



HAL
open science

Mesure de l'état fondamental d'une jonction Josephson ferromagnétique

Wiebke Guichard

► **To cite this version:**

Wiebke Guichard. Mesure de l'état fondamental d'une jonction Josephson ferromagnétique. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT: . tel-00004242

HAL Id: tel-00004242

<https://theses.hal.science/tel-00004242>

Submitted on 21 Jan 2004

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline : Physique

présentée et soutenue publiquement
par :

Wiebke GUICHARD

le 4 Juin 2003

Mesure de l'état fondamental d'une jonction Josephson ferromagnétique

Composition du jury :

Frank Hekking (Président)
Hélène Bouchiat (Rapporteur)
Jan Aarts (Rapporteur)
Marco Aprili (Examineur)
Marc Sanquer (Examineur)
Philippe Gandit (Directeur)

Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
CRTBT - CNRS - GRENOBLE

Pour Régis,
qui m'a accompagnée de tout près
dans les moments cruciaux de ce travail.

Remerciements

J'ai beaucoup aimé préparer cette thèse au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT-CNRS) de Grenoble. Au cours de ces trois années, j'ai beaucoup apprécié l'efficacité et la qualité exceptionnelle des différents services du CRTBT, sans lesquels ce travail n'aurait pas été possible.

Merci tout d'abord à Philippe Gandit pour m'avoir proposé ce sujet, pour son accueil, pour la formation en cryogénie et en technique expérimentale qu'il m'a donnée. Je le remercie surtout pour m'avoir laissé l'autonomie qui m'était nécessaire pour organiser mon travail, particulièrement pendant ma grossesse et après la naissance de mon fils. J'exprime ma profonde gratitude aux directeurs successifs du laboratoire, Bernard Hébral et Henri Godfrin pour leur hospitalité et leur soutien. Merci à Jacques Chaussy, chef de l'équipe, pour m'avoir reçue chaleureusement dans le groupe dont il a la responsabilité.

Je voudrais témoigner ma reconnaissance aux cinq membres du jury, et tout d'abord à Jan Aarts et Hélène Bouchiat pour avoir accepté d'être les deux rapporteurs de cette thèse. Leurs analyses, leurs jugements, leurs suggestions ont beaucoup contribué à l'ultime version de ce travail. Merci à Marco Aprili et à Marc Sanquer pour avoir consenti à faire partie du jury, et à Frank Hekking pour avoir bien voulu en être le président.

Je tiens à manifester ma gratitude la plus vive envers Marco Aprili, pour la collaboration tellement fructueuse qu'il a accepté d'établir avec moi, pour ces conseils et pour l'intensité de nos discussions au téléphone et par courrier électronique. Il n'est pas possible d'imaginer une coopération plus étroite, que celle qu'il m'a permis d'avoir avec lui, en dépit de la distance. Ma profonde gratitude va également envers Frank Hekking pour les discussions et calculs des dernières semaines de ma thèse, qui joue d'une part un rôle déterminant dans l'aspect définitif de ce travail et qui d'autre part m'ont personnellement beaucoup apporté. Nos discussions me laissent pour seul regret celui de n'avoir pas eu l'occasion de les commencer plus tôt.

Je suis profondément reconnaissante à Thierry Crozes pour m'avoir accompagnée en salle blanche tout au long de ma thèse, pour n'avoir jamais manqué de patience et pour m'avoir enseigné un savoir-faire sur lequel je pourrai toujours compter dans l'avenir. Un grand merci aussi à Thierry Fournier pour son aide et ses conseils tellement précieux.

Merci à Freddy Ayela pour son assistance pour le scellement anodique. Merci à Olivier Bourgeois pour m'avoir initiée à ce qui allait devenir le sujet de ma thèse pendant mon stage de DEA et mon Diplomarbeit. Je tiens à remercier officiellement Gilles Gaudin (eh oui ! c'est noir sur blanc maintenant) pour son concours (!!!!!!!) et pour toutes

les « discussions » et « échanges d'opinion » que nous avons eus. Un grand merci à Emmanuelle Di Muoio pour son assistance dans la pratique Latex et son soutien très amicale et indéfectible. Merci à Estelle Château, Erwan Lennon, Jean-Luc Garden, Pierre Lachkar, Emmanuel André, Pascal Xavier, Jacques Richard, Hervé Guillou, Dominique Devillers, André Sulpice, Agnès Roussy et Anne Baudot pour m'avoir toujours aidée et dépannée pour les difficultés techniques, informatiques ou matérielles. Merci à Hermann Sellier pour les discussions par courrier électronique et à Takis Kontos pour les discussions que nous avons eus au cours de mes visites à Paris.

Merci aux services Cryogénie, Mécanique et Matériaux, notamment à Pierre Brosse-Marron, Anne Gérardin, Grégory Garde, Alain Boulbes, Joël Balay et Abdellali Hadj-Azzem. Merci au service électronique, notamment à Jean-Louis Bret.

Un grand merci à tous les collaborateurs du service liquéfacteur, qui assurent la distribution de l'hélium à chaque instant.

Merci à Nathalie Bourgeat-Lami, Patricia Poirier, Martine Pascal, Danièle Devillers, Nathalie Le Moulec pour leur efficacité administrative allant de pair avec une très grande gentillesse.

Et bien sûr, un grand merci et de gros bisous pour Petit Ours, Sissi et Bibichou!!

Introduction

Une série d'expériences a montré récemment que l'état fondamental d'une jonction Josephson peut être défini par une énergie négative. De telles jonctions sont couramment appelées jonctions π , car un couplage négatif est obtenu en introduisant une différence de phase de π dans la relation courant-phase de la jonction. Un couplage π a été observé pour la première fois dans les supraconducteurs à haute température critique et a été attribué à un changement de signe du paramètre d'ordre supraconducteur à la surface de Fermi, suggérant ainsi un appariement non conventionnel. Il a été également observé dans ^3He et relié à la symétrie de type onde "p" du condensat suprafluide dans la phase B. Mais un couplage π n'est pas nécessairement lié à un appariement non conventionnel. Dans une jonction supraconducteur/métal normal/supraconducteur (SNS), il est également possible d'inverser la direction du courant en changeant la fonction de distribution des quasi-particules. De même, un courant négatif peut circuler dans une jonction si le métal normal devient ferromagnétique. Au début de ce travail, l'existence d'un courant négatif ou couplage π dans ces jonctions n'avait pas été mise en évidence expérimentalement. L'objectif de cette thèse a été la mesure du couplage π dans des jonctions Josephson ferromagnétiques.

A première vue, il semble difficile d'envisager la coexistence de l'état ferromagnétique et de l'état supraconducteur. Alors que dans ce dernier, les électrons sont appariés en paires de Cooper de spins opposés, dans l'état ferromagnétique, le champ d'échange favorise un alignement parallèle des spins. En présence d'un champ d'échange, la conservation de l'énergie impose à la paire de Cooper une impulsion cinétique non nulle qui est proportionnelle à l'énergie d'échange.

Fulde-Ferrel d'une part, et Larkin et Ovchinnikov d'autre part, ont montré que, sous certaines conditions, un condensat à impulsion non nulle peut être énergétiquement favorable, et que cette impulsion impose des oscillations au paramètre d'ordre supraconducteur. Une coexistence des deux états ne peut se produire que si les énergies mises en jeu, c'est à dire l'énergie de gap et l'énergie d'échange, sont du même ordre de grandeur. L'état de Fulde-Ferrel-Larkin-Ovchinnikov (état FFLO) occupe seulement une partie très restreinte du diagramme de phase et, par conséquent, il est difficile à mettre en évidence expérimentalement dans un matériau massif. Son existence n'a toujours pas été démontrée jusqu'à présent.

Les conditions pour l'observation d'un condensat à impulsion non nulle peuvent être plus facilement réalisées dans des structures artificielles, telles que les jonctions ou réseaux supraconducteur/métal ferromagnétique/supraconducteur (SFS). Dans ces systèmes, il

est possible d'injecter, par effet de proximité, des paires de Cooper dans le métal ferromagnétique, et d'induire ainsi un paramètre d'ordre supraconducteur oscillant dans ce métal. L'avantage, par rapport à la réalisation de l'état FFLO, est que l'effet de proximité permet de contourner le critère de Clogston $E_{ex} < \Delta/\sqrt{2}$ pour l'existence de l'état supraconducteur sous un champ d'échange. C'est possible car l'effet de proximité fait intervenir une troisième énergie : l'énergie de Thouless. Dans ces systèmes, les corrélations supraconductrices persistent dans le métal ferromagnétique, même si l'énergie d'échange est plus grande que l'énergie de gap, à condition que l'énergie de Thouless soit du même ordre de grandeur que l'énergie d'échange. En travaillant avec des énergies d'échange de l'ordre de meV, ce qui peut être réalisé dans des alliages ferromagnétiques, la longueur caractéristique sur laquelle les corrélations supraconductrices pénètrent dans le ferromagnétique devient de l'ordre d'une dizaine d'angströms. Ces épaisseurs sont tout à fait accessibles par les technologies standard de dépôt en couches minces. Les jonctions Josephson à base d'un alliage ferromagnétique sont, de ce fait, des systèmes idéaux pour permettre l'observation des oscillations du paramètre d'ordre supraconducteur sous l'influence d'un champ d'échange. Pendant l'élaboration de cette thèse, plusieurs équipes ont mis en évidence cette oscillation du paramètre d'ordre dans un métal ferromagnétique, par des mesures d'oscillation du courant critique dans les jonctions Josephson, soit en fonction de la température soit en fonction de l'énergie d'échange. Ces travaux ont, pour la première fois, mis expérimentalement en évidence la jonction π .

