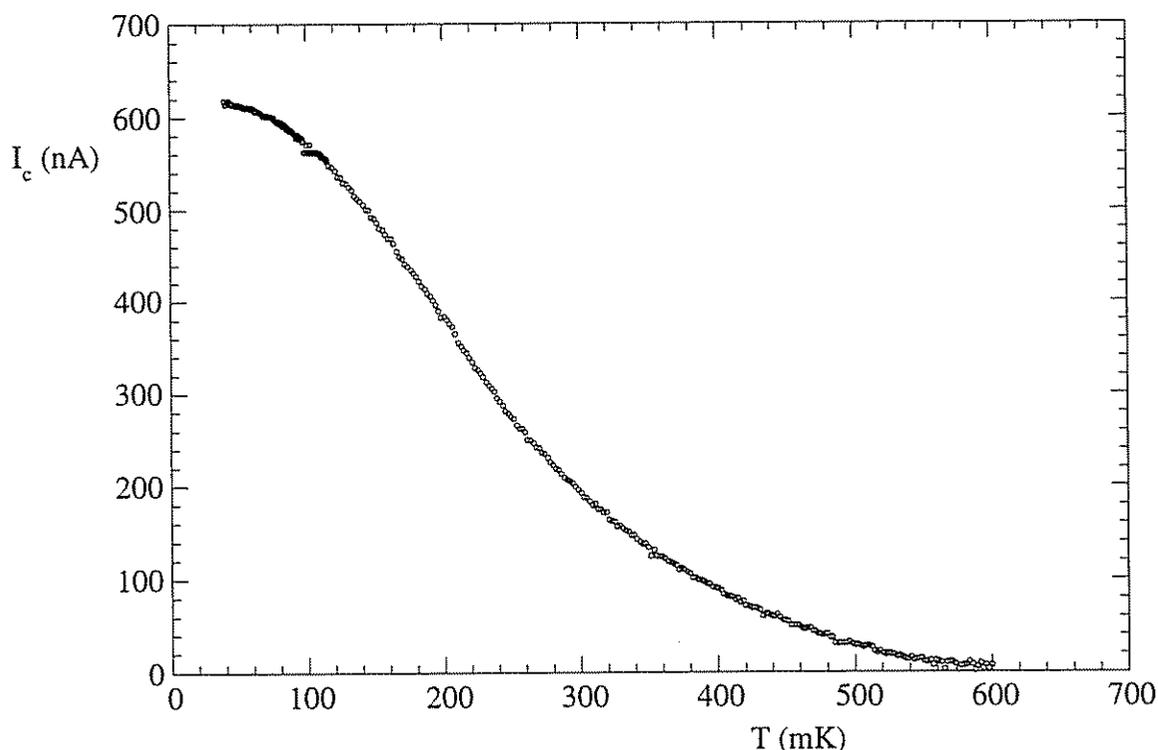


Figure 6.5 : Courant critique de l'échantillon (Al/Cu) n°15 de paramètre de maille $d = 0.8 \mu\text{m}$. Mesure par la méthode de dichotomie avec un courant de modulation de 6 nA à une fréquence de 333 Hz, seuil de 3 Ω . La résistance normale de l'échantillon vaut 26.7 Ω .

6.2.2. Échantillons Argent-Aluminium

Afin de faire varier les conditions à l'interface N-S, nous avons également fabriqué et étudié des échantillons constitués d'argent et d'aluminium. La figure 6.6 montre le courant critique de l'échantillon constitué d'argent et d'aluminium n°17 en fonction de la température. Nous reconnaissons l'allure de la courbe, qui est tout à fait similaire à la courbe 6.5. La dépendance en température de cet échantillon près de la température critique permet de d'estimer une valeur maximum de la résistance d'interface de 0.1 Ω . Cet échantillon possède donc une interface très propre, une des meilleures que nous ayons obtenues. Cet échantillon de paramètre de maille $d = 0.8 \mu\text{m}$ montre un courant critique très important, soit 2.5 μA à basse température (40 mK). De plus, un courant critique non nul a été mesuré jusqu'à 800 mK, ce qui procure une gamme de mesure d'un facteur 20 en température. Ces caractéristiques doivent permettre de tester les différents modèles théoriques de façon particulièrement pertinente.

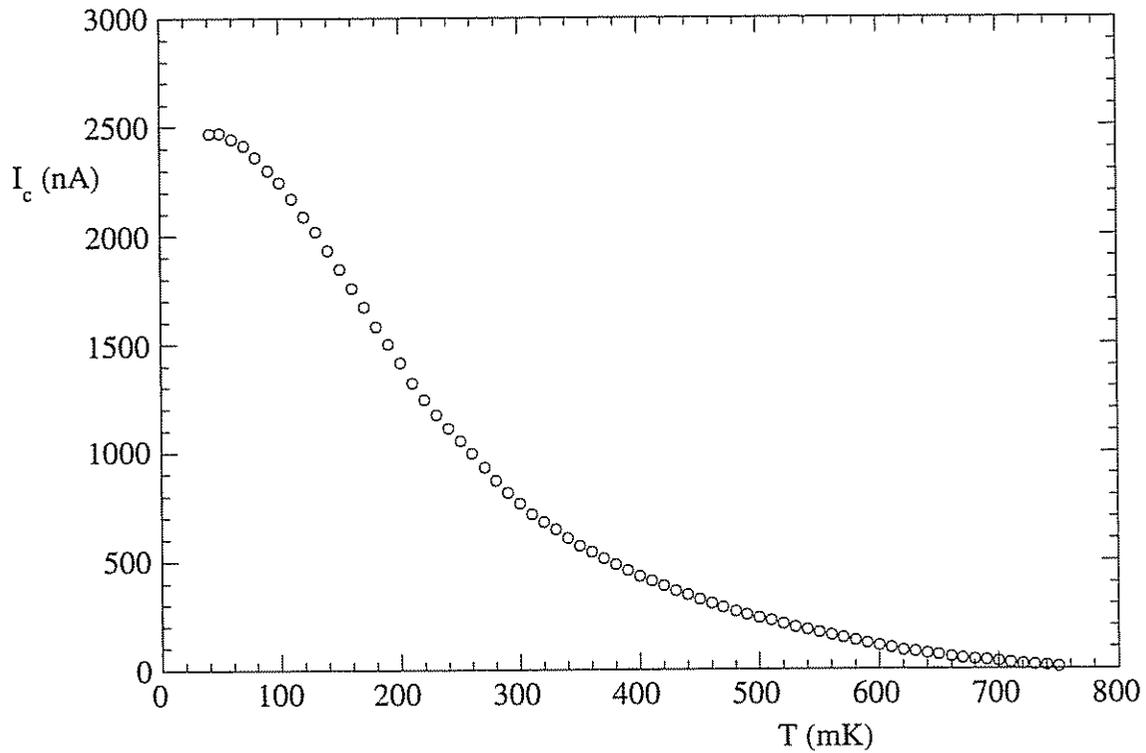


Figure 6.6 : Courant critique de l'échantillon n°18, constitué d'argent et d'aluminium, et de paramètre de maille $d = 0.8 \mu\text{m}$.

Moyenne de dix mesures par la méthode de dichotomie, courant de mesure de 6 nA à 333 Hz et seuil de 5 Ω . La résistance normale est de 63.3 Ω .

6.3. ANALYSE DES DONNÉES

6.3.1. Modèle de de Gennes

Nous avons exposé dans le chapitre 1 (cf. 1.1.4) le calcul de de Gennes du courant critique d'une jonction S-N-S dans la géométrie classique. Bien que notre géométrie diffère de la géométrie classique d'une jonction S-N-S en ligne, il est légitime de tenter d'interpréter nos résultats avec l'expression [2] :

$$j_c = \frac{e\hbar}{m} \frac{|\psi|^2}{L_T \sinh\left(\frac{2L}{L_T}\right)} \quad (6.2)$$

où $|\psi|^2$ est la valeur de la densité de paires à l'interface N-S. Cette expression est valide près de la température critique du supraconducteur S. Dans le régime diffusif, la longueur de cohérence L_T est plus grande que le libre parcours élastique des électrons dans N, et vaut [3] :

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}} \quad (6.3)$$

où D est le coefficient de diffusion électronique dans le métal N . Dans la limite propre, le libre parcours électronique l_p est grand devant la longueur de cohérence L_T , et n'intervient plus dans son expression [3] :

$$L_T = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T} \quad (6.4)$$

La figure 6.7 montre les données expérimentales de l'échantillon n°17 (cercles), déjà montrées sur la figure 6.6, ainsi que le courant critique calculé selon le meilleur ajustement avec la relation 6.2, en se plaçant dans les deux limites sale (6.3) et propre (6.4) en ce qui concerne la dépendance en température de L_T . La valeur du libre parcours moyen l_p dans l'argent est de l'ordre de 500 Å, ce qui est plus petit que la longueur de cohérence L_T et nous place en limite sale. Dans cette limite, nous trouvons une longueur de cohérence L_T déduite de l'ajustement :

$$L_T = \frac{0.12 \mu\text{m}}{\sqrt{T}} \quad (6.5)$$

Cette valeur est proche de la valeur déduite de la résistivité de 0.14 μm à 1 K. Nous observons sur la figure 6.7 que l'accord entre le calcul et l'expérience est médiocre. A haute température ($T > 700$ mK), le modèle prédit un courant critique significatif alors que le courant critique mesuré est extrêmement faible. A basse température ($T < 100$ mK), le régime observé de saturation du courant critique n'est pas soutenu par le calcul dans la limite sale. Notre géométrie de réseau linéaire peut être prise en compte par une généralisation de ce modèle, qui n'apporte pas d'amélioration notable à l'adéquation du comportement en température calculé aux résultats expérimentaux. Enfin, la dépendance en température de la densité de paires $|\psi|^2$ à l'interface peut être prise en compte près de la température critique T_c par une loi :

$$|\psi|^2 \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2 \quad (6.6)$$

Cette dépendance en température supplémentaire peut être introduite dans l'ajustement des courbes expérimentales aux relations 6.2 et 6.3, mais ne modifie pas nos conclusions.

La figure 6.7 montre également le courant critique calculé, toujours avec la loi de de Gennes, mais maintenant avec une longueur de cohérence L_T dans la limite propre, inversement proportionnelle à la température. Nous trouvons un accord excellent entre les données expérimentales et le calcul, alors que les conditions d'une limite propre ne sont pas remplies dans nos échantillons. Ce résultat semble ainsi valider l'emploi d'une limite propre pour la longueur de cohérence L_T dans un régime diffusif. Ce type de comportement a déjà été reporté dans la littérature au sujet de l'étude de la supraconductivité de proximité dans la matrice de cuivre enserrant une âme de niobium ($T_c = 9.2$ K) par A.C. Mota [4]. La mesure de l'aimantation d'un tel fil permet de mesurer la longueur d'écrantage du champ magnétique par les courants supraconducteurs dans le cuivre, qui est directement reliée à la longueur de

cohérence L_T . A.C. Mota et collaborateurs ont montré que la limite propre peut s'appliquer même lorsque le libre parcours élastique est cent fois plus petit que la longueur de cohérence L_T . Ils retrouvent alors la valeur de la longueur de cohérence donnée par la loi 6.4 avec une valeur de la vitesse de Fermi correcte, soit $1.4 \mu\text{m}$ à 1 K pour l'argent. La longueur de cohérence L_T déduite de l'ajustement de notre expérience sur l'échantillon n°17 vaut :

$$L_T = \frac{0.08 \mu\text{m}}{T(\text{K})} \quad (6.7)$$

La valeur que nous retrouvons est nettement inférieure à la valeur de la limite propre donnée par la vitesse de Fermi de l'argent, ce qui suggère que nous nous situons dans un régime différent de celui des expériences de A.C. Mota.

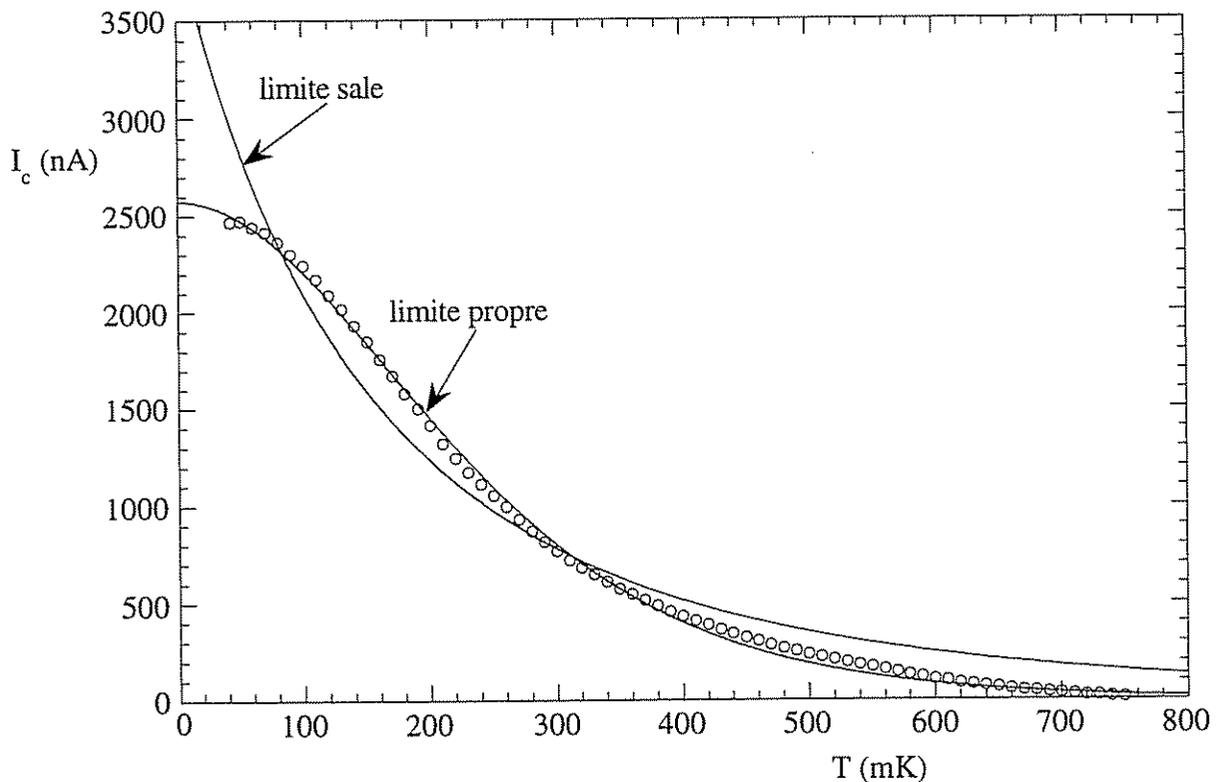


Figure 6.7 : Données de la figure 6.4 (échantillon n°17) et courbe théorique du modèle de de Gennes ajustée dans les limites sale et propre.