Dans cette thèse, nous avons étudié le couplage π dans des jonctions Josephson à base de niobium et de l'alliage ferromagnétique du PdNi. Nous avons commencé par une étude du couplage Josephson dans des jonctions Nb/PdNi/Nb d'une taille de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, ce qui avait pour objectif de mesurer une transition de 0 à π dans ces jonctions, en fonction de la température. Nous allons présenter d'abord les résultats obtenus sur ces jonctions, et voir que la qualité des spectres de diffraction d'une part, et la valeur élevée des courants critiques d'autre part, ne nous ont pas permis de mettre en évidence cette transition.

Les problèmes liés à l'impossibilité d'observer cette transition nous ont incitée à développer une nouvelle technique d'évaporation des jonctions à base de membranes en silicium. Ce système permet l'évaporation des jonctions d'une taille de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ *in situ*, à l'aide de masques, sans recourir à la lithographie optique.

Les mesures du courant critique dans les jonctions SFS ou SIFS, faites par d'autres équipes alors que cette thèse était en cours, ne donnent pas directement le signe du supercourant. Pour cette raison, nous nous sommes concentrée sur la mise en oeuvre d'une expérience de type SQUID avec laquelle nous avons mesuré directement le signe du couplage Josephson - donc la phase supraconductrice - dans les jonctions Josephson à base de niobium et de PdNi, en fonction de l'épaisseur du PdNi.

Table des Matières

REMERCIEMENTS	i
INTRODUCTION	iii
1 SUPERCOURANT AU TRAVERS DE JONCTIONS JOSEPHSON FERRO-	
MAGNÉTIQUES	1
1.1 Effet de proximité à l'interface d'un métal et d'un supraconducteur	1
1.2 Supercourant dans les jonctions SINS ou SIFS	7
1.2.1 Calcul du spectre discret d'énergie pour une jonction SINS	8
1.2.1.1 Raccordement de la fonction d'onde pour $z = 0$ et $z = d$	10
1.2.1.2 Simplification des équations	11
1.2.2 Supercourant au travers d'une jonction SINS longue	12
1.2.2.1 Barrière parfaitement transparente : $Z = 0$	14
1.2.2.2 Barrière infinie : cas du bicouche NS	16
1.2.2.3 Cas d'une barrière avec une valeur de Z quelconque	16
1.2.3 Supercourant au travers d'une jonction SIFS longue	19
1.2.4 Etats liés dans une jonction SNS (SFS) courte	24
1.3 Mesures des jonctions π à base de jonctions Josephson ferromagnétiques	28
2 MESURES DE LA PHASE SUPRACONDUCTRICE DANS DES SYSTÈMES	
À COUPLAGE π	33
2.1 Couplage π dans les supraconducteurs à haute température critique	33
2.2 Couplage π dans une jonction SNS	36
2.3 Couplage π dans une jonction SFS	37
3 MESURES DE TRANSPORT DANS LES JONCTIONS SFS	39
3.1 Dispositif de mesure	39
3.1.1 Mesure en courant continu avec des hacheurs supraconducteurs	40
3.1.2 Mesure en courant alternatif	41
3.2 Choix des matériaux	44
3.3 Fabrication des jonctions Nb/Pd _{1-x} Ni _x /Nb	45
3.4 Mesures du courant critique en fonction du champ magnétique et de la	
température	46
3.4.1 Caractéristique des jonctions Nb/Pd/Nb	46

3.4.2	Limite longue des jonctions Nb/Pd _{1-x} Ni _x /Nb	47
3.4.3	Limite courte des jonctions Nb/Pd _{1-x} Ni _x /Nb	49
3.5	Problèmes pour l'observation d'une transition 0- π dans les jonctions Nb/Pd _{1-x} Ni _x /Nb	50
4	ÉVAPORATION <i>in situ</i> AU TRAVERS DE MEMBRANES EN SILICIUM	53
4.1	Présentation de l'idée principale	53
4.2	Fabrication des membranes en silicium	55
4.3	Fabrication du support intermédiaire	57
4.3.1	Découpe aux ultrasons des supports intermédiaires	57
4.3.2	Scellement anodique	58
4.4	Gravure des motifs dans les membranes	60
4.5	Fixation des masques dans les supports en inox	61
4.6	Premiers essais d'évaporation	62
4.7	Premières mesures	64
5	SQUID π	65
5.1	SQUID DC	65
5.1.1	SQUID asymétrique ($I_{c1} \neq I_{c2}$) avec $L=0$	67
5.1.2	SQUID symétrique($I_{c1} = I_{c2}$) avec $L \neq 0$	68
5.1.3	SQUID asymétrique ($I_{c1} \neq I_{c2}$) et $L \neq 0$	72
5.2	Fabrication des SQUIDS	73
5.2.1	Réalisation du tricouche	73
5.2.2	Elaboration du masque suspendu	74
5.2.3	Dépôt par ombrage	77
5.3	Dispositif de mesure	79
5.4	Développement et étapes pour la réalisation d'un SQUID π	80
5.4.1	SQUIDS avec des jonctions sans ferromagnétique	80
5.4.1.1	SQUIDS en aluminium	80
5.4.1.2	SQUIDS en Nb réalisés à partir d'un masque en PMMA/Ge/PMMA	81
5.4.1.3	SQUIDS avec des jonctions en Nb/Al/Al ₂ O ₃ /Nb	82
5.4.2	SQUIDS avec des jonctions ferromagnétiques	85
5.4.2.1	Calibration du signe du couplage Josephson en fonction de l'épaisseur ferromagnétique	85
5.4.2.2	Premiers SQUIDS avec des jonctions ferromagnétiques	87
5.5	Analyse des résultats des SQUIDS π en Nb/NbO _x /PdNi/Nb	90
5.5.1	Caractéristiques R(T) et I(V)	90
5.5.2	Mesures du courant critique en fonction du flux magnétique	92
6	ANNEAUX π	99
6.1	Fabrication des anneaux π	99

CONCLUSION	101
RÉFÉRENCES	103
ANNEXE	107
A.1 Phase Sensitive Experiments in Ferromagnetic-Based Josephson Junctions	107

Liste des figures

1.1	Schéma de la réflexion d'Andreev	2
1.2	Modèle de Stoner dans le métal ferromagnétique	6
1.3	Paramètre supraconducteur dans un métal et dans un ferromagnétique	6
1.4	Schéma du potentiel de la jonction SINS	9
1.5	Réflexion d'Andreev dans une jonction SNS	9
1.6	Solution graphique du spectre d'énergie dans le cas d'une jonction SINS	13
1.7	Etats liés d'Andreev portant du supercourant dans une jonction SNS	15
1.8	Etats liés portant du supercourant dans une jonction SINS	18
1.9	Déplacement des états liés dans une jonction SIFS en fonction de l'énergie d'échange	20
1.10	Etats liés portant du supercourant dans une jonction SIFS pour une énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$	21
1.11	Relation courant-phase pour une jonction SFS et SIFS	22
1.12	Relation courant-phase et énergie-phase pour une jonction SINS et SIFS	24
1.13	Solution graphique pour les niveaux d'énergie d'une jonction SNS	26
1.14	Etats liés dans une jonction SNS courte	27
1.15	Etats liés dans une jonction SFS courte	27
1.16	Mesures de la température critique dans des multicouches en Nb/Gd	29
1.17	Mesures du couplage Josephson en fonction de l'épaisseur ferromagnétique dans des jonctions Nb/Al/Al ₂ O ₃ /PdNi/Nb	30
1.18	Mesures du couplage Josephson en fonction de la température dans des jonctions Nb/CuNi/Nb	32
2.1	Détermination de la symétrie du paramètre d'ordre dans YBCO par des mesures SQUIDS dc en YBCO-Pb	34
2.2	SQUIDS π à base des bicristaux YBCO	35
2.3	Couplage π à base d'une jonction SNS	36
2.4	Mesure directe du signe de courant dans un réseau de jonctions identiques en Nb/CuNi/Nb.	37
3.1	Schéma de principe pour la mesure en courant continu	40
3.2	Schéma de principe pour la mesure en courant alternatif	42
3.3	Courbe de mesure de $dV/dI(I)$ d'une jonction SFS	43