Limite sale ; Les paramètres déduits de l'ajustement sont $L_T (1 \text{ K}) = 0.12 \mu\text{m}$ et $I_c(T=0) = 3.96 \mu\text{A}$. Il n'y a pas d'accord entre l'expérience et le calcul. Limite propre : Les paramètres déduits de l'ajustement sont $L_T (1 \text{ K}) = 0.1 \mu\text{m}$ et $I_c(T=0) = 2.58 \mu\text{A}$. L'accord est excellent, mis à part l'amplitude du courant à température nulle.

Tous les échantillons étudiés montrent un comportement en température similaire à l'échantillon n°17. La figure 6.8 montre le produit $r_n I_c$ des échantillons n°13 et 14 porté en coordonnées logarithmiques inversées en fonction de la température en échelle linéaire. Nous observons que les points expérimentaux s'alignent remarquablement bien, ce qui confirme que

le courant critique suit une loi similaire à la loi de de Gennes en limite propre, qui est approchée par :

$$I_c \propto \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right) \quad (6.8)$$

Si nous supposons que à l'interface N-S, l'ensemble des électrons sont appariés, nous pouvons prendre dans la formule 6.2 la densité de paires $|\psi|^2$ égale à la densité électronique dans N. Le courant critique à zéro température calculé vaut alors 20 mA pour une longueur de jonction de $0.7 \mu\text{m}$. Le courant critique de saturation le plus élevé que nous ayons mesuré est quatre ordres de grandeur inférieur, soit $2.5 \mu\text{A}$ pour l'échantillon n°17. Nous en concluons que l'effet de la proximité sur la densité de paires à l'interface ne peut être négligé, et que la latéralité de notre géométrie doit être prise en compte pour une analyse complète.

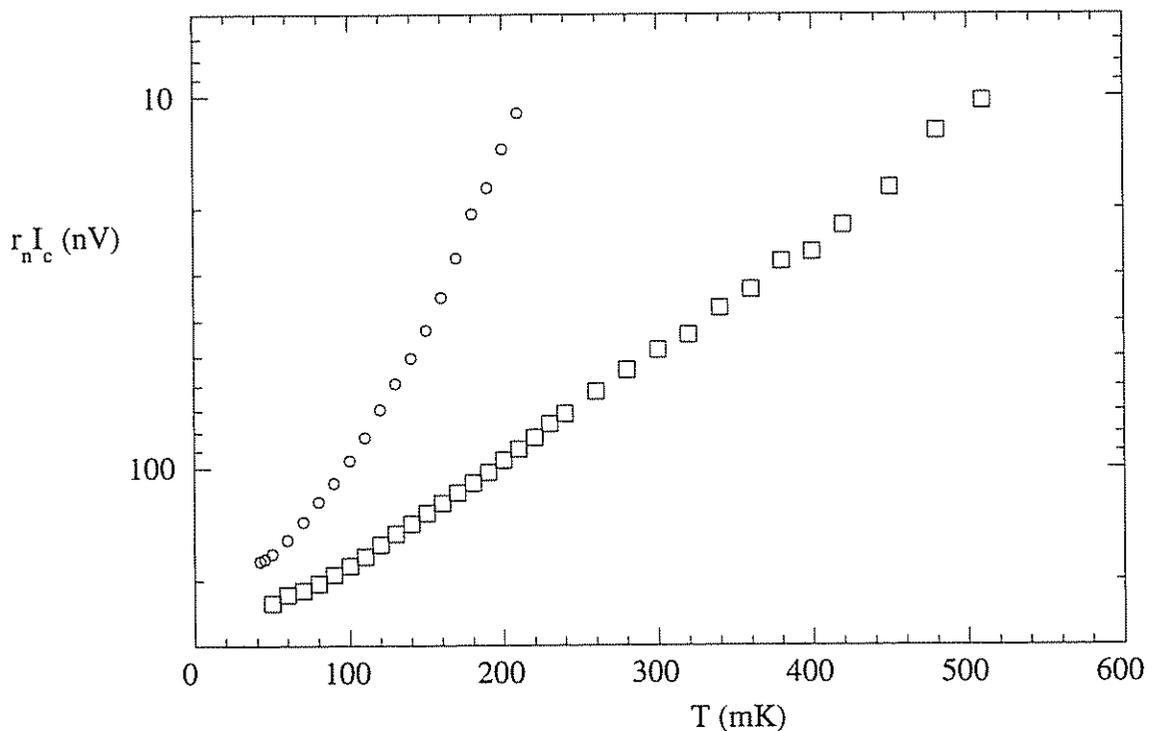


Figure 6.8 : Produit $r_n I_c$ des échantillons n°13 et 14 de paramètres de maille respectifs 0.4 et $1.6 \mu\text{m}$.

Les coordonnées verticales sont logarithmiques inversées. Le comportement linéaire des données en fonction de la température dans ces coordonnées soutient l'idée d'un comportement similaire à une limite propre : $I_c \propto \exp(-T/T^*)$

6.3.2. Théorie de Volkov

A.F. Volkov a étudié le courant critique dans notre géométrie, schématisée sur la figure 6.3, en prenant en compte le dépairage sur la distance L_ϕ , supposée petite. Cette étude préliminaire n'est pour l'instant pas complètement transparente du point de vue de son

interprétation physique. Dans le cas de nos échantillons avec un contact métallique, nous nous situons dans le régime d'une transmission moyenne où forte. Une forte transmission de la barrière est caractérisée par la condition (cf. 1.3.4 et [5]) :

$$\varepsilon_N = \frac{\hbar v_F t_0}{6e_N} \gg \Delta \quad (6.9)$$

où Δ et t_0 sont respectivement la bande interdite du supraconducteur S et le coefficient sans unité de transmission de la barrière, e_N est l'épaisseur de la couche de métal normal. La condition 6.9 est juste remplie pour l'échantillon n°17 avec une énergie caractéristique de la barrière ε_N de 2.9 K, pour une valeur de bande interdite de 2 K. Par contre, l'énergie ε_N vaut 100 mK pour l'échantillon n°15, ce qui ne valide pas l'inégalité, ce qui montre donc que la condition 6.9 n'est remplie que par les échantillons avec la meilleure interface.

Dans ces conditions, le produit $V_c = r_n I_c$ de la résistance dans l'état normal r_n d'une cellule par le courant critique I_c vaut [6] :

$$V_c = 16 \frac{L}{L_\phi} \frac{\pi k_B T}{e} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Delta_1^2}{\left\{ a_n + [(a_n)^2 + \Delta_1^2]^{1/2} \right\}^2} \left[1 + \frac{a_n}{2\hbar\gamma} \right] \exp\left(-\frac{L}{L_\phi} \left(1 + \frac{a_n}{2\hbar\gamma} \right) \right) \quad (6.10)$$

où la somme est effectuée sur les entiers positifs n et les quantités $a_n = \pi k_B T (2n + 1)$ sont les énergies de Matsubara. Le taux γ de dépairage des paires d'électrons est égal à l'inverse du temps de mémoire de phase τ_ϕ :

$$L_\phi = \sqrt{\frac{D}{\gamma}} \quad (6.11)$$

Le paramètre d'ordre Δ_1 est le paramètre d'ordre du supraconducteur S à l'interface N-S, et constitue le seul paramètre libre avec la longueur de mémoire de phase τ_ϕ . L'expression 6.10 est valide quand la distance L entre deux jonctions N-S (figure 6.3) est plus grande que la longueur de mémoire de phase L_ϕ , et à une température T plus basse que $\frac{\hbar\gamma}{k_B}$, soit les conditions :

$$\left. \begin{array}{l} L \\ L_T \end{array} \right\} > L_\phi \quad (6.12)$$

A basse température, le paramètre d'ordre Δ_1 ne varie pas fortement avec la température, et la loi 6.10 est approchée par une loi exponentielle décroissante de la température:

$$V_c \propto \exp\left(-\frac{T}{T^*} \right) \quad \text{où } T^* = \frac{2\Delta_1}{\pi k_B} \quad (6.13)$$

Cette expression est mathématiquement identique à la formule de de Gennes avec une longueur de cohérence L_T apparente se plaçant dans la limite propre. Nous retrouvons donc ici une justification du résultat surprenant du paragraphe précédent. La température T^* est de plus indépendante de la vitesse de Fermi, ce qui semble légitimer le fait de trouver une longueur de cohérence absolue différente de la valeur de la limite propre. A température nulle, la tension "critique" V_c vaut :

$$V_c(T=0) = \frac{16\pi}{e} \frac{\hbar D}{L_\phi^2} \exp\left(-\frac{L}{L_\phi}\right) \quad (6.14)$$

Nous voyons ici que le courant critique à basse température est limité par la longueur de mémoire de phase L_ϕ , toujours supposée petite devant la longueur L .

La figure 6.9 montre la tension critique en microVolts calculée pour une longueur de mémoire de phase de $0.06 \mu\text{m}$, une longueur entre deux jonctions N-S : $2L = 0.8 \mu\text{m}$ et un paramètre d'ordre induit $\Delta_1 = 630 \text{ mK}$. Ces valeurs de paramètres ont été choisies pour que le résultat du calcul se rapproche du résultat expérimental de l'échantillon n°17. La tangente à la courbe à la température de 200 mK rencontre l'axe des abscisses à une température de 400 mK , qui coïncide avec la valeur de la température T^* , confirmant ainsi la loi 6.13. La valeur du paramètre d'ordre Δ_1 de 630 mK est inférieure à la valeur de 2 K de la bande interdite de l'aluminium, ce qui est physiquement acceptable.

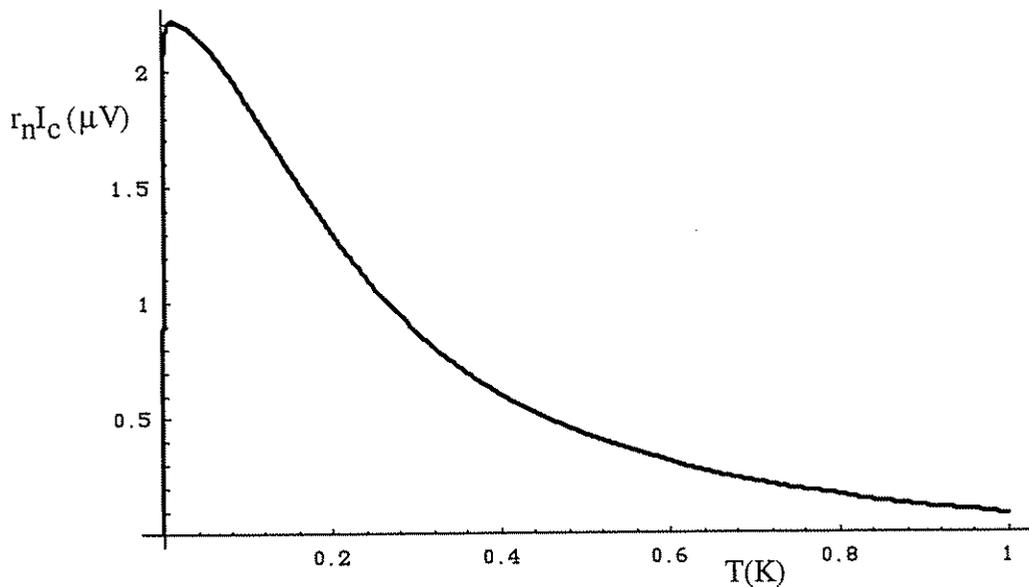


Figure 6.9 : Dépendance en température calculée du produit $r_n I_c$ de la résistance normale par le courant critique du système.

Le calcul a été effectué pour une longueur de diffusion inélastique de $0.06 \mu\text{m}$, une longueur entre deux jonctions N-S : $2L = 0.8 \mu\text{m}$ et un paramètre d'ordre induit dans N $\Delta_1 = 0.63 \text{ K}$.

Par contre, l'amplitude du courant critique à température nulle impose, selon la relation 6.14, une valeur de la longueur de mémoire de phase L_ϕ de $0.06 \mu\text{m}$ pour décrire correctement l'expérience. Cette valeur ne peut être acceptée comme étant la valeur de la mémoire de phase de l'argent, qui vaut environ $3 \mu\text{m}$ à basse température [7]. Nous en concluons que le résultat expérimental n'est pas décrit par le modèle de A. Volkov, qui n'est encore qu'au stade d'une étude préliminaire. Il peut ainsi être intéressant de se demander quel peut être l'influence d'une barrière à l'interface N-S, caractérisée par une longueur de barrière L_t , sur le comportement du courant critique dans une géométrie latérale.

Ce modèle présente ainsi une perspective intéressante sur le calcul du courant critique induit par l'effet de proximité dans un métal normal dans un régime particulier. La dépendance en température prédite est similaire aux résultats expérimentaux, mais les paramètres déduits de l'ajustement ne sont pas physiquement acceptables. Cette approche doit donc être approfondie dans le régime mésoscopique physiquement rencontré dans les métaux purs, où la longueur de diffusion inélastique L_ϕ est grande devant la dimension d'une jonction et la période du système. La prise en compte d'une légère barrière à l'interface peut être un ingrédient important dans le calcul.

6.4. ÉTUDE DU RÉGIME DISSIPATIF

6.4.1. Résultats expérimentaux

Les échantillons n°8 et n°9 observés au microscope électronique montre une inhomogénéité de la largeur du fil de cuivre. Cette caractéristique est liée à une lithographie délicate. La caractéristique courant tension de l'échantillon n°9 à très basse température (30 mK) montre des structures spectaculaires (figure 6.10). Le paramètre de maille de cet échantillon est $d = 0.4 \mu\text{m}$ pour une longueur totale $79 \mu\text{m}$, soit près de 200 cellules. Nous observons des pics très marqués de la résistance différentielle pour certaines valeurs du courant de polarisation. Ces structures sont exactement symétriques avec le courant de polarisation, parfaitement reproductibles et indépendantes de la vitesse de balayage du courant de polarisation. A fort courant de mesure, la résistance différentielle converge par les valeurs supérieures vers la valeur de la résistance normale (53.4Ω).

L'échantillon n°9 montre une dizaine de pics sur l'ensemble de la caractéristique. Ceci montre que un pic n'est pas relié à la commutation dans l'état résistif d'une cellule mais d'environ 12 cellules. Ce comportement suggère ainsi que lorsque le courant de polarisation excède le courant critique en le point le plus faible de l'échantillon, une longueur de fil équivalente à plusieurs cellules contribue à la dissipation. Au fur et à mesure que le courant est encore augmenté, de nouveaux points transitent dans l'état dissipatif et une région importante de l'échantillon commence à dissiper. L'échantillon n°8 montre un comportement tout à fait similaire. Lorsque la température est augmentée, les courants critiques diminuent et les structures très piquées sont arrondies thermiquement.

La figure 6.11 montre la caractéristique courant-tension reconstituée à partir de la courbe précédente. La caractéristique est globalement comparable à celle d'une jonction Josephson amortie. Les structures de la figure 6.10 sont maintenant des accidents de la pente de

la caractéristique, moins spectaculaires que les pics de la dérivée de cette courbe. Nous remarquons que ni les courants critiques, ni les tensions de commutation ne sont régulièrement placés. Sur cette courbe, les cercles marquent la position des maximums de résistance différentielle.

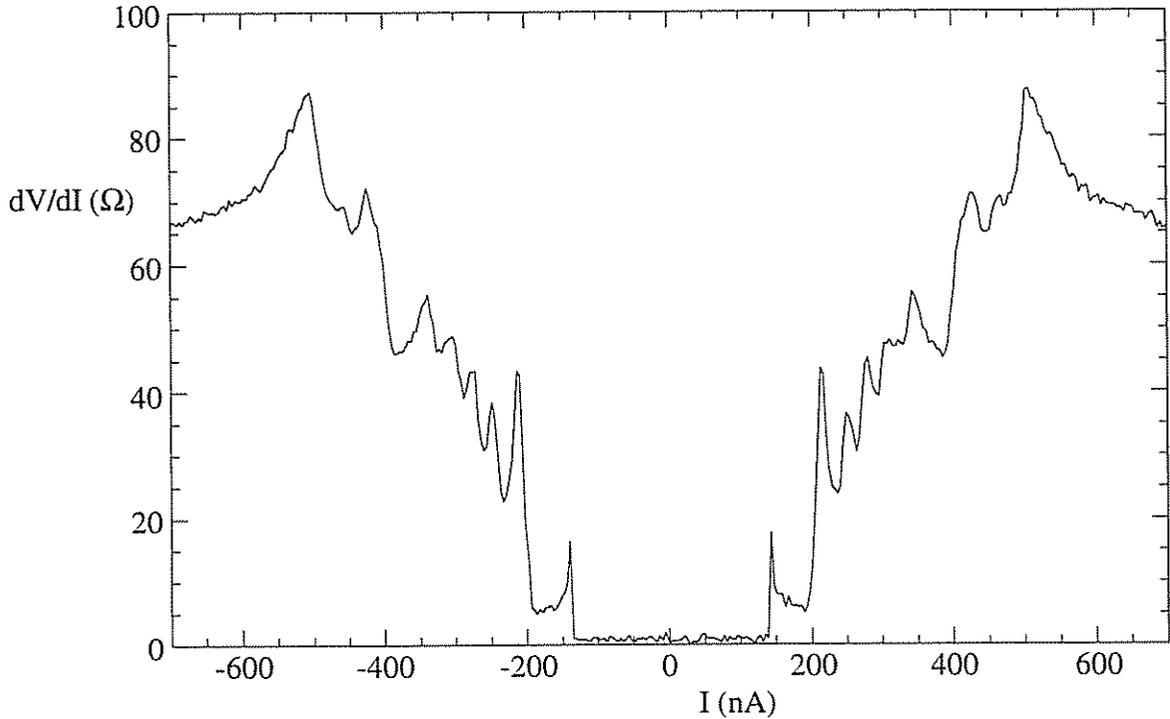


Figure 6.10 : Résistance différentielle de l'échantillon n°9 de paramètre de maille $0.4 \mu\text{m}$ en fonction du courant de polarisation à $T = 30 \text{ mK}$. Courant de mesure de 5 nA alternatif à 166.6 Hz . La résistance normale vaut 53.4Ω .

6.4.2. Exploitation des données

Considérons la résistance apparente de l'échantillon comme étant le rapport entre la tension et le courant de polarisation. La figure 6.12 montre la valeur de la résistance apparente de l'échantillon pour chaque saut de résistance différentielle en fonction du numéro du pic. Pour chaque numéro en abscisse, les deux points correspondant au courant négatif et positif sont portés ; ils se confondent dans la limite de la précision de la mesure. Nous remarquons que tous les points sont remarquablement alignés. Les courants critiques de ces structures ainsi que les tensions aux bornes de l'échantillon reliées ne sont régulièrement répartis. La valeur de l'incrément entre deux points est de 3.52Ω , ce qui est équivalent à la résistance de $6.1 \mu\text{m}$ de longueur d'échantillon.

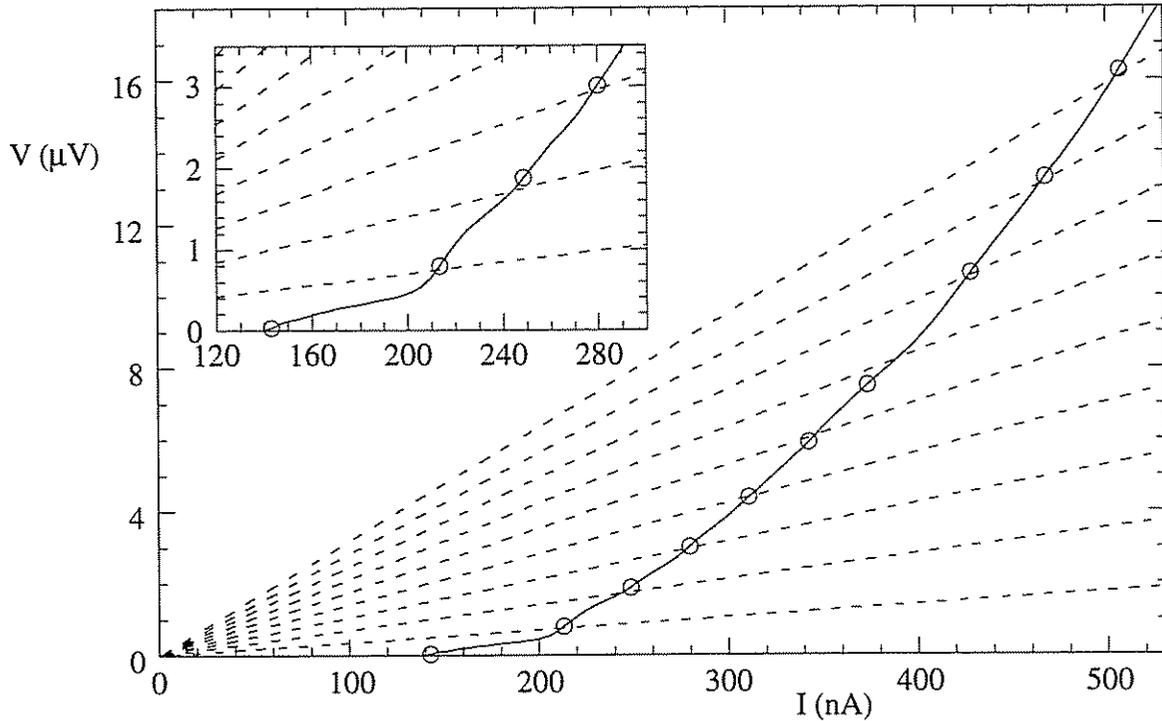


Figure 6.11 : Caractéristique courant-tension de l'échantillon n°9 reconstituée à partir des données de la figure 6.10.

Les droites pointillées sont les caractéristiques de résistance de 3.52Ω et ses multiples. Chaque cercle marque un maximum de la résistance différentielle. L'encart montre un agrandissement d'une partie de la figure principale.

Ce comportement est réminiscent des centres de glissement de phase dans les fils supraconducteurs (cf. 1.2.3 et [7, 8, 9]), où la résistance d'un centre de glissement de phase est donné par la longueur de déséquilibre de charge λ_Q . Quand n centres de glissement de phase sont induits sur un filament, la résistance mesurée est un multiple de la résistance d'un centre isolé :

$$R(n) = n R_\ell (2 \lambda_Q) \quad (\Delta < k_B T) \quad (6.15)$$

où R_ℓ est la résistance linéique du filament considéré. Cette situation correspond au cas où la bande interdite Δ dans S est petite devant l'énergie thermique $k_B T$, ce qui permet aux quasiparticules créés dans la région normale de pénétrer dans le volume du supraconducteur. Les droites en pointillés sur la figure 6.11 sont les caractéristiques d'une résistance de 3.52Ω et ses multiples. Ces droites croisent la caractéristique près des cercles, où la pente de la caractéristique change nettement.

Nous observons ainsi une quantification de l'incrément de résistance créé par le dépassement par le courant de polarisation de la valeur du courant critique en un point. Cet accroissement de résistance correspond dans l'échantillon n°9 à la dissipation d'une longueur de fil égale à $2\lambda = 6.1 \mu\text{m}$, où $\lambda = 3 \mu\text{m}$ est ici la distance entre le centre du point chaud et son extrémité. Nous remarquons que cette valeur de $3 \mu\text{m}$ est proche de la valeur de la longueur de

diffusion inélastique L_{in} connue dans la littérature [10]. L'incrément de résistance apporté par un centre de glissement de phase dans un fil supraconducteur correspond justement à une longueur égale à la longueur de diffusion inélastique dans le métal normal [8].

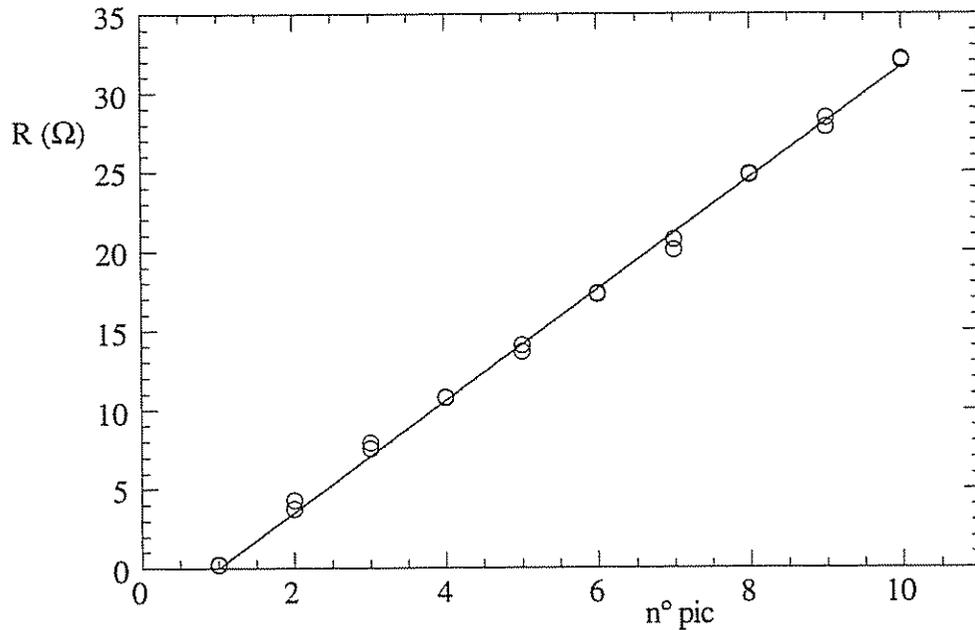


Figure 6.12 : Valeur de la résistance de l'échantillon n°9 pour chaque pic de résistance différentielle.

Les points pour chaque numéro de pic sont les valeurs pour courant de polarisation positif et négatif. Les points s'alignent clairement, avec un incrément de 3.52Ω à chaque pic.

Dans un fil supraconducteur par proximité, il n'y a pas à proprement parler de bande interdite dans la densité d'états qui montre une simple déplétion au niveau de Fermi. Nous retrouvons alors dans le cas d'un supraconducteur sans bande interdite (gapless), pour lequel la condition ci-dessus peut être vérifiée même à très basse température. Nous affirmons que dans un fil supraconducteur par proximité, le déséquilibre entre les populations électrons et trous de quasiparticules créé par un champ électrique non nul en un point persiste dans le volume du fil sur une longueur égale à la longueur de diffusion inélastique des électrons.

6.5. CONCLUSION

Nous avons présenté une étude détaillée du courant critique induit par l'effet de proximité dans un fil de métal mésoscopique formant une série de jonctions N-S submicroniques avec des îles de matériau supraconducteur. La confrontation des résultats expérimentaux aux modèles classiques montre que ceux-ci ne sont pas adaptés à un système

mésoscopique comportant des appendices supraconducteurs latéraux. Ainsi, le comportement en température peut être correctement décrit par un modèle de de Gennes avec une longueur de cohérence normale L_T obéissant à une dépendance en température de limite propre. Nos échantillons se situent néanmoins clairement dans un régime diffusif. De plus, l'amplitude du courant critique à température nulle calculée est supérieure de plusieurs ordres de grandeur au courant mesuré à très basse température. Ces différentes observations nous amènent à nous intéresser à la cohérence à longue portée dans un système mésoscopique à géométrie latérale. Les résultats préliminaires d'une nouvelle approche par A. Volkov du courant critique dans notre géométrie, prenant en compte les processus de dépairage, permettent de retrouver les caractéristiques essentielles du comportement en température précédemment observé. Néanmoins, les valeurs des paramètres physiques déduits de l'ajustement sont en *désaccord total* avec les paramètres physiques réels du système. Nous en concluons que cette approche préliminaire doit être repensée dans le régime adéquat des systèmes mésoscopiques constitués de métaux purs à basse température, avec une longueur de mémoire de phase grande devant la dimension du système.

Enfin, le régime dissipatif dans ce système montre un comportement spectaculairement marqué avec l'apparition de sauts de la résistance d'une quantité constante sur un échantillon. Un supraconducteur par proximité ne présentant pas de bande interdite dans sa densité d'états, le champ électrique peut pénétrer dans le métal normal à toute température. Nous interprétons donc cet effet par l'apparition de centres de glissement de phase, s'étendant sur la longueur de diffusion inélastique du cuivre.

6.6. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] M. Tinkham, dans "Single Charge Tunneling", NATO ASI Series B **294**, éd. par H. Grabert & M.H. Devoret.
- [2] P. G. de Gennes, Rev. Mod. Physics **36**, 225 (1964)
- [3] A. Gilabert, Ann. Phys. **2**, 203 (1977).
- [4] A.C. Mota, D. Marek & J.C. Weber, Helv. Phys. Acta **55**, 647 (1982).
- [5] A.F. Volkov, A.V. Zaitsev & T.M. Klapwijk, Physica C **210**, 21 (1993) ; A.F. Volkov, Phys. Lett. A **187**, 404 (1994).
- [6] A.F. Volkov, communication privée
- [7] V. Chandrasekhar, P. Santhanam, D.E. Prober, Phys. Rev. B **44**, 11203 (1991).
- [8] W.J. Skocpol, M.R. Beasley & M. Tinkham, J. of Low Temp. Phys. **16**, 145 (1974).
- [9] O. Liengme, A. Baratoff & P. Martinoli, J. of Low Temp. Phys. **65**-1,2, 113 (1986)
- [10] A.M. Kadin, L.N. Smith & W.J. Skocpol, J. of Low Temp. Phys. **38**, 497 (1980).