3.4	Jonction SFS vue en coupe	46
3.5	Caractéristiques $I_c(B)$ et $I_c(T)$ pour une jonction Nb/Pd/Nb	46
3.6	Caractéristiques $I_c(B)$ pour une jonction Nb/ $Pd_{1-x}Ni_x$ /Nb en limite longue	48
3.7	Caractéristiques $I_c(B)$ et $I_c(T)$ pour une jonction Nb/ $Pd_{1-x}Ni_x$ /Nb en limite courte	49
4.1	Schéma de principe pour l'évaporation à l'aide de masques mécaniques	54
4.2	Schéma de la membrane de silicium pour les masques mécaniques	56
4.3	Fabrication d'une membrane	56
4.4	Support intermédiaire des masques mécaniques	58
4.5	Schéma de principe pour le premier scellement anodique	59
4.6	Schéma de principe pour le deuxième scellement anodique	59
4.7	Photo MEB des poutres dans la membrane de silicium	61
4.8	Schéma d'un masque à base d'une membrane en silicium	62
4.9	Photo d'un masque en silicium	62
4.10	Photo des jonctions évaporées à partir des membranes en silicium	63
5.1	Schéma d'un SQUID continu	66
5.2	$I_c(\Phi)$ caractéristique pour un SQUID 0-0 et pour un SQUID 0- π	68
5.3	Effet du courant d'écrantage sur la caractéristique $\Phi(\Phi_{ex})$	69
5.4	Modulations du courant critique d'un SQUID symétrique dans le cas des grandes inductances	71
5.5	Amplitude d'oscillation d'un SQUID symétrique en fonction du produit LI_c	71
5.6	Masque du SQUID	75
5.7	Développement du masque du SQUID	75
5.8	Retrait de la résine	76
5.9	Différentes étapes d'évaporation pour un SQUID 0- π	78
5.10	Montage pour la mesure du SQUID	79
5.11	Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID Al/Al ₂ O ₃ /Al	80
5.12	Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID en Nb/Al/Al ₂ O ₃ /Nb	82
5.13	Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID en Nb/Al/Al ₂ O ₃ /Nb	83
5.14	Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID en Nb/Al/Al ₂ O ₃ /Nb	84
5.15	Couplage Josephson en fonction de l'épaisseur du PdNi pour une jonction Nb/Al/Al ₂ O ₂ /PdNi/Nb	86
5.16	Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID avec des jonctions en Nb/PdNi/Nb	88
5.17	Variation de la résistance en fonction de la température pour un SQUID avec des jonction en Nb/PdNi/Nb	89
5.18	Variation de la résistance en fonction de la température pour un SQUID en Nb/NbO _x /PdNi/Nb et en Nb/NbO _x /Nb	91
5.19	Caractéristiques $I(V)$ pour un SQUID 0- π en Nb/NbO _x /PdNi/Nb et une jonction π Nb/NbO _x /PdNi/Nb	91

5.20	R(I) pour différents SQUIDs	92
5.21	R(I) pour différentes températures	93
5.22	Oscillation du courant critique pour des SQUIDs 0-0, 0- π , π - π	94
5.23	Décalage de $I_c(B)$ suivant la température	98
6.1	Photo du masque d'un réseau d'anneaux π et 0	100

Chapitre 1

Supercourant au travers de jonctions Josephson ferromagnétiques

Nous donnons dans ce chapitre une introduction à la physique de la jonction π , en étudiant d'abord le phénomène de la réflexion d'Andreev qui est à l'origine de l'effet de proximité. Nous examinerons ensuite le changement de signe du supercourant dans le cas des jonctions balistiques Supraconducteur/Isolant/Métal normal/Supraconducteur unidimensionnelles, quand le métal normal devient ferromagnétique. Une revue des plus importants résultats expérimentaux sur la jonction π terminera ce chapitre.

1.1 Effet de proximité à l'interface d'un métal et d'un supraconducteur

La réflexion d'Andreev [3] décrit le mécanisme de transport microscopique entre un supraconducteur et un métal normal. Elle fournit la clé principale pour comprendre la propagation des corrélations supraconductrices dans un métal à partir de l'interface d'un supraconducteur. Un électron de vecteur d'onde $k_+ = k_F + \delta k$, dans le métal, avec une énergie inférieure à l'énergie de gap Δ , ne peut pas entrer dans le supraconducteur car il n'y pas d'état disponible pour cette énergie. En 1964, A.F. Andreev a proposé un processus par lequel cet électron peut entrer dans le supraconducteur en formant une paire de Cooper, pendant qu'un trou de même énergie, de spin opposé et du vecteur d'onde $k_- = k_F - \delta k$ est créé ("réfléchi") dans le métal (voir figure 1.1). Les calculs d'Andreev

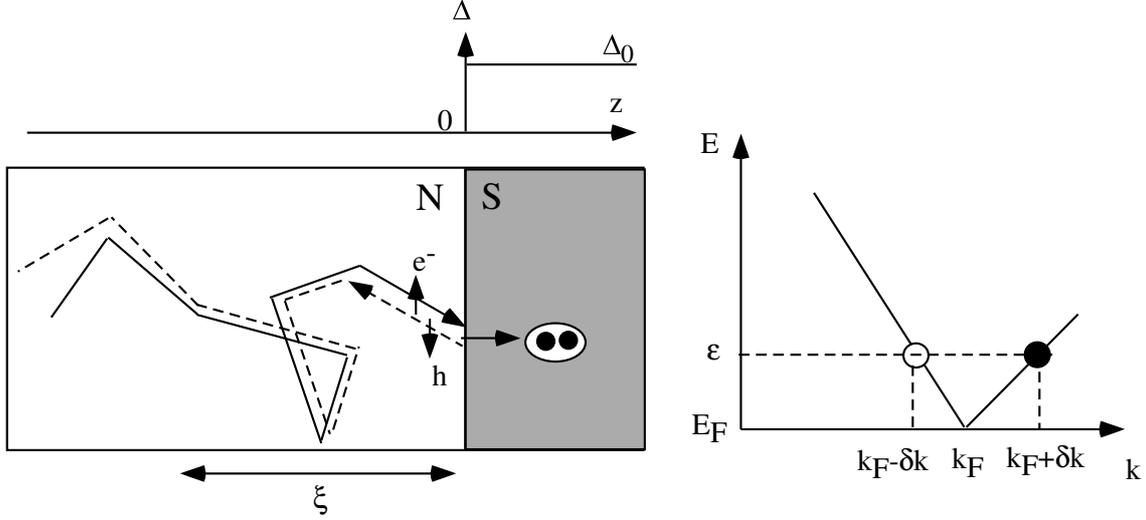


FIG. 1.1: Schéma de la réflexion d'Andreev. À gauche : un électron incident est réfléchi en un trou de spin opposé pendant qu'une paire de Cooper est transmise dans le supraconducteur. À droite : diagramme $\epsilon(k)$ montrant les excitations de type électron et trou formant une paire d'Andreev. L'électron et le trou ont une différence de vecteur d'onde de $2\delta k$.

ont consisté à résoudre les équations de Bogoliubov et de Gennes [19] que l'on obtient à partir d'une transformation de Bogoliubov sur l'hamiltonien de la théorie BCS. Pour le cas unidimensionnel que nous allons discuter ici, ces équations ont la forme suivante :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - \mu + U(r) \right) u(r) + \Delta(z) v(r) = \epsilon u(r) \quad (1.1)$$

$$\Delta^*(z) u(r) - \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - \mu + U(r) \right) v(r) = \epsilon v(r) \quad (1.2)$$

où $\Delta(z)$ est le gap supraconducteur, μ le potentiel chimique et $U(r)$ le potentiel d'interaction. $\psi = \begin{pmatrix} u(r) \\ v(r) \end{pmatrix}$ est une fonction d'onde à deux composantes. Les composantes $u(r)$ et $v(r)$ sont des fonctions d'onde de type électron et trou, couplées par l'intermédiaire du potentiel $\Delta(z)$ qui est l'énergie de condensation d'une paire dans le supraconducteur. Comme, dans ces équations, les facteurs u et v dépendent de la position r , elles sont adaptées à décrire des systèmes hétérogènes tels que les interfaces NS dans un système balistique. Andreev a résolu ces équations en considérant des solutions sous forme d'ondes planes. Supposons que le potentiel $\Delta(z)$ est de la forme (voir figure 1.1) :

$$\Delta(z) = \begin{cases} \Delta_0 \exp(i\phi_1) & z > 0 \\ 0 & z < 0 \end{cases} \quad (1.3)$$

où ϕ_1 est la phase macroscopique du supraconducteur. Nous considérons une particule incidente de type électron $\Psi_0 = e^{ik+z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$.

Pour une interface parfaite dans un métal, sans interaction ($U(r)=0$), les solutions pour des énergies $0 < \epsilon < \Delta$ sont de la forme :

$$z < 0, \quad \Psi_N = e^{ik_+z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{ik_-z} \begin{pmatrix} 0 \\ \gamma e^{-i\phi_1} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$z > 0, \quad \Psi_S = e^{i\lambda_+z} \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma e^{-i\phi_1} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

$$k_+ = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(\mu + \epsilon)} \approx k_F + \frac{\epsilon}{\hbar v_F} \quad (1.6)$$

$$k_- = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(\mu - \epsilon)} \approx k_F - \frac{\epsilon}{\hbar v_F} \quad (1.7)$$

$$\lambda_+ = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(\mu + i\sqrt{|\Delta|^2 - \epsilon^2})} \approx k_F + i \frac{\sqrt{|\Delta|^2 - \epsilon^2}}{\hbar v_F} \quad (1.8)$$

$$\gamma = \frac{\Delta}{\epsilon - i\sqrt{|\Delta|^2 - \epsilon^2}} = e^{i\varphi_0} = e^{i \arccos(\frac{\epsilon}{\Delta})} \quad (1.9)$$

Le vecteur d'onde k_+ indique une particule de type électron, le vecteur d'onde k_- une particule de type trou.

Cette solution traduit la réflexion d'Andreev : une particule de type électron k_+ arrive sur l'interface N/S, une particule de type trou k_- est réfléchié tandis qu'une paire de Cooper est créée dans le supraconducteur. Pour une particule incidente de type trou, le processus inverse se produit, c'est à dire qu'elle est réfléchié en électron pendant qu'une paire de Cooper est enlevée au condensat supraconducteur. Pour les énergies inférieures au gap, les excitations de type purement électron et purement trou sont des ondes évanescents dans le supraconducteur. La continuité de la fonction d'onde à l'interface N/S pour $x=0$ impose à l'électron et au trou une différence de phase qui vaut :

$$\Delta\varphi = \varphi_h - \varphi_e = \phi_1 - \arccos(\epsilon/\Delta) \quad (1.10)$$

Cette différence de phase dépend à la fois de la phase macroscopique ϕ_1 du supraconducteur et d'un terme qui reflète la probabilité non-nulle de l'existence d'une paire d'Andreev dans le supraconducteur. A énergie nulle, le deuxième terme vaut $-\pi/2$. Pour une interface parfaite N/S, le module du facteur $\gamma e^{-i\phi_1}$ donne la probabilité de la réflexion d'Andreev, qui vaut 1 pour des quasi-particules d'une énergie inférieure au gap.

L'électron et le trou dans le métal sont corrélés par le processus de la réflexion d'Andreev, qui est à l'origine de cette paire également appelée paire d'Andreev. Il faut souligner que l'existence de la paire d'Andreev n'est pas due à une interaction attractive, comme

c'est le cas pour la paire de Cooper. C'est uniquement le processus de la réflexion d'Andreev à l'interface N/S qui crée une corrélation entre l'électron et le trou. Cette corrélation est couplée par l'équation 1.10 à la cohérence macroscopique de phase du supraconducteur. C'est dans ce sens-là que les paires d'Andreev portent les corrélations supraconductrices dans le métal.

Il est tout à fait équivalent de considérer le processus inverse, où une paire de Cooper arrive à l'interface du métal et y pénètre en formant une paire d'Andreev : un des deux électrons de la paire de Cooper ayant un vecteur d'onde de $-(k_F - \delta k)$ se recombine avec le trou de l'état d'Andreev ($k_F - \delta k$), pendant que le deuxième électron ($k_F + \delta k$) passe directement au-dessus du niveau de Fermi dans le métal.

L'électron et le trou perdent leur cohérence au cours de la propagation dans le métal, ce qui signifie la disparition de la paire d'Andreev sur une longueur caractéristique ξ . Cette longueur de cohérence peut être estimée à partir de l'évaluation du déphasage entre l'électron et le trou, déphasage qui croît proportionnellement avec la trajectoire de longueur L parcourue depuis l'interface :

$$\Delta\varphi = 2\delta k * L \quad (1.11)$$

Ce déphasage de propagation s'annule seulement pour des électrons et des trous à énergie nulle, parce que dans ce cas on a $k_+ = k_-$, donc $\delta k = 0$. La longueur de cohérence est alors très grande ; elle est uniquement limitée par des processus de chocs inélastiques ou par des processus spin-flip. Cette longueur est appelée longueur de cohérence de phase.

Au voisinage du niveau de Fermi, l'énergie varie linéairement avec l'impulsion :

$$\epsilon = \hbar v_F (k - k_F) \quad (1.12)$$

En régime balistique, la différence de phase de propagation entre l'électron et le trou, après une trajectoire L , à partir de l'interface N/S, devient donc :

$$\Delta\varphi = \frac{2\epsilon}{\hbar v_F} * L \propto \frac{L}{\xi_b} \quad (1.13)$$

A partir de cette équation, on peut définir la longueur de cohérence pour laquelle l'électron et le trou ont une différence de phase de l'ordre de π . En régime balistique on obtient :

$$\xi_b = \frac{\hbar v_F}{\epsilon} \quad (1.14)$$

En régime diffusif la distance parcourue par l'électron après un temps t est de $L = \sqrt{Dt}$, où D est la constante de diffusion $D = v_F l_p / 3$. Dans ce cas, la différence de phase devient :

$$\Delta\varphi = \frac{2\epsilon}{\hbar v_F} v_F * t = \frac{2\epsilon}{\hbar v_F} v_F * \frac{L^2}{D} \propto \frac{L^2}{\xi^2} \quad (1.15)$$

La longueur de cohérence est alors définie par :

$$\xi_d = \sqrt{\frac{\hbar D}{\epsilon}} \quad (1.16)$$

Après diffusion sur une distance de l'ordre de la longueur de cohérence, les trajectoires de l'électron et du trou sont décalées d'une distance de l'ordre de la longueur d'onde de Fermi λ_F . Une diffusion sur une distance encore plus grande sépare définitivement les trajectoires de l'électron et du trou (voire figure 1.1) : l'électron et le trou sont décorrélés et la paire d'Andreev disparaît.

Notons que le déphasage de la paire d'Andreev peut être exprimé également en termes d'énergie :

$$\Delta\varphi \approx \frac{\epsilon}{E_{Th}} \quad (1.17)$$

où E_{Th} est l'énergie de Thouless associée à la taille du système, qui est de $E_{Th} = \hbar v_F/L$ dans le cas balistique, et de $E_{Th} = \hbar D/L^2$ dans le cas diffusif. A une distance L donnée, seuls les électrons d'énergie inférieure à l'énergie de Thouless E_{Th} restent corrélés. Dans le cas où le métal est ferromagnétique, ceci signifie que les corrélations supraconductrices peuvent même subsister, pour des énergies d'échange E_{ex} supérieures à l'énergie de gap, à condition que l'énergie de Thouless soit du même ordre de grandeur que E_{ex} .

Autant en régime balistique qu'en régime diffusif, la longueur de cohérence est donc reliée à une énergie qui caractérise les interactions dans le métal. Dans un métal sans interactions, cette énergie est donnée par l'énergie thermique $E_{th} = k_B T$, et les longueurs de cohérence peuvent atteindre des valeurs de quelques micromètres. Dans le cas d'un ferromagnétique, pour lequel l'énergie caractéristique est donnée par l'énergie d'échange, les longueurs de cohérence sont beaucoup plus courtes - allant de quelques angströms pour des ferromagnétiques comme le Fe, le Co ou le Gd [10, 40, 32] jusqu'à une dizaine d'angströms pour des alliages ferromagnétiques comme le CuNi ou le PdNi [34, 45, 42].

L'effet de proximité, dans un métal ferromagnétique, n'est pas seulement caractérisé par une décohérence plus rapide des paires d'Andreev, mais également par une oscillation spatiale des propriétés supraconductrices (voir figure 1.3). Dans le ferromagnétique, en considérant le modèle de Stoner, les bandes de conduction des deux populations de spin subissent un décalage du double de la valeur de l'énergie d'échange E_{ex} (voir figure 1.2). Le fait que l'électron et le trou de la paire d'Andreev ont des spins opposés augmente la différence du vecteur d'onde $\delta K = 2\delta k \pm 2Q$, entre l'électron et le trou, de $Q = E_{ex}/\hbar v_F$, correspondant au spin splitting des bandes de conduction par l'énergie d'échange. En général, l'énergie d'échange est plus grande que le gap $E_{ex} > \Delta$; on peut par conséquent négliger, dans la différence de phase de propagation entre l'électron et le trou, le terme venant de $\epsilon \leq \Delta$. La différence de phase de propagation $\delta\varphi = 2E_{ex}/\hbar v_F * L$ devient

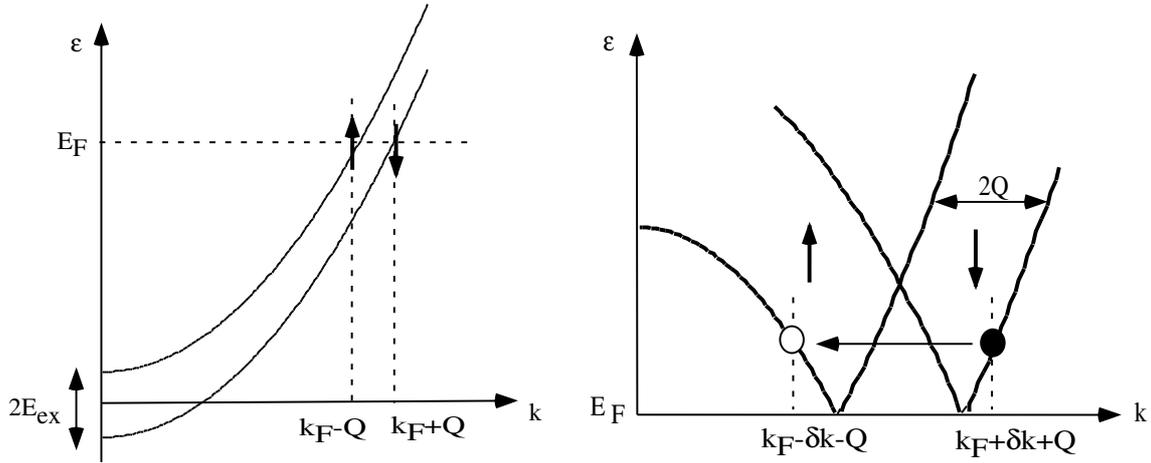


FIG. 1.2: A gauche : les bandes de conduction des deux populations de spin subissent un décalage du double de la valeur de l'énergie d'échange E_{ex} . A droite : La différence du vecteur d'onde entre l'électron et le trou de la paire d'Andreev devient $\delta K = 2\delta k \pm 2Q$.