CHAPITRE 7

RÉSEAUX BIDIMENSIONNELS SUPRACONDUCTEURS

Les réseaux artificiels submicroniques ont suscité dans la dernière décennie un considérable intérêt fondé sur la multiplicité des applications physiques de ces systèmes modèles [1]. Un réseau de fils submicroniques supraconducteurs correspond à la limite d'un couplage fort entre les noeuds du réseau. Ce système est relié aux niveaux de Landau d'un électron dans un champ magnétique. Le célèbre spectre de niveaux d'énergie "en papillon" de Hofstadter a ainsi pu être retrouvé par des expériences de mesure de la température de transition ou du courant critique d'un réseau carré sous champ magnétique [2].

Le couplage dans un réseau de jonctions Josephson est plus faible et peut être modulé par la résistance des jonctions. La supraconductivité dans les matériaux granulaires, et même les supraconducteurs à haute température critique, peut être modélisée par ce système. Quand la résistance des jonctions tunnel est élevée et le couplage faible, le réseau va transiter vers un état isolant à basse tension de polarisation [3]. Enfin, le couplage entre les noeuds du réseau peut être anisotrope. L'étude de réseaux de fils de différentes sections [4] dans les deux directions du plan permet de séparer les différentes transitions du système.

D'autre part, le transport des vortex sur un réseau Josephson a été l'objet d'un grand nombre d'études théoriques [5, 6, 7]. Ce système modèle présente en effet l'avantage que tous ses paramètres peuvent être contrôlés et variés dans une large gamme afin de rencontrer toutes les situations expérimentales désirées.

Dans ce chapitre, nous présenterons une étude sur un réseau de jonctions Josephson de petite taille où il apparaît que la densité de vortex peut être contrôlée de façon excellente. Puis nous présenterons des résultats originaux de mesure des propriétés de transport dans un réseau de proximité présentant une anisotropie de couplage extrême.

7.1. RÉSEAU DE JONCTIONS JOSEPHSON

7.1.1. Un système modèle très riche

Un réseau de jonctions Josephson est constitué de jonctions tunnel qui relient des îles de métal supraconducteur formant un réseau, par exemple carré de paramètre a (figure 7.1). La résistance R_n du réseau dans l'état normal s'écrit : $R_n = r_n \frac{L}{W+1}$ où L et $W+1$ sont le nombre de jonctions respectivement en série et en parallèle du réseau, et r_n est la résistance tunnel d'une jonction.

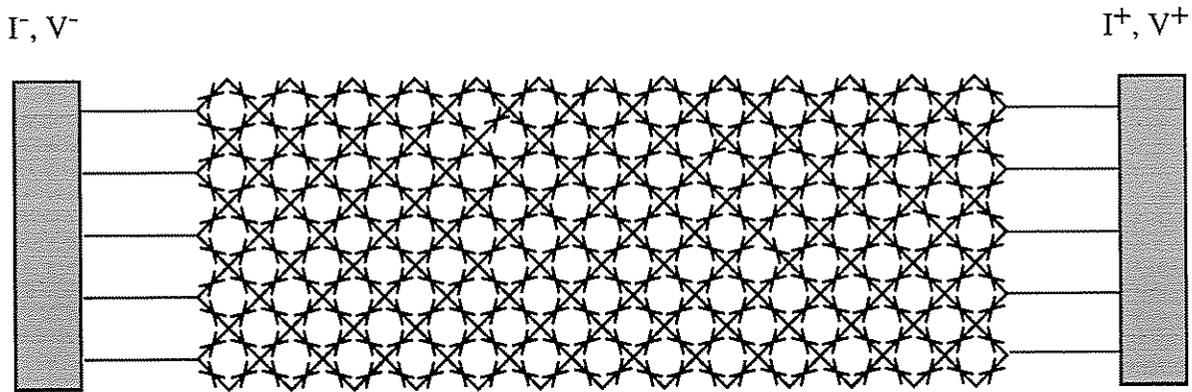


Figure 7.1 : Schéma d'un réseau de 260 jonctions Josephson.

Il est constitué de $L = 26$ jonctions en série et $W = 10$ jonctions en parallèle. Chaque croix représente une jonction, les plots de contacts en gris sont reliés au réseau par des fils métalliques continus.

Chaque île métallique i est caractérisée par la phase φ_i de la fonction d'onde supraconductrice dont l'amplitude est supposée uniforme. L'énergie E de couplage Josephson entre deux îles plus proches voisines s'écrit [8] :

$$E = E_J \cos(\varphi_j - \varphi_i + A_{ij}) \quad (7.1)$$

où A_{ij} est la circulation du potentiel vecteur \vec{A} entre les îles i et j et l'énergie Josephson E_J est proportionnelle au courant critique i_c de la jonction à température nulle : $E_J = \frac{\hbar i_c}{2e}$. Un réseau de jonctions Josephson est ainsi une réalisation expérimentale du modèle XY de spins bidimensionnels, où la phase φ_i représente la position angulaire du spin i dans le plan. Chaque spin i est couplé par une interaction d'échange avec ses plus proches voisins j .

Dans le modèle XY, la transition de Kosterlitz-Thouless sépare un état ordonné à basse température d'un état désordonné à haute température [9]. A très basse température, les spins sont tous parallèles localement, mais des ondes de spins brisent l'ordre à grande distance. A

plus haute température, des paires vortex-antivortex de petite séparation apparaissent dans le système. Un (anti)vortex est une configuration de la phase telle que la circulation de la phase supraconductrice autour d'un vortex est de $(-)\ 2\pi$. A deux dimensions, l'énergie d'une paire est proportionnelle au logarithme de la distance r entre le vortex et l'antivortex. A la température de transition de Kosterlitz-Thouless T_{KT} :

$$T_{KT} = \frac{2 E_J}{\pi k_B} \quad (7.2)$$

un premier vortex libre apparaît, ce qui se traduit expérimentalement par une dissipation d'énergie et donc une résistance électrique.

Chaque vortex est associé à un quantum de flux supraconducteur $\phi_0 = h/2e = 2.10^{-15} \text{ T.m}^2$. Un vortex peut être créé soit par excitation thermique, soit par application d'un champ magnétique H perpendiculaire au réseau. La quantité communément utilisée est alors la frustration f qui est le nombre moyen de vortex par cellule $f = Ha^2/\phi_0$. La situation $f = 1$ est du point de vue des phases des îles supraconductrices complètement identique à $f = 0$. Ainsi toutes les propriétés de transport seront périodiques en f avec une période 1.

7.1.2. Dynamique des vortex

Un vortex isolé dans un réseau de jonctions est soumis à un potentiel en "carton à oeufs", qui est assimilé à un potentiel sinusoïdal. Les minima de potentiel se situent au centre de chaque cellule. La hauteur de barrière U_b est égale à l'énergie de l'état intermédiaire du vortex centré sur la jonction tunnel qui vaut dans un réseau carré à $f = 0$: $U_b = 0.2 E_J$ [10]. Le courant de polarisation de chaque jonction i exerce sur un vortex une force de Lorentz dirigée perpendiculairement au courant qui va "pencher" ce potentiel. Enfin, le vortex subit de la part du milieu une force de frottement qui est reliée à la résistance effective r_e des jonctions. L'équation d'évolution de la position x d'un vortex isolé est alors [6] :

$$M_v \ddot{x} + \eta \dot{x} = \frac{2\pi}{a} E_J \left\{ 0.1 \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + \frac{i}{i_c} \right\} \quad (7.3)$$

où le coefficient 0.1 provient directement du facteur 0.2 de l'énergie de barrière et la "masse" M_v du vortex est reliée à la capacité C d'une jonction [5] :

$$M_v = \frac{\phi_0^2 C}{2a^2} \quad (7.4)$$

La viscosité du milieu pour les vortex η est [11] :

$$\eta = \frac{\phi_0^2}{2a^2 r_e} \quad (7.5)$$

où la résistance effective r_e caractérise la dissipation dans la jonction. Pour une tension de polarisation V inférieure à la bande interdite $2\Delta/e$, la résistance effective r_e est proportionnelle au nombre de quasiparticules thermiques [12] :

$$r_e = r_n e^{\frac{\Delta}{k_B T}} \quad (7.6)$$

puis éventuellement sature à basse température [13]. Pour une tension supérieure à la bande interdite, l'énergie est suffisante pour créer deux quasiparticules en cassant une paire et $r_e = r_n$.

L'équation d'évolution (7.3) est similaire à l'équation d'évolution de la différence de phase $\varphi = \frac{2\pi x}{a}$ aux bornes d'une jonction Josephson de courant critique $0.1 i_c$, de capacité $C/2$ et de résistance $r_e/2$. Nous pouvons alors définir, par analogie avec le cas de la jonction simple, un paramètre de Mac-Cumber pour les vortex $\beta_{c,v}$:

$$\beta_{c,v} = \frac{0.4 \pi i_c r_e^2 C}{\phi_0} \quad (7.7)$$

Le comportement d'un réseau de jonctions sous-amorties ($\beta_{c,v} > 1$) montre une hystérésis. Les réseaux de jonctions tunnel S-I-S sont généralement dans ce régime à basse température. Les réseaux de jonctions sur-amorties (par exemple S-N-S) se situent dans le régime non-hystérétique : $\beta_{c,v} < 1$.

Quand le courant i dépasse la valeur de $0.1 i_c$, le second terme de l'équation qui est le potentiel effectif vu par le vortex n'a plus de minimum et un vortex n'a pas de position stable. Le vortex va donc traverser le réseau perpendiculairement au courant, et dissiper de l'énergie. Dans le cas où les vortex présents sont créés uniquement par le champ magnétique, la résistance mesurée est proportionnelle à la frustration du réseau [13]:

$$R_{ff} = 2f R_n \quad (7.8)$$

où R_n est la résistance du réseau dans l'état normal.

Remarquons que ce raisonnement s'applique pour des vortex isolés, donc pour des frustrations proches de zéro ($f \ll 1$). Au voisinage de $f = 1/2$, il est également possible de considérer un vortex seul se déplaçant sur le réseau en damier de vortex. Notons enfin que ces valeurs de potentiel de barrière doivent être corrigées dans le cas de réseaux de taille finie [14].

7.1.3. Étude de la commutation de colonne

Nous avons étudié le transport électronique dans un réseau de 26×28 ($W+1 = 26$, $L = 28$) jonctions tunnel d'aluminium de résistance normale $r_n = 4.1 \text{ k}\Omega$. Nous pouvons alors calculer : $E_J = 1.68 \text{ K}$, $T_{KT} = 1.07 \text{ K}$. La surface des jonctions tunnel est de $0.2 \times 0.2 \text{ }\mu\text{m}^2$ soit une capacité C estimée à 4 fF et une énergie de charge de la capacité par un électron $E_c = \frac{e^2}{2C} = 0.2 \text{ K}$. Le paramètre de Mac-Cumber calculé est alors égal à 5 à la température de transition supraconductrice et augmente exponentiellement à basse température.

La caractéristique courant-tension du réseau à 300 mK , et sans courant dans la bobine de champ, est montrée figure 7.2 dans les deux sens de variation du courant de polarisation. La forte hystérésis de la caractéristique est compatible avec la valeur du paramètre $\beta_{c,v}$ estimé à 50 à cette température. Au dessus du courant critique du réseau égal ici à 97 nA , la tension au

bornes du réseau augmente par incréments de $370 \mu\text{V}$, qui est égal à la bande interdite $2\Delta/e$ de l'aluminium. Il a été montré que cet incrément de tension est en fait localisé sur une colonne du réseau et correspond à un centre de glissement de phase cohérent sur une colonne du réseau, appelé commutation de colonne (row-switching) [15]. A fort courant, toutes les colonnes ont commuté et la tension atteint 28 fois l'incrément de tension, puis la caractéristique tend asymptotiquement vers celle d'une résistance de valeur R_n . Quand le courant est de nouveau diminué, la tension aux bornes du réseau s'annule pour une valeur du courant, 63 nA , inférieure au courant critique. Ce courant de repiégeage des vortex correspond à la situation où l'énergie dissipée dans la résistance effective de la jonction lors du parcours d'une cellule est égale à l'énergie gagnée par gain d'énergie potentielle du vortex.

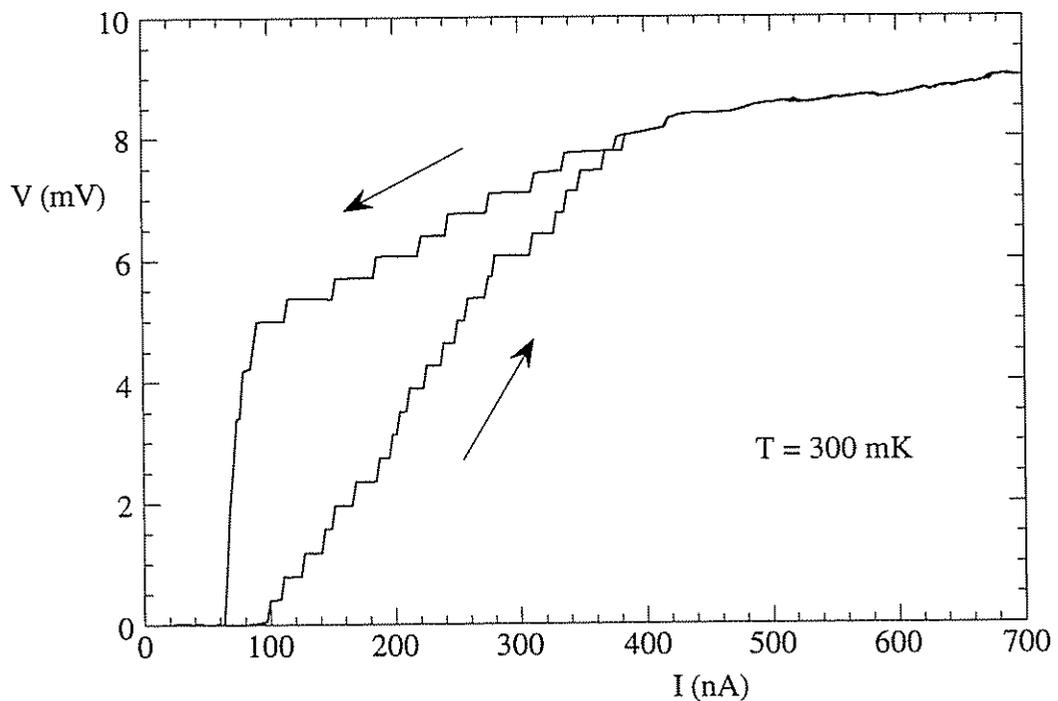


Figure 7.2 : Caractéristique courant-tension du réseau de jonctions tunnel à $T = 300 \text{ mK}$. La frustration magnétique résiduelle est estimée à environ $f = 0.01$. La commutation des colonnes est nettement hystérétique. Chaque saut de tension vaut $2\Delta_{\text{Al}}/e = 370 \mu\text{V}$. Les courants critique et de repiégeage valent respectivement 97 et 63 nA .

Il est alors intéressant de se demander pourquoi une colonne commute dans cet état plutôt qu'une autre à un courant donné. Une première hypothèse est une grande inhomogénéité du réseau [16, 17] liée au aléas de lithographie. La dispersion des courants critiques des jonctions les plus faibles de chaque rangée serait alors d'environ 100 à 400 nA , ce qui est beaucoup alors que le réseau observé en microscopie électronique semble uniforme.

Nous avons soigneusement compensé le champ rémanent à l'intérieur du calorimètre en ajustant le courant dans la bobine de champ. La figure 7.3 montre les caractéristiques courant-tension pour un champ magnétique de l'ordre de $4 \mu\text{T}$ soit $f \approx 0.01$ et pour un champ inférieur à $0.4 \mu\text{T}$ soit $f < 0.001$. Nous remarquons que le profil d'escalier est profondément différent pour les deux courbes, et que sous le champ le plus faible, l'escalier disparaît pratiquement. Seules quatre rangées de jonctions commutent avant les autres. Nous avons même observé à l'oscilloscope une marche parfaite correspondant à la commutation, à un même courant, de l'ensemble des jonctions dans l'état dissipatif.

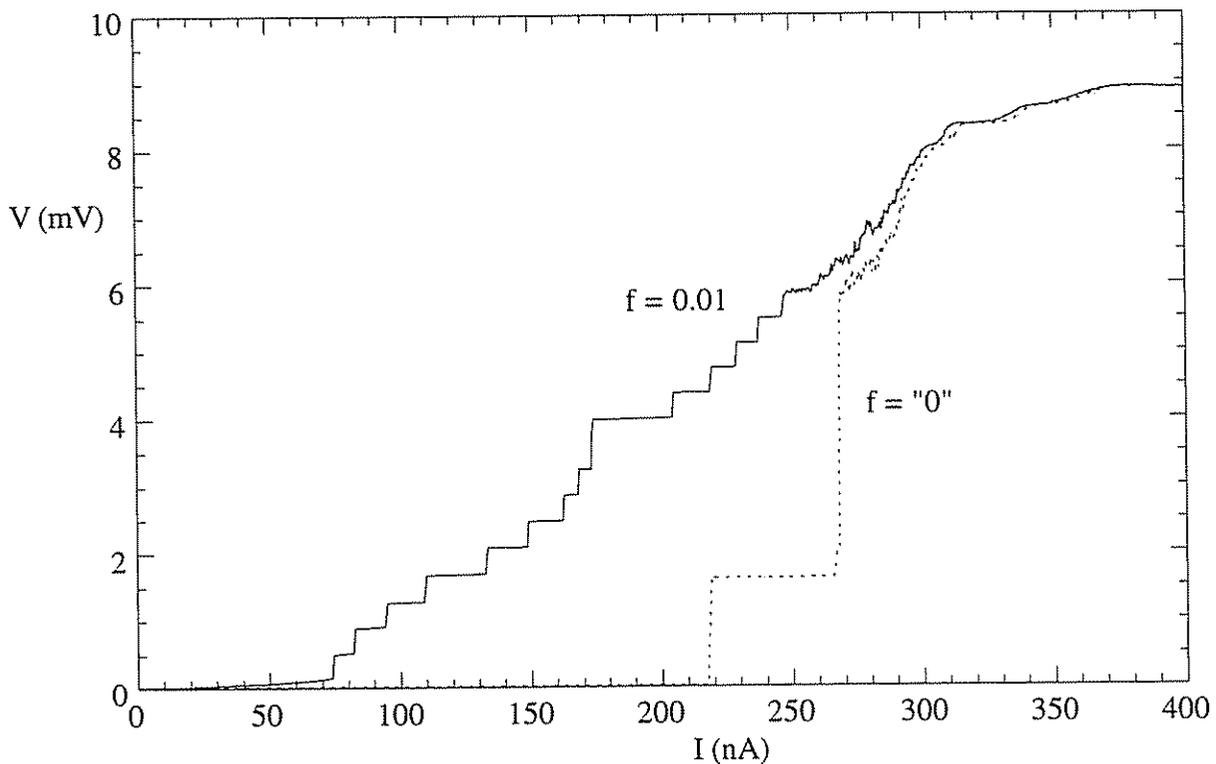


Figure 7.3 : Caractéristique courant-tension d'un réseau de jonctions Josephson à $T = 120 \text{ mK}$ et pour une frustration magnétique f très proche de zéro ($f < 0.001$) et $f \approx 0.01$.
La caractéristique courant-tension est très sensible à une faible valeur de la frustration magnétique qui induit la présence de un ou quelques vortex sur le réseau.

Nous pouvons donc conclure que le comportement de commutation de colonne, qui se traduit par une caractéristique courant-tension en escalier, est induit par un champ magnétique non nul sur le réseau. Nous affirmons qu'un seul vortex sur le réseau est suffisant pour initier un comportement de row-switching, et modifier ainsi le comportement du réseau soumis à un courant de mesure. Ce comportement "en escalier" n'est donc pas relié à une inhomogénéité du réseau de jonctions tunnel. Si le réseau est libre de tout vortex, la commutation de colonne (row-switching) n'apparaît pas. Ce comportement n'est pas mentionné dans la littérature car les

réseaux habituellement étudiés sont de grande taille, et que dans ce cas, il est très difficile de ne pas avoir au moins un vortex sur le réseau.

Une étude complète des effets de taille finie des réseaux de jonctions Josephson doit ainsi prendre en compte l'énergie d'un vortex sur le réseau [13]. L'énergie d'un vortex dépend de la frustration magnétique f , du courant de polarisation i et de la position transversale du vortex x par rapport au centre du réseau, supposé long ($L \gg W$) :

$$U(x) = \pi \ln \left\{ \frac{2W}{\pi} \cos \left(\frac{\pi x}{W} \right) \right\} - \frac{\pi^2 W^2}{2} f \left\{ 1 - \frac{4x^2}{W^2} \right\} - 2\pi \frac{i}{i_c} \left(x + \frac{W}{2} \right) + \frac{\pi^2}{2} \quad (7.9)$$

La frustration magnétique f_e d'entrée du premier vortex sur le réseau correspond à la situation où l'énergie d'un vortex au centre du réseau est négative. Sous courant de polarisation nul :

$$f_e = \frac{1}{\pi^2 W^2} \left\{ \pi^2 + 2\pi \ln \left(\frac{2W}{\pi} \right) \right\} \quad (7.10)$$

Soit $f_e = 0.004$ pour $W = 25$. Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur $\frac{1}{L(W+1)}$ qui serait déduite naïvement des dimensions du réseau. En dessous de cette valeur critique de la frustration, aucun vortex n'est présent sur le réseau. Pour la situation de la courbe en escalier de la figure 7.3, soit $f = 0.01$, plusieurs vortex sont présents sur le réseau. Pour la deuxième courbe, aucun vortex ne doit être présent sur le réseau. La commutation de quatre rangées avant les autres peut provenir d'un effet des bords.

7.1.4. Étude du courant critique

Nous avons mesuré les courants critiques de row-switching et de dépiégeage en fonction du champ magnétique (figure 7.4). Une tension seuil de 200 μV permet de mesurer la position du courant de commutation de la première colonne à la tension de la bande interdite. Une très faible tension de seuil permet de mesurer le courant suffisant pour dépieger un vortex isolé qui va dissiper sur le réseau. Nous observons sur les deux figures une période principale de 0.411 mT, soit un quantum de flux ϕ_0 sur une surface de 4.9 μm^2 , qui coïncide avec la surface d'une cellule du réseau.

A la différence du courant de dépiégeage, le courant critique de commutation montre, en plus de la structure ϕ_0 -périodique, une structure additionnelle de période de 72 μT , soit environ 5 fois moins que la période principale. Les minima de courant critique sont très marqués et rejoignent même parfois le courant de dépiégeage. Nous avons vérifié que cette périodicité est incommensurable avec période principale, ce qui suggère que cet effet expérimental n'est pas intrinsèque au réseau de jonctions.

Nous expliquons ce comportement par un effet de contact d'un genre nouveau. Le réseau est relié aux plots de contact par des fils continus d'aluminium mais qui forment avec deux jonctions de la première colonne une boucle fermée (figure 7.1). La période des structures discutées correspond avec un quantum de flux dans cette surface. Par application d'un champ

magnétique, le courant de paires dans un fil de contact est déphasé par rapport à son voisin. Ces deux courants peuvent même ainsi s'annuler, ce qui aboutit à un courant critique nul. Cette annulation est très fine en champ magnétique et est donc traduite expérimentalement par un minimum très marqué. Un point intéressant est que ce phénomène localisé sur les bords du réseau a des effets loin des bords, la suite de la caractéristique courant tension suivant le comportement des deux premières commutations de colonnes. Ceci s'explique par le fait que cette première commutation de colonne introduit des vortex sur le réseau qui vont provoquer la commutation des colonnes voisines.

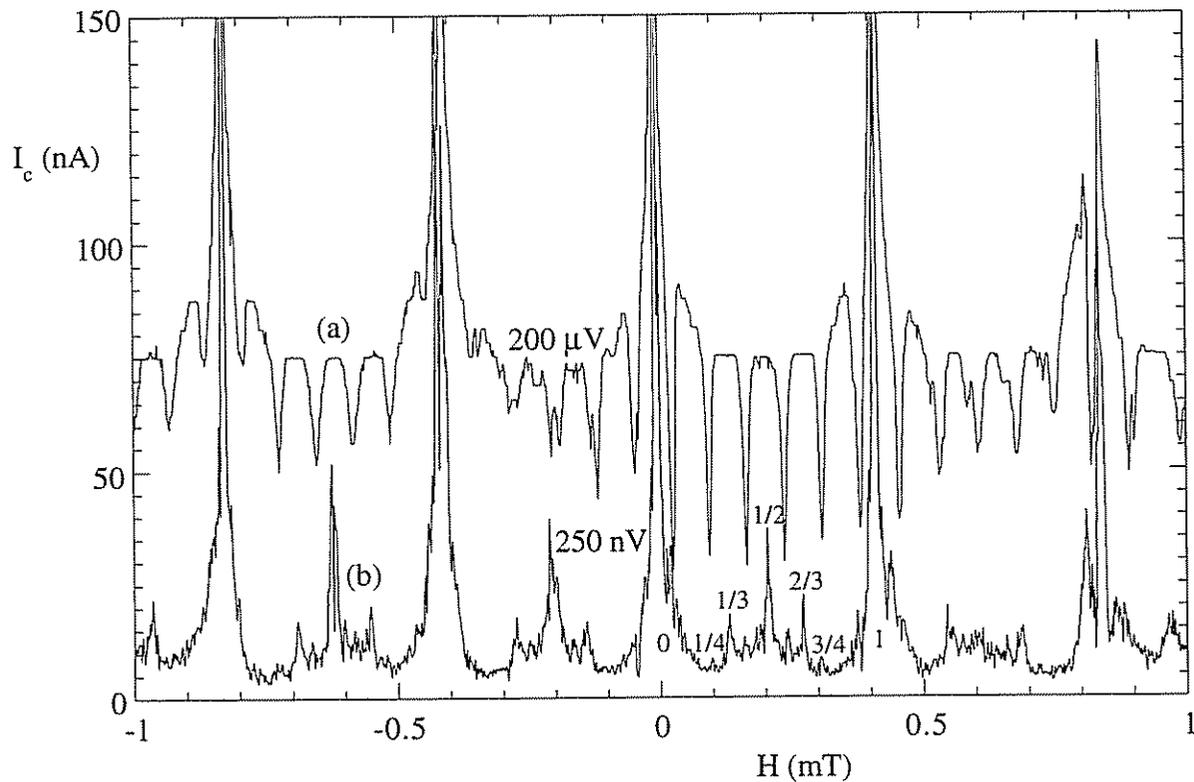


Figure 7.4 : Courant critique de commutation de colonne (a) et de dépiégeage (b) du réseau de jonctions Josephson à $T = 150$ mK en fonction de la frustration magnétique.

(a) Le courant critique de commutation de colonne (seuil de $200 \mu\text{V}$) montre deux structures de périodes 411 et $72 \mu\text{T}$. (b) Le courant critique de dépiégeage (seuil de détection de 250 nV) montre, en plus de la périodicité de un quantum de flux par maille ($411 \mu\text{T}$), des structures pour $1/2$, $1/3$, $2/3$ et même $1/4$ et $3/4$ quantum de flux par cellules.

Nous avons mesuré le courant critique de commutation de colonne en fonction de la température sous champ annulé (figure 7.5). La relation de Ambegaokar-Baratoff donne le courant critique i_{c0} d'une jonction de résistance r_n [8] :

$$i_{c0} = \frac{\pi\Delta}{2er_n} \text{th}\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right) \quad (7.11)$$

Dans le modèle B.C.S., la dépendance en température de la bande interdite Δ est près de la température de transition T_c [8] :

$$\Delta(T) = 1.82 \Delta(0) \left\{ 1 - \frac{T}{T_c} \right\}^{1/2} \quad (7.12)$$

Considérons d'abord la zone de température près de la température critique ($T > 1$ K). Dans cette région, le courant critique expérimental suit correctement la loi (7.11), ce qui permet d'extrapoler la valeur de $1.4 \mu\text{A}$ pour le courant critique total à température nulle $I_c(T=0) = 26 i_c(T=0)$. Nous trouvons par (7.11) pour $r_n = 4.1 \text{ k}\Omega$, un courant critique $I_c(T=0) = 1.8 \mu\text{A}$. L'écart entre la valeur calculée et la valeur déduite des données expérimentales peut provenir de l'imperfection de certaines jonctions, notamment sur les bords.