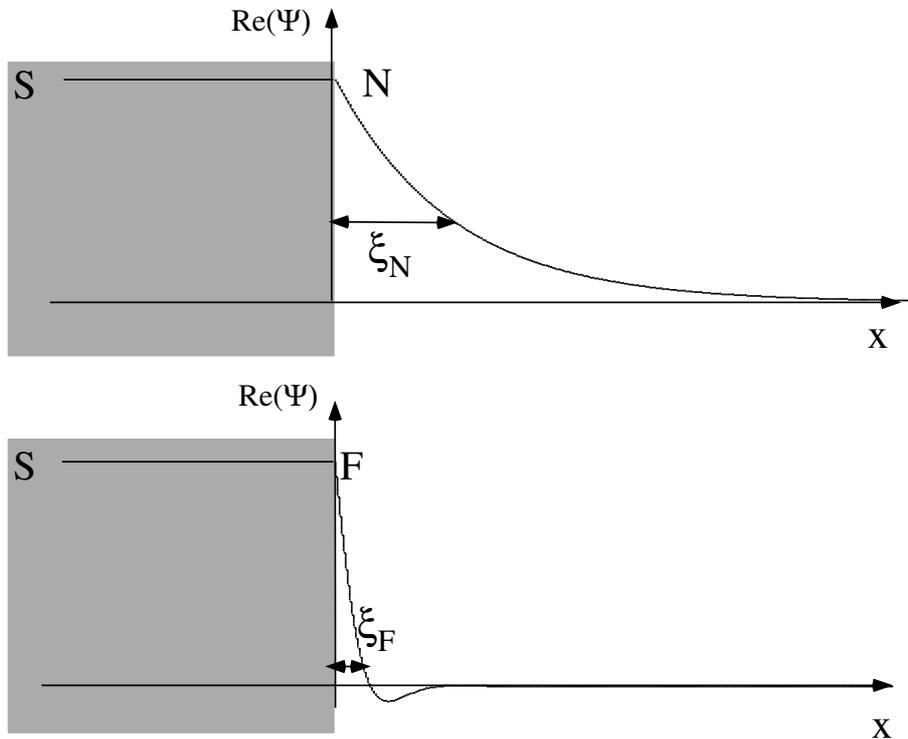


FIG. 1.3: Le paramètre supraconducteur induit dans un métal dépend exponentiellement de la distance à partir de l'interface, avec une longueur de cohérence de l'ordre de $1\mu\text{m}$. Si le métal est ferromagnétique, la longueur de cohérence est plus courte, allant de quelques angströms à une dizaine d'angströms, et le paramètre d'ordre supraconducteur subit des oscillations spatiales.

alors indépendante de l'énergie des quasi-particules ; elle est une constante pour toutes les paires d'Andreev. Dans la fonction d'onde macroscopique décrivant le paramètre d'ordre supraconducteur à l'intérieur du ferromagnétique apparaît donc un terme oscillant de $\cos(2x/\xi_F)$ sur une longueur caractéristique $\xi_F = \hbar v_F / E_{ex}$. Ce raisonnement concerne le

régime balistique, mais la physique ne change pas fondamentalement en régime diffusif [34, 14].

1.2 Supercourant dans les jonctions SINS ou SIFS

Les corrélations supraconductrices pénètrent dans le métal par des paires d'Andreev portant, à travers le mécanisme de la réflexion d'Andreev, l'information de la phase quantique macroscopique du supraconducteur, sur une longueur caractéristique dans le métal. Si on ajoute une deuxième électrode pour former une jonction, un supercourant peut traverser cette jonction. Dans ce paragraphe, nous allons étudier le supercourant à travers une jonction Supraconducteur/Isolant/Métal normal/Supraconducteur (SINS) et Supraconducteur/Isolant/Métal ferromagnétique/ Supraconducteur (SIFS), dans le cas balistique unidimensionnel. Ce cas permet de montrer d'une manière très claire la physique de la jonction π , et de comprendre pourquoi il est possible de changer la direction du supercourant, et d'induire un couplage π dans la jonction, quand le métal normal devient ferromagnétique.

Un couplage π dans des jonctions SFS a été envisagé pour la première fois en 1982 par Sascha Buzdin et al. [15]. Notons d'abord qu'en principe, l'effet de proximité impose de résoudre les équations hétérogènes de Gor'kov [1]. L'approximation quasi-classique simplifie ces équations et donne lieu, dans la limite diffusive, aux équations d'Usadel [22, 51]. La situation expérimentale correspond dans la plupart des cas à un transport diffusif. La théorie des super-réseaux S/F et des jonctions SFS dans la limite diffusive est bien établie [14, 41, 20, 47]; le cas des jonctions SIFS [34] à également été traité dans le cas diffusif. Tous ces calculs montrent que le couplage π se manifeste par des oscillations spatiales des propriétés supraconductrices, telles que la température critique dans des réseaux S/F en fonction de l'épaisseur du ferromagnétique, le courant critique dans les jonctions SFS ou SIFS, ou l'inversion de la densité d'état dans l'état π [13, 35].

Nous nous proposons d'étudier le cas balistique d'une jonction unidimensionnelle SINS (SIFS) à partir des équations de Bogoliubov et de Gennes 1.1. Les résultats permettront également d'étudier le cas spécial d'une jonction SNS (SFS) sans barrière isolante. Nous allons voir que, si l'on ajoute une barrière isolante dans une jonction SNS (SFS), bien que les niveaux d'énergie portant le supercourant changent, la physique fondamentale de la jonction π reste la même. Par contre, comme la jonction SINS (SIFS) a évidemment un courant critique inférieur à celui d'une jonction SNS (SFS), les phénomènes observables dans les deux cas ne sont pas identiques, ce que nous allons détailler plus tard dans le

paragraphe consacré aux mesures des jonctions π .

1.2.1 Calcul du spectre discret d'énergie pour une jonction SINS

Nous reprenons les équations de Bogoliubov et de Gennes 1.1, pour une jonction SINS avec une barrière isolante $U(r)=V_0*\delta(z)$ à $z = 0$ (voir figure 1.4) :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} - \mu + V_0 * \delta(z)\right) \psi + \Delta(z) \varphi = \epsilon \psi \quad (1.18)$$

$$\Delta^*(z) \psi - \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} - \mu + V_0 * \delta(z)\right) \varphi = \epsilon \varphi \quad (1.19)$$

Le paramètre d'ordre supraconducteur est de la forme suivante (voir figure 1.4) :

$$\Delta(z) = \begin{cases} \Delta_0 e^{i\varphi_1}, & z < 0 \\ 0, & 0 < z < d \\ \Delta_0 e^{i\varphi_2}, & z > d \end{cases} \quad (1.20)$$

La fonction d'onde $\Psi(z)$ peut être écrite sous la forme [37] :

$$\Psi = \begin{cases} D_+ e^{i\lambda_- z} \begin{pmatrix} \gamma \\ e^{-i\varphi_1} \end{pmatrix} + D_- e^{-i\lambda_+ z} \begin{pmatrix} \gamma^* \\ e^{-i\varphi_1} \end{pmatrix} & z < 0 \\ A_+ e^{ik_+ z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + B_+ e^{ik_- z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + A_- e^{-ik_+ z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + B_- e^{-ik_- z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} & 0 < z < d \\ C_+ e^{i\lambda_+(z-d)} \begin{pmatrix} e^{i\varphi_2} \\ \gamma \end{pmatrix} + C_- e^{-i\lambda_-(z-d)} \begin{pmatrix} e^{i\varphi_2} \\ \gamma^* \end{pmatrix} & z > d \end{cases} \quad (1.21)$$

Les coefficients à signe positif décrivent dans cette notation un supercourant positif, allant de gauche à droite, pendant que ceux à signe négatif décrivent un supercourant négatif allant de droite à gauche. La valeur de γ est :

$$\gamma = \frac{\Delta}{\epsilon + i\sqrt{|\Delta|^2 - \epsilon^2}} = e^{i\varphi_0} = e^{-i \arccos(\frac{\epsilon}{\Delta})} \quad (1.22)$$

Dans une jonction SNS, la réflexion d'Andreev se produit à chaque interface avec une probabilité de 1 et le supercourant est porté par des états d'Andreev liés. L'interférence constructive, entre les fonctions d'onde des électrons participant à la réflexion d'Andreev aux deux interfaces (voir figure 1.5), donne les niveaux d'énergie portant le supercourant. Dans une jonction SINS, ceci n'est plus aussi simple car, même si à l'interface N/S chaque

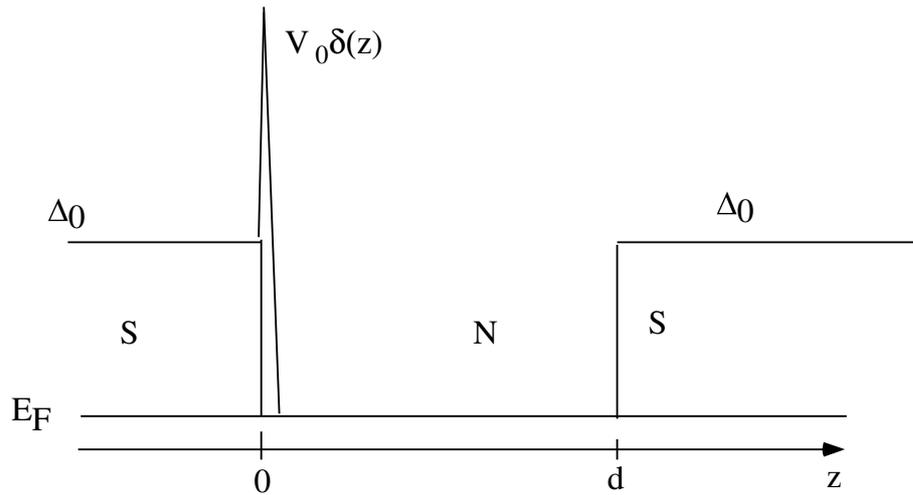


FIG. 1.4: Schéma du potentiel de la jonction SINS.

particule incidente subit une réflexion d'Andreev, à l'interface SIN une partie des particules incidentes subit une réflexion normale suivant la hauteur de la barrière isolante. Nous allons calculer maintenant le spectre d'énergie pour des excitations de $0 < \epsilon < \Delta$, dans le cas général d'une jonction SINS, pour comprendre comment le supercourant est transporté au travers de la jonction SINS, et pourquoi il peut également changer de signe en présence d'un champ d'échange.

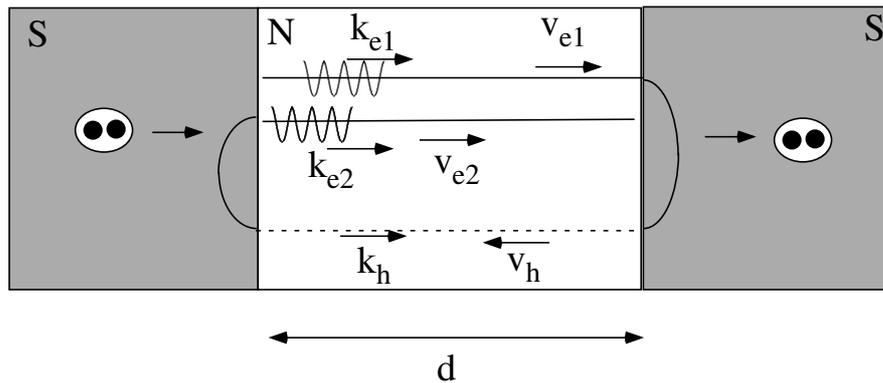


FIG. 1.5: Réflexion d'Andreev dans une jonction balistique SNS. L'interférence constructive entre deux électrons participant à la réflexion d'Andreev transporte une paire de Cooper au travers de la jonction SNS (Cas balistique 1D). La possibilité de multiples réflexions d'Andreev n'est pas indiquée dans ce schéma.

1.2.1.1 Raccordement de la fonction d'onde pour $z = 0$ et $z = d$

Raccordement de la fonction d'onde Ψ à $z = d$:

A $z = d$, la fonction d'onde Ψ et sa dérivée doivent être continues et nous obtenons les quatre équations suivantes :

$$A_+e^{ik_+d} + A_-e^{-ik_+d} = (C_+ + C_-)e^{i\varphi_2} \quad (1.23)$$

$$B_+e^{ik_-d} + B_-e^{-ik_-d} = C_+\gamma + C_-\gamma^* \quad (1.24)$$

$$ik_+(A_+e^{ik_+d} - A_-e^{-ik_+d}) = (i\lambda_+C_+ - i\lambda_-C_-)e^{i\varphi_2} \quad (1.25)$$

$$ik_-(B_+e^{ik_-d} - B_-e^{-ik_-d}) = i\lambda_+C_+\gamma - i\lambda_-C_-\gamma^* \quad (1.26)$$

Les vecteurs d'onde mis en jeu diffèrent peu du vecteur d'onde de Fermi k_F et, pour tous les termes à l'exception des termes exponentiels, nous pouvons poser :

$$k_+ \approx k_- \approx \lambda_+ \approx \lambda_- \approx k_F$$

Après addition et soustraction des équations 1.23 et 1.25, et 1.24 et 1.26, nous obtenons :

$$A_+e^{ik_+d} = C_+e^{i\varphi_2} \quad (1.27)$$

$$A_-e^{-ik_+d} = C_-e^{i\varphi_2} \quad (1.28)$$

$$B_+e^{ik_-d} = C_+\gamma \quad (1.29)$$

$$B_-e^{-ik_-d} = C_-\gamma^* \quad (1.30)$$

Raccordement de la fonction d'onde à $z = 0$:

A $z = 0$, la fonction d'onde Ψ doit être continue. Mais à cause de la présence de la barrière isolante en forme de fonction de Dirac, sa dérivée subit un saut de $\frac{d\Psi_N}{dz}(0) - \frac{d\Psi_S}{dz}(0) = 2mV_0\Psi(0)/\hbar^2$. Nous trouvons les quatre équations de raccordement suivantes :

$$D_+\gamma + D_-\gamma^* = A_+ + A_- \quad (1.31)$$

$$(D_+ + D_-)e^{-i\varphi_1} = B_+ + B_- \quad (1.32)$$

$$(A_+ - A_-) - (D_+\gamma - D_-\gamma^*) = \frac{2Z}{i}(A_+ + A_-) \quad (1.33)$$

$$(B_+ - B_-) - (D_+ - D_-)e^{-i\varphi_1} = \frac{2Z}{i}(B_+ + B_-) \quad (1.34)$$

Nous avons introduit ici le paramètre $Z = mV_0/(\hbar^2 * k_F)$ qui est sans dimension et proportionnel à la hauteur de la barrière.

1.2.1.2 Simplification des équations

A l'aide des équations 1.27, 1.28, 1.29, 1.30, on élimine les coefficients A_+, A_-, B_+ et B_- et on obtient les quatre équations :

$$D_+\gamma + D_-\gamma^* = C_+e^{i\varphi_2-ik+d} + C_-e^{i\varphi_2+ik+d} \quad (1.35)$$

$$(D_+ + D_-)e^{-i\varphi_1} = C_+\gamma e^{-ik-d} + C_-\gamma^* e^{ik-d} \quad (1.36)$$

$$C_+e^{i\varphi_2-ik+d} - C_-e^{i\varphi_2+ik+d} = D_+\gamma - D_-\gamma^* + \frac{2Z}{i}(D_+\gamma + D_-\gamma^*) \quad (1.37)$$

$$C_+\gamma e^{-ik-d} - C_-\gamma^* e^{ik-d} = (D_+ - D_-)e^{-i\varphi_1} + \frac{2Z}{i}(D_+ + D_-)e^{-i\varphi_1} \quad (1.38)$$

Addition et soustraction des équations 1.35 et 1.37 d'une part, et 1.36 et 1.38 d'autre part, donnent :

$$C_+e^{i\varphi_2-ik+d} = D_+\gamma - iZ(D_+\gamma + D_-\gamma^*) \quad (1.39)$$

$$C_-e^{i\varphi_2+ik+d} = D_-\gamma^* + iZ(D_+\gamma + D_-\gamma^*) \quad (1.40)$$

$$C_+\gamma e^{-ik-d} = D_+e^{-i\varphi_1} - iZ(D_+ + D_-)e^{-i\varphi_1} \quad (1.41)$$

$$C_-\gamma^* e^{ik-d} = D_-e^{-i\varphi_1} + iZ(D_+ + D_-)e^{-i\varphi_1} \quad (1.42)$$

Ces quatre équations à quatre inconnues peuvent être réduites à deux équations à deux inconnues en divisant l'équation 1.40 par l'équation 1.42, et l'équation 1.41 par l'équation 1.39 :

$$\frac{1}{\gamma^*}e^{i(\varphi_2-\varphi_1)}e^{i(k_+-k_-)d} = \frac{D_-\gamma^* + iZ(D_+\gamma + D_-\gamma^*)}{D_- + iZ(D_+ + D_-)} \quad (1.43)$$

$$\gamma e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}e^{i(k_+-k_-)d} = \frac{D_+ - iZ(D_+ + D_-)}{D_+\gamma - iZ(D_+\gamma + D_-\gamma^*)} \quad (1.44)$$

Le spectre d'énergie des états liés est obtenu en mettant le déterminant de ce système à zéro. Nous posons pour les calculs suivants :

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$\alpha_- = \gamma^2 e^{-i\varphi} e^{i(k_+-k_-)d}$$

$$\alpha_+ = \gamma^2 e^{i\varphi} e^{i(k_+-k_-)d}$$

On simplifie ainsi les équations 1.43 et 1.44, et on obtient :

$$\alpha_- (D_- + iZ(D_+ + D_-)) = D_- + iZ(D_+\gamma^2 + D_-) \quad (1.45)$$

$$\alpha_+ (D_+ - iZ(D_+ + D_-\gamma^2)) = D_+ - iZ(D_+ + D_-) \quad (1.46)$$

Ranger les termes en D_+ et D_- donne :

$$D_+ (iZ(\alpha_- - \gamma^2)) + D_- ((\alpha_- - 1)(1 + iZ)) = 0 \quad (1.47)$$

$$D_+ ((1 - iZ)(\alpha_+ - 1)) + D_- (iZ(1 - \alpha_+ \gamma^{*2})) = 0 \quad (1.48)$$

En mettant le déterminant de ce système à zéro, on obtient l'équation décrivant le spectre d'énergie pour les excitations $0 < \epsilon < \Delta$:

$$(\alpha_- - 1)(\alpha_+ - 1)(1 + Z^2) + Z^2(\alpha_- - \gamma^2)(1 - \alpha_+ \gamma^{*2}) = 0 \quad (1.49)$$

Nous posons $k = k_+ - k_-$. En remplaçant α_+ et α_+ par leurs expressions, cette équation peut être simplifiée :

$$(1 + Z^2)(e^{i2\varphi_0} e^{-i\varphi} e^{ikd} - 1)(e^{i2\varphi_0} e^{i\varphi} e^{ikd} - 1) + Z^2(e^{i2\varphi_0} e^{-i\varphi} e^{ikd} - e^{i2\varphi_0})(1 - e^{i\varphi} e^{ikd}) = 0 \quad (1.50)$$

$$(1 + Z^2)(e^{4i\varphi_0} e^{2ikd} - 2 \cos(\varphi) e^{2i\varphi_0} e^{ikd} + 1) + Z^2(e^{2i\varphi_0} e^{ikd} 2 \cos(\varphi) - e^{2i\varphi_0} - e^{2i\varphi_0} e^{2ikd}) = 0 \quad (1.51)$$

On multiplie toute l'équation avec $e^{-2i\varphi_0 - ikd}$ et on peut simplifier à nouveau :

$$(1 + Z^2)(2 \cos(2\varphi_0 + kd) - 2 \cos(\varphi)) + Z^2(2 \cos \varphi - 2 \cos(kd)) = 0 \quad (1.52)$$

Finalement, on obtient la relation de dispersion de l'énergie :

$$(1 + Z^2) \cos(2\varphi_0 + kd) - Z^2 \cos(kd) = \cos \varphi \quad (1.53)$$

A l'aide de l'équation 1.48, nous allons retenir le rapport D_+/D_- qui nous aidera par la suite à déterminer le signe du supercourant :

$$\left| \frac{D_+}{D_-} \right| = \left| \frac{-iZ(1 - \alpha_+ \gamma^{*2})}{(1 - iZ)(\alpha_+ - 1)} \right| = \sqrt{\frac{Z^2}{1 + Z^2}} \left| \frac{(1 - \alpha_+ \gamma^{*2})}{(\alpha_+ - 1)} \right| \quad (1.54)$$

Nous allons d'abord traiter le cas d'une jonction SINS longue ($\epsilon \ll \Delta$, $E_{Th} \ll \Delta$). Par la suite nous examinerons le cas d'une jonction courte pour une barrière $Z=0$.