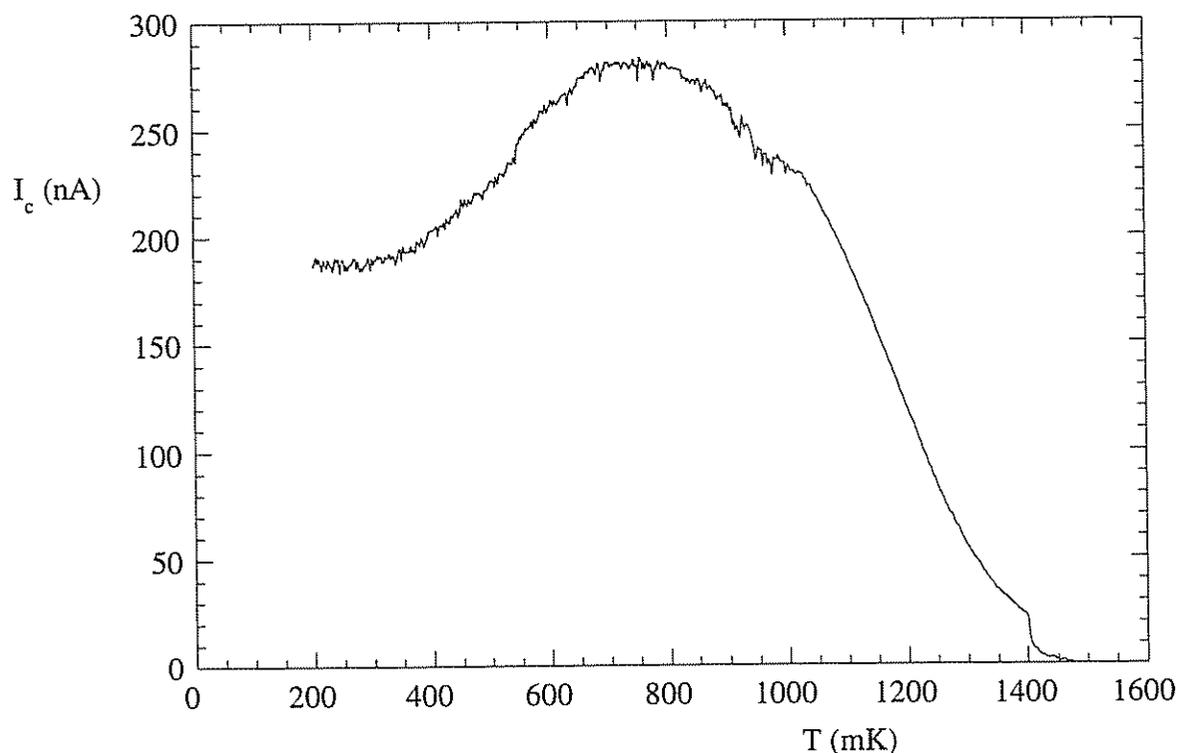


Figure 7.5 : Courant critique de row-switching (seuil $100 \mu\text{V}$) en fonction de la température. Le courant critique augmente quand la température est diminuée partant de la température de transition supraconductrice de l'aluminium, puis connaît un maximum et décroît à basse température.

Lorsque la température est diminuée à partir de T_c , le courant critique augmente pour atteindre un maximum vers 800 mK , et diminuer fortement à basse température. A basse température, le courant critique sature à la valeur de 190 nA , soit 10 fois moins que la valeur déduite de la loi de Ambegaokar-Baratoff. Le blocage de Coulomb des processus tunnel (voir le Chapitre 1) peut être à l'origine de ces effets. Dans le régime de blocage des charges, le courant critique est réduit, selon la loi empirique [12] :

$$\frac{I_c}{I_{c0}} = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{2E_J}{E_c} \right)^2 \quad (7.13)$$

Dans l'état normal, la caractéristique courant-tension du réseau de jonctions montre un gap de Coulomb e/C de 0.87 mV, soit une capacité de jonction de 5 fF et une énergie de charge par un électron E_c de 190 mK. Le terme de droite de la relation (7.13) est alors de l'ordre de 0.4 et ne permet pas d'interpréter complètement les résultats expérimentaux. L'écart entre la relation (7.13) et les données expérimentales peut provenir d'une mauvaise estimation de la valeur de E_c . Des charges résiduelles dans les barrières tunnel ou un filtrage encore perfectible du circuit de mesure à la date de l'expérience ont pu gêner un blocage complet de l'effet tunnel des charges, et par la même fausser la mesure de E_c .

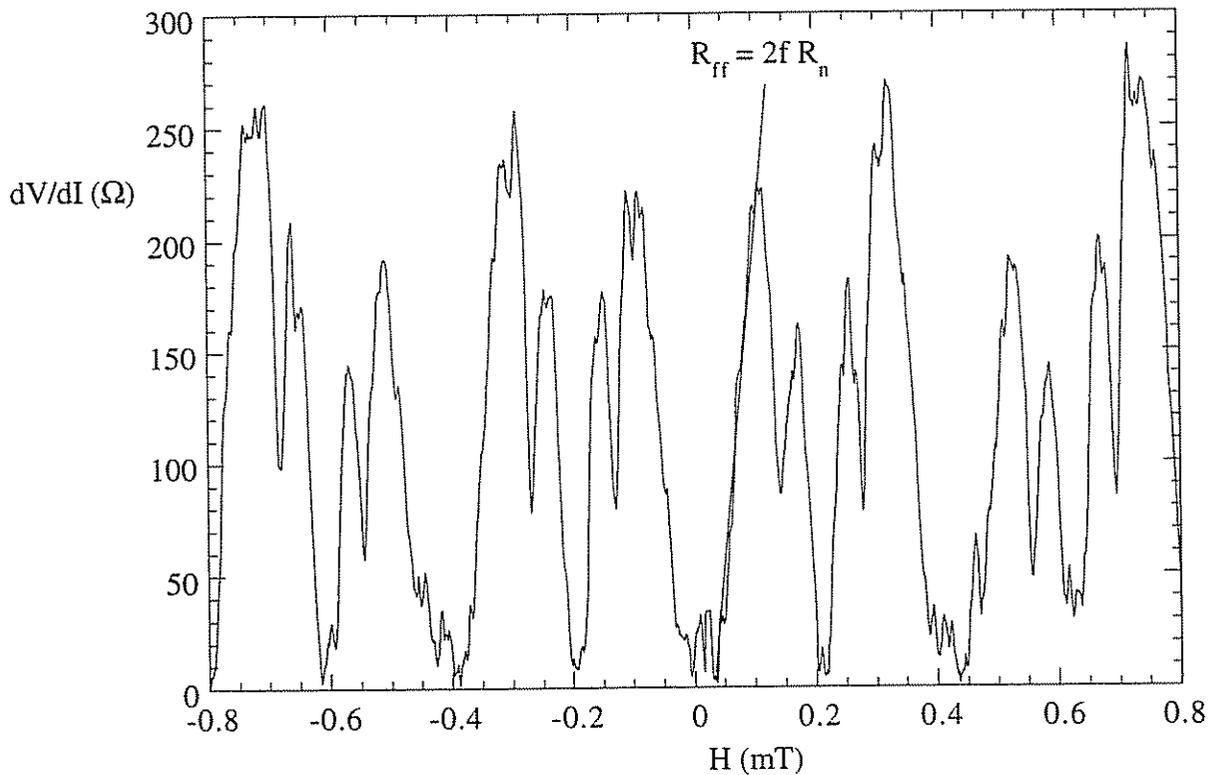


Figure 7.6 : Magnétorésistance du réseau de jonctions Josephson à $T = 400$ mK. Le courant de mesure est de 0.25 nA. La droite tracée sur la figure montre le comportement prédit par la relation (7.6).

7.1.5. Piégeage et déplacement de vortex individuels

Considérons maintenant le comportement du réseau sous faible courant de polarisation, soit en dessous du courant critique de commutation des colonnes. Nous avons mesuré la résistance linéaire du réseau en dessous de la température de la transition résistive à

champ nul (figure 7.6). La courbe montre des structures pour les valeurs de frustration de $1/2$, $1/3$, $2/3$ et moins nettement pour $1/4$ et $3/4$ à l'intérieur de chaque période. Ce comportement est également observé dans les réseaux de fils submicroniques et les réseaux de jonctions Josephson [2]. Pour les valeurs rationnelles simples de frustration, la commensurabilité du réseau de vortex et du réseau physique de fils aboutit à un fort piégeage des vortex sur le réseau, et donc une résistance plus faible. Le courant de dépiégeage de vortex isolés mesuré en fonction de la frustration (figure 7.4) exhibe les mêmes structures. A basse frustration, donc à basse densité de vortex, la résistance est linéaire avec le champ appliqué. La droite portée sur la figure 7.6 a une pente égale à la pente théorique $2 R_n$, ce qui est cohérent avec la loi (7.8).

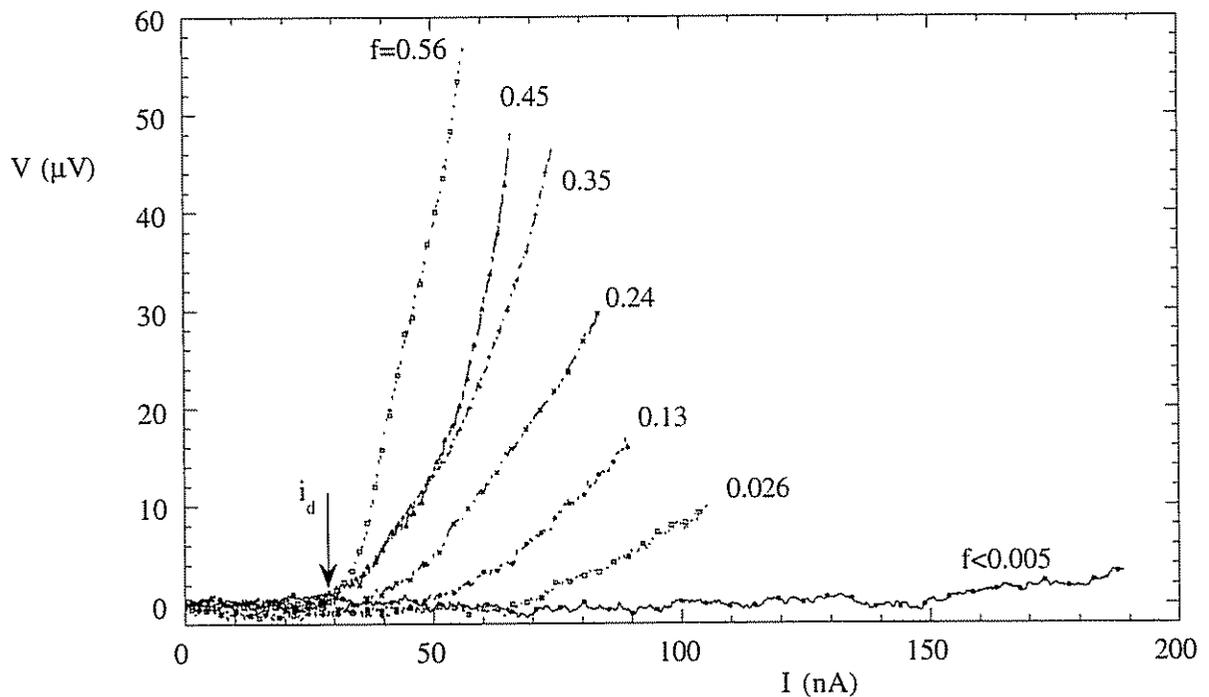


Figure 7.7 : Caractéristique courant-tension d'un réseau de jonctions Josephson à $T = 90$ mK. La fin de chaque courbe correspond au courant critique de row-switching. Le courant de dépiégeage i_d pour $f \approx 1/2$ vaut 30 nA.

La figure 7.7 montre les caractéristiques I-V à très basse température et très faible courant de polarisation sous champ faible exprimé en unité de f . La fin de chaque courbe correspond à la commutation dans le régime de row-switching, voir la figure 7.2. Conformément à la figure 7.6, la pente des différentes caractéristiques augmente lorsque f , et donc la densité des vortex augmente. Sous champ annulé, la tension reste nulle jusqu'au courant critique Josephson des jonctions du réseau. Ce type de comportement n'est pas classique, et est de nouveau lié à la faible taille du réseau [18]. Pour des frustrations proches de zéro, le courant de dépiégeage est donc mal défini. Peu de vortex sont présents et le courant de mesure va alors jouer un rôle subtil. Comme un champ magnétique, un courant de polarisation

va modifier le profil de l'énergie d'un vortex sur le réseau et donc ses possibilités de déplacement.

Pour les frustrations importantes et proches de $1/2$, nous observons nettement un courant seuil pour le dépiégeage d'un vortex isolé et l'apparition de tension, qui vaut 30 nA à 90 mK. Le rapport entre ce courant de dépiégeage I_d et le courant critique Josephson I_c a été calculé pour différentes tailles de réseau et frustrations [14]. Pour un réseau de 25×25 cellules, le coefficient I_d/I_c calculé vaut 0.095 pour f indifféremment proche de zéro ou de $1/2$. Le rapport mesuré entre le courant de dépiégeage des vortex près de $f = 1/2$ et le courant critique des jonctions vaut ici 0.15, assez proche de 0.095. Nous remarquons qu'il est difficile de tester les différentes simulations, à cause d'une part des faibles écarts mis en jeu, et d'autre part de l'imprécision des mesures du courant critique réel des jonctions.

7.1.6. Conclusion préliminaire

Cette étude succincte montre que le comportement des vortex sur un réseau de jonctions Josephson est très sensible à la taille du réseau considéré. Dans un réseau de grande taille, des vortex libres sont, dans le cas pratique, toujours présents. Le comportement de la caractéristique courant-tension est dominé par les effets liés à la présence de vortex. Dans un réseau de petite taille sous champ nul, il peut n'y avoir aucun vortex sur le réseau. Dans ce cas, la résistance de flux-flow est nulle, le comportement de row-switching disparaît et toutes les jonctions commutent au courant critique Josephson.

7.2. RÉSEAU SUPRACONDUCTEUR PAR PROXIMITÉ

7.2.1. Fabrication et caractérisation des échantillons

Nous avons réalisé par les techniques décrites dans le Chapitre 2 des réseaux carrés de fils submicroniques d'aluminium et de cuivre. Un réseau est constitué de fils parallèles de cuivre mis périodiquement en contact avec 22 fils d'aluminium perpendiculaires (figure 7.8). La haute qualité de l'interface permet un effet de proximité important de l'aluminium sur le cuivre. Comme dans les expériences précédentes, le transport électronique dans les fils de cuivre est directement mesuré. Ce système est ainsi une généralisation à deux dimensions du système décrit dans les chapitres 5 et 6. La température de transition de ce type de réseau a été calculée par J. Riess par une approche en termes de théorie de Ginzburg-Landau des réseaux [19].

Nous avons étudié en détail les propriétés de transport du réseau #2 de résistance 5.85Ω à 300 K et 1.7Ω à 4 K, soit un RRR de 3.4. Le libre parcours moyen dans le cuivre,

d'épaisseur 1400 Å, est de 650 Å. Les largeurs des fils de cuivre et d'aluminium sont respectivement de 0.21 μm et 0.72 μm. Le pas d'une cellule carrée est de 2.4 μm. Une photo au microscope électronique à transmission d'un échantillon typique fabriqué sur une membrane de carbone figure dans le Chapitre 2. Le réseau #2 est constitué de 18 fils de cuivre parallèles croisés à angle droit avec 22 fils d'aluminium eux aussi parallèles entre eux.

La température de transition de l'aluminium T_c vaut 1.29 K sous champ nul et se déplace avec le champ. La longueur de cohérence de l'aluminium est reliée à ce déplacement en champ de la température de transition [8] :

$$\xi^2(0) = \frac{\phi_0}{2\pi T_c} \left(\frac{dT_c}{dH} \right) \quad (7.14)$$

Nous trouvons $\xi(T=0) = 0.163 \mu\text{m}$, ce qui dans la limite sale correspond à un libre parcours moyen dans l'aluminium de 230 Å.

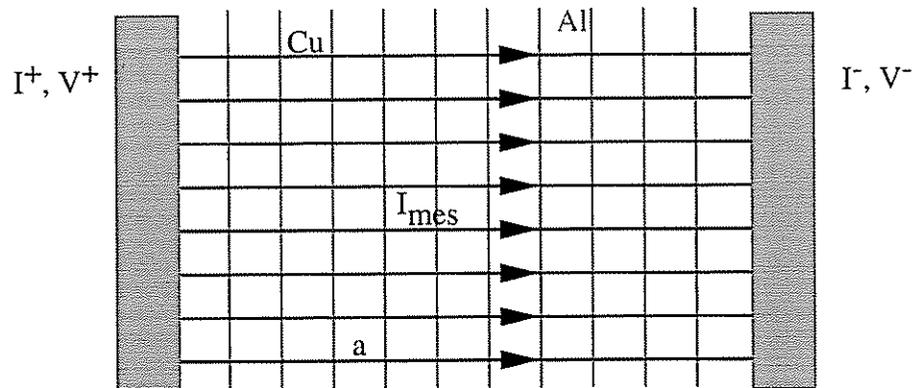


Figure 7.8 : Schéma d'un réseau bidimensionnel de fils submicroniques de cuivre et d'aluminium.

Les fils de cuivre et d'aluminium forment un réseau carré de paramètre de maille a et de métal différent suivant les deux directions. Le courant de mesure circule dans les fils de cuivre.

7.2.2. Magnétorésistance d'un réseau bidimensionnel

En dessous de la température de transition supraconductrice de l'aluminium, la résistance du réseau diminue régulièrement par effet de proximité comme discuté dans le chapitre 5. De même, nous interprétons cet effet comme la transition vers un état de proximité, caractérisé par une conductivité infinie, de la portion de cuivre en contact intime avec l'aluminium. A basse température et sous champ nul, nous observons un état de résistance nulle similaire à celui observé dans les fils simples. Nous obtenons ainsi un système bidimensionnel anisotrope particulièrement intéressant où la température de transition supraconductrice du système est ainsi de 1.29 K dans la direction des fils d'aluminium et 0.33 K le long des fils de cuivre.

Nous avons mesuré la résistance du réseau n°2 dans la direction des fils de cuivre à différentes températures et sous un champ magnétique perpendiculaire variable. La magnétorésistance du réseau montre des oscillations géantes de période principale 0.32 mT (figure 7.9), ce qui correspond à un quantum de flux sur une surface $6.2 \mu\text{m}^2$. Cette valeur est proche de la surface d'une cellule du réseau mesurée au Microscope Électronique à Balayage, qui est de $6.8 \mu\text{m}^2$. Nous attribuons la différence entre ces deux valeurs à l'erreur de mesure au microscope électronique.

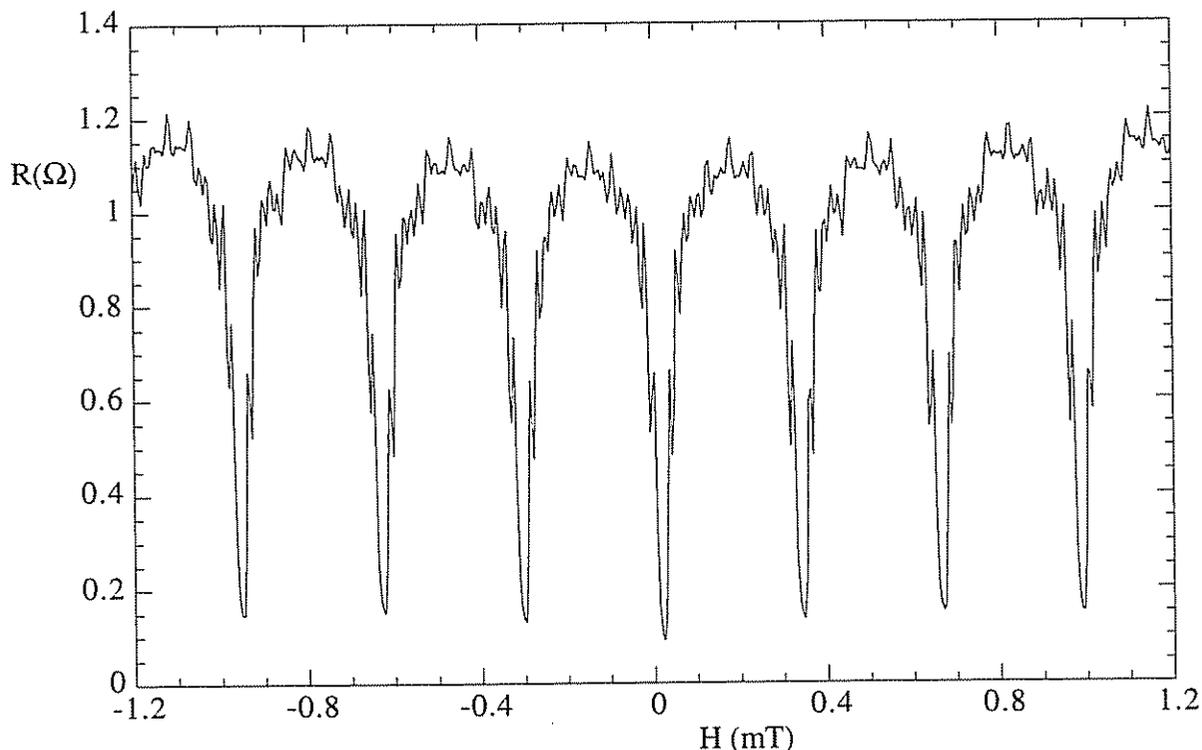


Figure 7.9 : Magnétorésistance du réseau bidimensionnel de proximité n°2 à $T = 450 \text{ mK}$. Nous remarquons une période en champ magnétique de 0.33 mT qui correspond à un quantum de flux dans une cellule de $6.2 \mu\text{m}^2$. Des structures additionnelles sont visibles.

La figure 7.10 montre la magnétorésistance, pour deux températures différentes et sous champ magnétique plus faible, du même réseau 2D de proximité. A la température de 450 mK, la résistance mesurée est quasi constante sauf pour les valeurs de champ correspondant à un ou plusieurs quantum de flux par cellule. A 325 mK, la figure d'oscillation est beaucoup plus riche avec l'apparition à l'intérieur d'une période d'oscillations plus rapides. La frange centrale de cette structure fine est deux fois plus large que les autres. Le rapport entre la période principale et la petite période est mesuré égal à 18, ce qui est à rapprocher des 18 lignes de cuivre parallèles. Les minimums relatifs aux alentours de plus et moins un demi quantum de flux par maille sont des artefacts de l'échantillon de périodicité non commensurable avec le réseau.

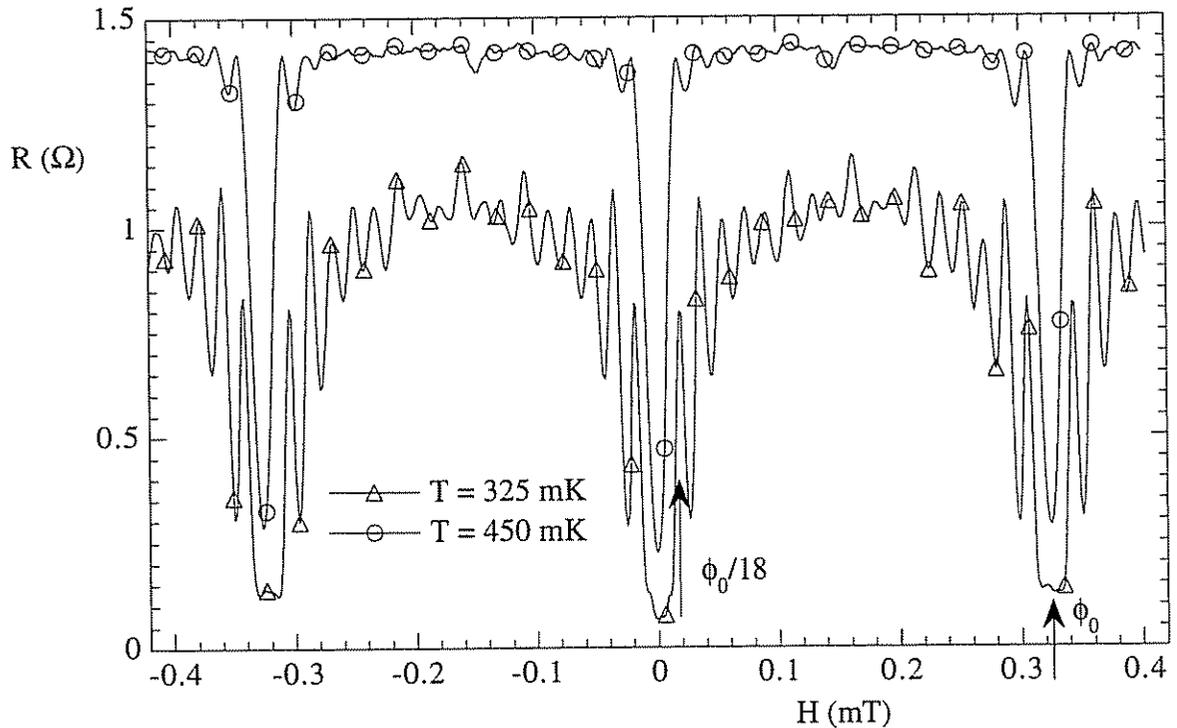


Figure 7.10 : Magnétorésistance du réseau 2D de proximité n°2.

Les périodes ϕ_0 et $\phi_0/18$ sont clairement visibles. Nous remarquons que le pic à l'origine des champs est de largeur double des autres pics. Les minimums relatifs aux alentours de plus et moins un demi quantum de flux par maille sont des artefacts.

7.2.3. Analyse et modélisation des résultats

En dessous de la température de transition de l'aluminium, les lignes d'aluminium sont supraconductrices et donc isopotentielles. Considérons deux lignes d'aluminium voisines, qui sont couplées par 18 fils de cuivre. A basse température, un courant Josephson circule entre ces deux fils voisins d'aluminium à travers chacun des 18 fils de cuivre. Ce courant est sensible à la différence de phase entre les deux lignes d'aluminium au contact de chaque fil de cuivre. Son intensité vaut : $I = I_c \sin \varphi$ où φ est la différence de la phase supraconductrice entre les deux contacts d'aluminium et I_c est le courant critique de la jonction.

La phase d'un fil supraconducteur est uniforme sous champ nul, mais ne l'est plus sous champ magnétique perpendiculaire non nul. Le gradient de la phase dans un fil d'aluminium est directement proportionnel au potentiel vecteur $\vec{A} = Hx \vec{y}$. Les courants de paires à travers les différents fils de cuivre couplant deux lignes supraconductrices voisines vont ainsi être déphasés. Le courant critique total sera la somme des courants critiques déphasés par le flux moyen dans une cellule :

$$I_c^{\text{total}} = I_c \sum_{i=1}^n \sin\left(2\pi i \frac{\phi}{\phi_0}\right) = I_c \frac{\sin\left(2n\pi \frac{\phi}{\phi_0}\right)}{\sin\left(2\pi \frac{\phi}{\phi_0}\right)} \quad (7.15)$$

Nous retrouvons la formule classique en optique de la figure de la diffraction d'un rayon lumineux par un réseau de fentes [20]. Localement, près d'un nombre entier de quantum de flux dans une cellule, le sinus du dénominateur peut se développer en son argument, et nous retrouvons la figure de diffraction de Fraunhofer. Cette figure correspond en optique à la diffraction d'un rayon lumineux par une fente, et en physique du solide au courant critique dans une jonction longue avec un champ magnétique dans le plan de la jonction [21].

La résistance mesurée est reliée à la caractéristique courant-tension d'une jonction S-N-S isolée. Dans le cadre du modèle RSJ (Resistively Shunted Junction) qui est valide dans le cas de jonctions de faible résistance, la caractéristique courant-tension obéit à la loi [22] :

$$V = R_n \sqrt{I^2 - (I_c^{\text{total}})^2} \quad (7.16)$$

où R_n est la résistance du réseau dans l'état normal.

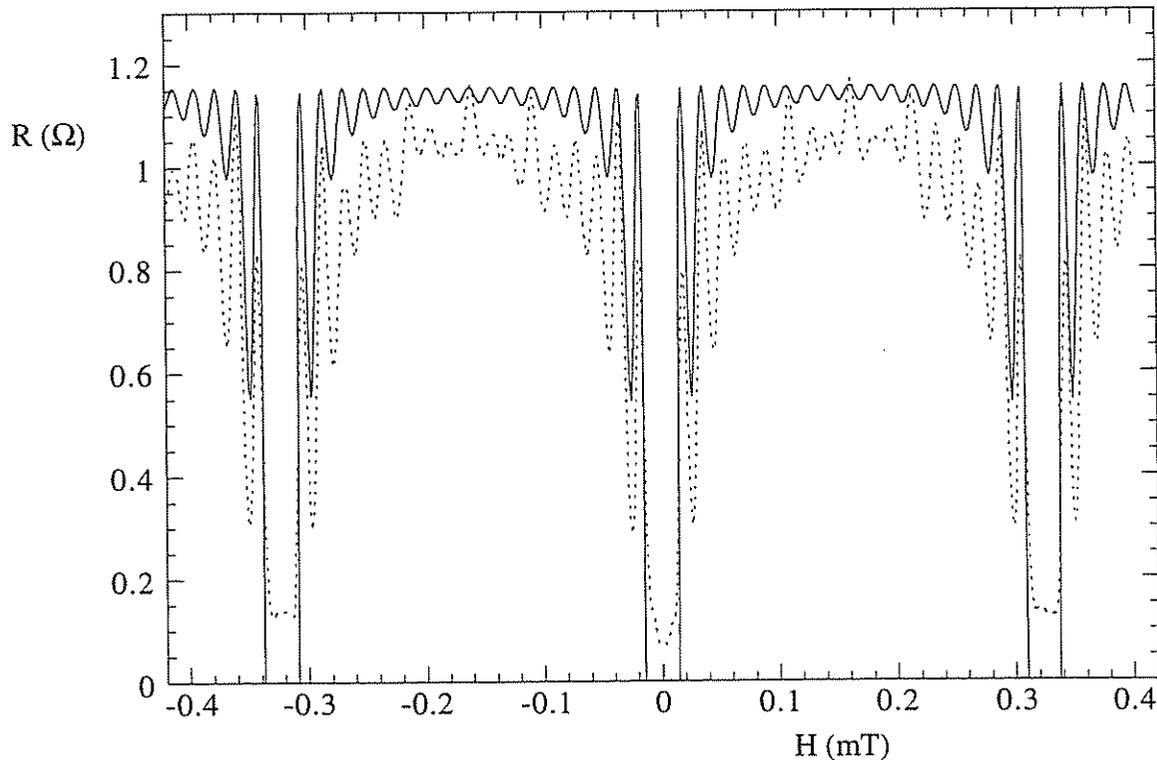


Figure 7.11 : Courbe expérimentale (trait pointillé) et résultat du calcul numérique. Les différentes structures coïncident sur les deux courbes. L'écart de la courbe théorique à l'expérience provient de l'écart entre la caractéristique courant-tension avec la loi idéale (7.16).