1.2.2 Supercourant au travers d'une jonction SINS longue

Nous allons étudier les états liés pour les énergies très inférieures au gap $\epsilon \ll \Delta$. Dans ce cas, l'équation 1.22 donne $\varphi_0 = \pi/2$ ($\gamma=i$). L'équation 1.53 se simplifie et donne :

$$\cos(kd) = -\frac{\cos \varphi}{1 + 2Z^2} \quad (1.55)$$

Près du niveau de Fermi, nous avons $2\epsilon = (k_+ - k_-)\hbar v_F$ et nous obtenons, pour la relation de dispersion de l'énergie, en accord avec Zaikin *et al.* [56] :

$$\cos\left(\frac{2\epsilon d}{\hbar v_F}\right) = -\frac{\cos(\varphi)}{1 + 2Z^2} \quad (1.56)$$

On reconnaît l'énergie de Thouless $E_{Th} = \hbar v_F/d$ comme énergie caractéristique des niveaux d'énergie. Les solutions de cette équation sont données par l'intersection de la droite $-\frac{\cos(\varphi)}{1+2Z^2}$ avec la fonction de $\cos(\frac{2\epsilon d}{\hbar v_F})$. Dans la figure 1.6 sont montrés, pour $Z = 0$ et $Z = Z_1$, les niveaux d'énergie pour $\varphi=0$ et $\varphi = \pi$. Nous constatons que, dans le cas d'un $Z \neq 0$, le

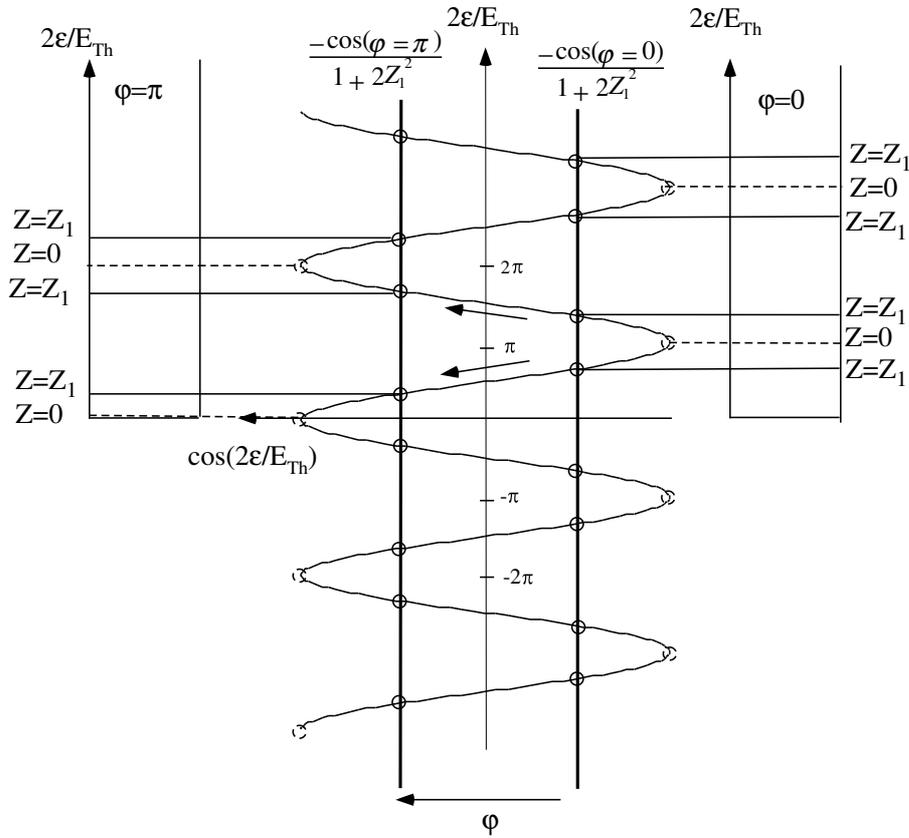


FIG. 1.6: Solution graphique du spectre d'énergie dans le cas d'une jonction SINS pour $Z = 0$ et $Z = Z_1$. Nous avons schématisé les solutions respectivement pour $\varphi=0$ et $\varphi=\pi$. Quand φ varie entre 0 et π , les niveaux d'énergie varient entre ces deux limites.

nombre des niveaux d'énergie est doublé pour $\varphi = 0$ par rapport au cas d'une jonction SNS ($Z=0$). Pour examiner si ces niveaux d'énergie portent un supercourant et quel est son signe, nous rappelons ici l'expression du rapport D_+/D_- pour une valeur de $\varphi_0 = \pi/2$ ($\gamma=i$) :

$$\frac{D_+}{D_-} = \sqrt{\frac{Z^2}{1+Z^2}} \left| \frac{e^{i\varphi} e^{i(k_+ - k_-)d} - 1}{e^{i\varphi} e^{i(k_+ - k_-)d} + 1} \right| \quad (1.57)$$

1.2.2.1 Barrière parfaitement transparente : $Z = 0$

Examinons d'abord le cas de la jonction SNS avec une barrière parfaitement transparente, donc pour $Z = 0$. L'équation 1.56 se simplifie et l'on obtient le spectre des états liés d'Andreev :

$$\varepsilon_n = \left\{ \left(n + \frac{1}{2} \right) \pi \pm \frac{\varphi}{2} \right\} E_{Th} \quad (1.58)$$

Ces niveaux d'énergie sont schématisés pour différentes valeurs de φ sur la figure 1.7. A $\varphi=0$, les niveaux d'énergie portant un supercourant positif et négatif sont dégénérés. L'application d'une phase lève la dégénérescence entre les niveaux qui portent un supercourant positif et ceux qui portent un supercourant négatif. Quant à déterminer le signe du supercourant porté par l'état d'énergie le plus bas, le rapport des amplitudes D_+ et D_- devient $D_+/D_-=0/0$ et ne permet pas de se prononcer sur ce signe. Il faut revenir sur l'expression générale de la déterminante 1.49, où l'on obtient immédiatement, dans le cas de $Z=0$, les solutions $\alpha_+=1$ et $\alpha_-=1$. On vérifie facilement que ces solutions sont évidemment équivalentes à l'équation 1.58. Avec l'application d'une phase φ , un niveau d'énergie remplit soit $\alpha_+=1$ soit $\alpha_-=1$. Examinons les équations 1.47 et 1.48 pour le niveau $\alpha_+=1$, qui correspond au signe moins dans l'équation 1.58. Ce niveau d'énergie descend en appliquant une phase φ . L'équation 1.48 est vérifiée pour n'importe quelle valeur de D_+ , cependant que l'équation 1.47 ne peut être vérifiée que pour $D_-=0$. Pour une jonction SNS, le niveau d'énergie qui baisse, lorsqu'on applique une phase, correspond donc à un état portant uniquement un supercourant positif. Une argumentation analogue pour le niveau $\alpha_-=1$ permet de constater que le niveau d'énergie qui monte, quand on applique une phase, porte un supercourant purement négatif ($D_+ = 0$). Le signe du supercourant total est donné par le signe du supercourant du niveau d'énergie le plus bas, car le nombre de paires de Cooper injectées par les deux supraconducteurs décroît exponentiellement avec l'énergie [30, 31]. La figure 1.7 montre l'évolution des niveaux des états liés d'Andreev en fonction de la phase. A partir d'une différence de phase de $\varphi=\pi$, le supercourant devient négatif : le niveau d'énergie le plus bas, avec un supercourant positif, descend au-dessous du niveau de Fermi, pendant que le niveau ε_{-1} avec un supercourant négatif monte au-dessus du niveau de Fermi.