La figure 7.11 montre une courbe expérimentale en trait pointillé avec le résultat d'un calcul utilisant les deux expressions ci dessus. Nous remarquons que l'accord est très bon quant à l'allure générale. La différence dans l'amplitude relative des oscillations est attribuée à l'écart de la caractéristique courant-tension réelle de l'échantillon au modèle R.S.J.. Cet écart peut provenir de l'inhomogénéité de l'échantillon homogène ainsi que de l'arrondissement thermique.

7.2.4. Conclusion

Nous avons observé des oscillations géantes de magnétorésistance sur un réseau bidimensionnel de fils de métal normal et de fils supraconducteurs croisés. L'interférence entre les courants de paires circulant dans les différentes jonctions S-N-S construit une figure d'interférence de Fraunhofer pour le courant critique. Nous avons ainsi construit un nouveau type de SQUID à $n = 18$ jonctions en parallèle. L'originalité et peut-être l'intérêt de cette géométrie est que la largeur du pic central du courant critique égale à $\frac{\Phi_0}{2n}$ est divisée d'un facteur n par rapport à un SQUID à deux jonctions.

Nous avons étudié ici un cas extrême de réseau supraconducteur complètement asymétrique. Le couplage dans la direction faible peut être varié pour se rapprocher de la situation classique complètement symétrique [23]. La première manifestation d'un couplage fort dans le sens des fils de cuivre est alors l'apparition d'un minimum de résistance pour une frustration de $1/2$, qui est le signe d'un piégeage important du réseau de vortex par les fils de cuivre.

7.3. RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] voir par exemple les Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Superconducting Networks, Delft 14-17 December 1987, Physica B **152**, n° 1 & 2 (1988).
- [2] B. Pannetier, J. Chaussy, R. Rammal & J.C. Villégier, Phys. Rev. Lett. **53**, 1845 (1984).
- [3] H.S.J. van der Zant, L.J. Geerligs & J.E. Mooij, Europhys. Lett. **19**, 541 (1992).
- [4] M. A. Itzler, R. Bojko & P.M. Chaikin, Europhys. Lett. **20**, 639 (1992).
- [5] S.E. Korshunov, Physica B **152**, 261 (1988); A.I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov & A. Schmid, *ibid.* 266
- [6] U. Eckern & A. Schmid, Phys. Rev. B **39**, 6441 (1992).
- [7] H.S.J. van der Zant, F.C. Fritschy, T.P. Orlando & J.E. Mooij, Phys. Rev. Lett. **66**, 2531 (1991)

- [8] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, Plenum NY (1975)
- [9] J.M. Kosterlitz & D.J. Thouless, J. Phys. C**6**, 1181 (1973)
- [10] C.J. Lobb, D.W. Abraham & M. Tinkham, Phys. Rev. B **27**, 150 (1983)
- [11] T.P. Orlando, J.E. Mooj & H.S.J. van der Zant, Phys. Rev. B **43**, 10218 (1993)
- [12] M. Tinkham, dans "Single Charge Tunneling", NATO ASI Series B **294**, éd. par H. Grabert & M.H. Dévoret.
- [13] Herre van der Zant, Thèse de Ph-D, TU Delft
- [14] E.F.K. Dang & B.L. Györfy, Phys. Rev. B **47-6**, 3290 (1993)
- [15] H.S.J. van der Zant, J. Muller, L.J. Geerligs, C.J.P.M. Harmans & J.E. Mooj, Phys. Rev. B **38**, 5154 (1988).
- [16] W. Yu & D. Stroud, Phys. Rev. B **46-21**, 14005 (1992), W. Yu, K.H. Lee & D. Stroud, Phys. Rev. B **47-10**, 5906 (1993)
- [17] M. Tinkham & al, Phys. Rev. B **44-18**, 10286 (1991)
- [18] H.S.J. van der Zant, F.C. Fritschy, T.P. Orlando & J.E. Mooj, Phys. Rev. B **47**, 295 (1993)
- [19] J. Riess, J. of Low Temp. Phys. **52**, 259 (1983).
- [20] J. Perez, Optique, ed. Masson, Paris
- [21] A. Barone & G. Patterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect", Wiley & sons (1982).
- [22] A. Gilabert, Ann. Phys. **6**, 203 (1977)
- [23] M. Tinkham, communication privée.

CONCLUSION

L'étude de l'effet de proximité entre un métal normal et un supraconducteur est un sujet particulièrement motivant si l'on regarde ce phénomène avec les yeux du physicien des systèmes mésoscopiques. La question est de savoir comment les phénomènes connus dans les conducteurs mésoscopiques normaux (localisation faible, blocage des charges, fluctuations universelles...) vont être influencés par la proximité avec un supraconducteur, et comment les manifestations de la supraconductivité non-homogène (effet Josephson, glissement de phase...) vont être retrouvées dans un conducteur mésoscopique supraconducteur par proximité.

Nous avons étudié l'effet de proximité dans un système mésoscopique hybride comportant une dimension latérale, donnant ainsi une grande diversité des situations expérimentales rencontrées. La fabrication de systèmes de proximité nous a amené à mettre au point une méthode d'évaporation métallique oblique, sous ultra-haut vide, sur un masque submicronique suspendu. Le masque de résine est dessiné par lithographie électronique avec une résolution de l'ordre de 100 nm, et suspendu 500 nm au dessus du substrat. L'environnement à ultra-haut vide, pendant et entre les différentes évaporations métalliques, nous permet de contrôler la qualité de l'interface N-S depuis un contact métallique parfait jusqu'à une barrière tunnel épaisse.

La mesure du transport dans les systèmes mésoscopiques à très basse température est très sensible à une thermalisation efficace du circuit de mesure, y compris du point de vue du spectre du bruit thermique envoyé, sur l'échantillon, par la partie à plus haute température du circuit de mesure. Nous avons développé un nouveau type de filtre miniaturisé sur un substrat de cuivre, qui présente l'avantage de fournir un plan de masse "massif" et aisément thermalisé à très basse température. Nous avons mis en évidence le fait que si la dimension latérale du boîtier du filtre n'est pas réduite à une dimension submillimétrique, la transmission du mode électromagnétique $TE_{1,0}$ à travers le boîtier du filtre domine la transmission à haute fréquence. Nous avons alors optimisé la conception de nos filtres, et réalisé un filtre qui ne montre aucune remontée de la transmission à très haute fréquence (20 GHz). Des filtres, conçus selon ce modèle, et efficaces jusqu'à la fréquence de 1 THz sont ainsi immédiatement envisageables.

Nous avons montré que le transport dans un métal normal en proximité avec un supraconducteur dépend fortement des valeurs relatives des différents paramètres

microscopiques, qui sont la longueur de cohérence des paires d'électrons L_T , la longueur équivalente de barrière à l'interface L_I et la dimension latérale des jonctions. La compétition entre l'effet de proximité et le comportement isolant d'une fine barrière tunnel à l'interface peut, dans certains cas, mener à un comportement non-monotone avec la température, du transport dans le métal normal à la proximité du supraconducteur. Cette étude systématique est ainsi une étape obligée d'une grande utilité pour les études futures de systèmes latéraux de proximité.

Nous avons étudié le couplage Josephson dans un conducteur mésoscopique formant une série de jonctions submicroniques avec une série d'îles submicroniques. Le courant critique mesuré montre un comportement en température nouveau, qui ne peut être décrit par les modèles classiques que si nous nous plaçons, du point de vue de la dépendance en température de la longueur de cohérence, dans une pseudo-limite propre. Les premières études théoriques de ce système, dans le régime mésoscopique et prenant en compte la géométrie latérale, ouvrent une perspective intéressante, mais ne sont en aucun cas satisfaisantes dans nos conditions expérimentales. Une étude plus complète est nécessaire afin de comprendre la cohérence à longue portée dans un métal normal en proximité. Dans un réseau bidimensionnel, le couplage Josephson se traduit par une oscillation géante de la température de transition résistive du réseau dans le sens du fil normal en fonction du champ magnétique. La diffraction d'un rayon lumineux par un réseau de fentes trouve ici son analogue supraconducteur, y compris dans l'extrême finesse des pics d'interférence constructive des courants supraconducteurs. Dans un échantillon légèrement inhomogène, nous observons l'apparition de centres de glissement de phase lorsque le courant de polarisation excède le courant critique. Au contraire d'un supraconducteur intrinsèque, la densité d'état ne montre pas de bande interdite dans un métal normal en contact de proximité avec un supraconducteur. Ce caractère justifie ainsi le fait que des centres de glissement de phase nucléent à très basse température, loin de la température de transition.

L'étude de ces systèmes doit faire face à deux interrogations majeures qui sont la nature des corrections de la localisation faible au voisinage d'une interface N-S, et l'existence d'un régime où blocage de Coulomb et effet de proximité sont en équilibre. Nous avons très récemment étudié l'effet d'un flux magnétique sur le transport dans un anneau métallique en contact de proximité avec deux îles d'aluminium symétriques. Nous avons observé un effet de type SQUID à basse température, ainsi que la trace d'un comportement de localisation faible à température intermédiaire. Enfin, nous avons débuté une expérience décisive afin de tester l'effet du blocage de Coulomb sur l'effet de proximité dans une jonction N-S placée dans le régime quantique. Nous avons déjà mis en évidence un effet de réduction de l'effet de proximité, qui semble lié à l'effet de charge. Cet axe de recherche peut ainsi déboucher sur un dispositif ou un courant supraconducteur induit par proximité est piloté par une tension de porte.

Dans un régime balistique, le libre parcours moyen est plus grand que la dimension du système. Le transport dans une jonction S-N-S est alors dominé par les résonances géométriques dans le métal normal des électrons réfléchis aux interfaces supraconductrices par le processus Andreev. Ce régime est celui des hétérojonctions entre un supraconducteur et un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), mais peut également être approché dans une couche métallique monocristalline (par exemple cuivre) gravée et mise en contact métallique avec des îles supraconductrices. Les mesures de transport peuvent être complétées, dans ce système comme dans les précédents, par des mesures utilisant la microscopie tunnel, comme celle de la bande interdite résolue spatialement au voisinage d'une interface N-S.

Abstract :

We present a study of the proximity effect in mesoscopic systems made of a normal conductor (N) in contact with lateral superconducting islands (S). A new fabrication process, including directive angle evaporation on a suspended resist mask in a ultra-high vacuum environment is reported. The quality of the normal metal-superconductor interface can be varied from a clean metallic contact to a tunnel barrier. We present a study of a new kind of high-frequency filter, integrated on a copper substrate, dedicated to low temperature absolute filtering of mesoscopic samples and exhibiting a reliable efficiency up to 20 GHz. Very low temperature measurements (down to 20 mK) demonstrate that the transport in the normal metal in the vicinity of the superconducting interface is strongly dependent on the respective values of the microscopic parameters that are the normal coherence length, the equivalent barrier length and the width of the N-S junction. Josephson coupling in a mesoscopic conductor follows classical laws only in a clean limit for the normal coherence length temperature dependence. At low temperature, the observation of phase slip center exemplifies the gaplessness of proximity superconductivity. A new regime of extreme anisotropy is approached in a two-dimensional wire array of this kind, where the coherent interference between pair currents generates giant oscillations of the magnetoresistance as a function of the magnetic field. In a loop geometry, a magnetic flux drives the interference of the pair currents like in a SQUID interferometer. Weak localisation corrections of the conductance of the normal metal near a superconducting interface are also discussed. A preliminary experiment on the effect of Coulomb Blockade in a N-S junction is presented.

Keywords :

Supraconductivity

Quantum coherence

Artificial nanostructures

High-frequency filters

Proximity effect

Mesoscopic physics

Nanofabrication

Supraconducting arrays

Résumé :

Nous avons étudié l'effet de proximité dans un système mésoscopique comportant un conducteur de métal normal N en contact avec des îles supraconductrices S latérales. Une méthode d'évaporation métallique oblique sur un masque submicronique suspendu a été mise au point sous ultra-haut vide, nous permettant de contrôler la qualité de l'interface N-S depuis un contact métallique parfait jusqu'à une barrière tunnel. Nous présentons un nouveau type de filtre haute-fréquence large bande, miniaturisé sur un substrat de cuivre, efficace jusqu'à très haute fréquence (20 GHz) et dédié au filtrage absolu d'échantillons mésoscopiques. Les mesures de transport jusqu'à très basse température (20 mK) montrent que le comportement du transport dans un métal normal en proximité avec un supraconducteur dépend fortement des paramètres microscopiques, que sont la longueur de cohérence des paires d'électrons, la longueur équivalente de barrière à l'interface et la dimension latérale des jonctions. Le couplage Josephson montre un comportement en température nouveau, décrit par les modèles classiques que dans un régime propre pour la longueur de cohérence normale. L'observation de centre de glissement de phase à basse température exemplifie le caractère de bande interdite nulle (gapless) de la supraconductivité de proximité. Dans une géométrie de réseau bidimensionnel, un nouveau régime d'extrême anisotropie est réalisé, se caractérisant par une oscillation très piquée de la température de transition résistive en fonction du champ magnétique. Dans un conducteur normal en anneau, un flux magnétique permet de piloter l'interférence entre les courants supraconducteurs selon un effet de type SQUID. Les corrections de conductance liées à la localisation faible dans le conducteur normal au voisinage d'une interface N-S sont également discutées. Nous présentons enfin une expérience décisive afin de tester l'effet du blocage de Coulomb sur l'effet de proximité dans une jonction N-S en régime tunnel.

Mots-clés :

Supraconductivité
Cohérence quantique
Nanostructures artificielles
Filtres haute-fréquence
Effet de proximité
Physique mésoscopique
Nanofabrication
Réseaux supraconducteurs