Même si le signe du supercourant total est donné par le signe du niveau d'énergie le plus bas, le calcul de la relation courant-phase ne peut se faire qu'en additionnant, sur tous les niveaux d'énergie, et en tenant compte également du continuum. Pour des températures très inférieures à T_c , Kulik [38, 9] a montré que la relation courant-phase peut-être calculée en ne tenant compte que du spectre discret à basse énergie. Pour $T=0K$, il obtient en accord avec Ishii [30, 31] - qui, de son côté, a calculé la relation courant-phase en

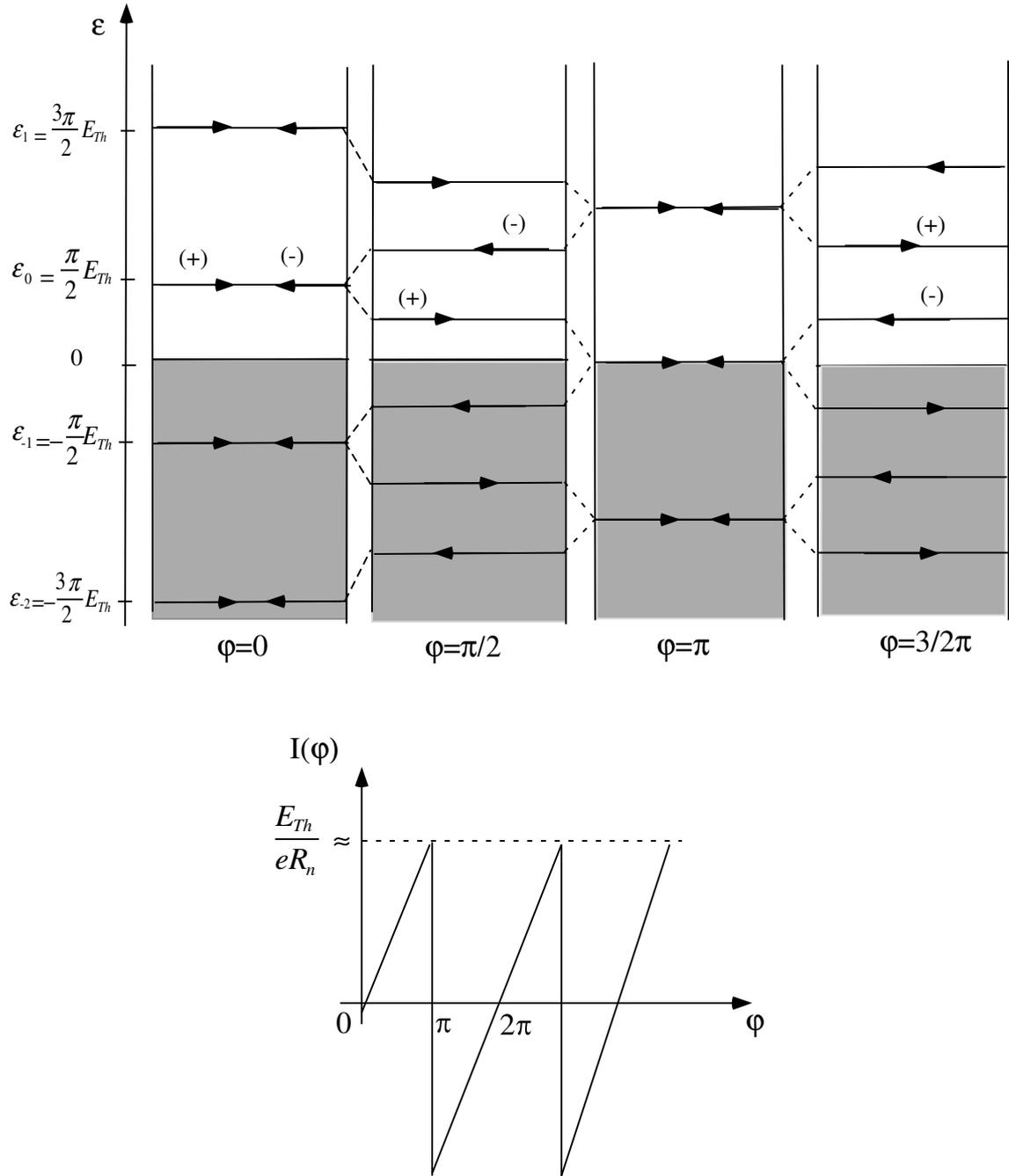


FIG. 1.7: En haut : les états liés d'Andreev dans une jonction SNS. A $\varphi=0$, aucun supercourant ne traverse la jonction. Les états au-dessous du niveau de Fermi (schématisés en gris) ne contribuent pas au supercourant. En appliquant une différence de phase φ , les niveaux d'énergie portant un supercourant positif descendent cependant que les niveaux à supercourant négatif montent. Le signe du supercourant total est donné par le signe du supercourant du niveau d'énergie le plus bas. Entre $0 < \varphi < \pi$, le supercourant total est positif; entre $\pi < \varphi < 2\pi$, il est négatif. En bas : relation courant-phase à $T=0K$.

tenant compte de tous les niveaux d'énergie, même de ceux du continuum au-dessus du gap - une relation courant-phase en forme de fonction en dents de scie (voir figure 1.7). Néanmoins, le signe du supercourant est bien donné par le niveau d'énergie le plus bas. On peut également estimer la valeur maximale du supercourant traversant la jonction. Le

courant porté par un canal de conduction est de $2e$, divisé par le temps $\tau = d/v_F$ mis pour traverser la jonction. Dans une jonction d'une section transversale S existent S/λ_F^2 canaux possibles. Le courant critique d'une jonction SNS longue devient alors :

$$I_c \approx 2e \frac{v_F}{d} \frac{S}{\lambda_F^2} = \frac{E_{Th}}{eR_n} \quad (1.59)$$

où R_n est la résistance du métal balistique. Le produit $R_n I_c$ est donc de l'ordre de l'énergie de Thouless E_{Th} . L'existence, au-dessous de l'énergie du gap, d'états liés dont l'énergie caractéristique est donnée par l'énergie de Thouless, fait jouer à celle-ci le rôle d'un "gap effectif".

1.2.2.2 Barrière infinie : cas du bicouche NS

Dans le cas d'une barrière infinie ($Z \rightarrow \infty$), nous trouvons à partir de l'équation 1.56 les niveaux d'énergie suivants :

$$\varepsilon_n = (n + \frac{1}{2})\pi \frac{E_{Th}}{2} \quad (1.60)$$

Ces niveaux correspondent aux états liés d'un bicouche NS. A l'interface NS, chaque particule incidente subit une réflexion d'Andreev, cependant qu'à la surface N, la réflexion est toujours normale. Par rapport à une jonction SNS de même épaisseur d , les niveaux sont rapprochés d'un facteur deux, car chaque particule parcourt le double de la distance entre deux réflexions d'Andreev. Ces états ne portent évidemment pas de supercourant.

1.2.2.3 Cas d'une barrière avec une valeur de Z quelconque

Que se passe-t-il avec le supercourant si nous partons d'une barrière transparente en ajoutant une barrière $Z \neq 0$? Nous allons faire un développement autour du point $2\epsilon/E_{Th} = \pi$, qui représente le niveau d'énergie d'une jonction SNS pour une différence de phase $\varphi = 0$. Nous étudierons le rapport D_+/D_- , pour de faibles valeurs de Z et φ , autour du point $2\epsilon/E_{Th} = \pi$.

Dans ce cas, on peut évaluer approximativement la relation de dispersion de l'énergie 1.56 par :

$$\cos\left(\frac{2\epsilon}{E_{Th}}\right) = \cos(\pi + \delta) \approx -1 + \frac{1}{2}\delta^2 = -\frac{\cos(\varphi)}{1 + 2Z^2} \approx -(1 - \frac{1}{2}\varphi^2)(1 - 2Z^2) \quad (1.61)$$

Nous obtenons la relation suivante :

$$\delta = \pm \sqrt{\varphi^2 + 4Z^2} \quad (1.62)$$

Calculons le rapport D_+/D_- à l'aide de l'équation 1.57 autour du point de développement :

$$\frac{D_+}{D_-} = \sqrt{\frac{Z^2}{1+Z^2}} \left| \frac{e^{i\varphi} e^{i(\pi+\delta)} - 1}{e^{i\varphi} e^{i(\pi+\delta)} + 1} \right| \quad (1.63)$$

$$\frac{D_+}{D_-} \approx Z \left| \frac{(1+i\varphi - \frac{1}{2}\varphi^2)(-1)(1+i\delta - \frac{1}{2}\delta^2) - 1}{(1+i\varphi - \frac{1}{2}\varphi^2)(-1)(1+i\delta - \frac{1}{2}\delta^2) + 1} \right| \quad (1.64)$$

$$\frac{D_+}{D_-} = Z \left| \frac{-2}{-i\varphi - i\delta + \varphi\delta + \frac{1}{2}\varphi^2 + \frac{1}{2}\delta^2} \right| \quad (1.65)$$

$$\frac{D_+}{D_-} = \frac{2Z}{\sqrt{\frac{1}{4}(\varphi+\delta)^4 + (\varphi+\delta)^2}} \quad (1.66)$$

et nous obtenons finalement :

$$\frac{D_+}{D_-} \approx \frac{2Z}{|\varphi+\delta|} \quad (1.67)$$

Avec l'équation 1.62, nous obtenons pour le rapport D_+/D_- autour du point de développement $2\epsilon/E_{Th}=\pi$:

$$\frac{D_+}{D_-} \approx \frac{2Z}{|\varphi+\delta|} = \frac{2Z}{|\varphi \pm \sqrt{\varphi^2 + 4Z^2}|} \quad (1.68)$$

On vérifie que pour $\varphi=0$, le rapport D_+/D_- vaut 1, donc qu'aucun supercourant ne traverse la jonction. Quand φ diffère de zéro, on déduit :

$$\frac{D_+}{D_-} > 1 \quad \text{pour } \delta < 0$$

et

$$\frac{D_+}{D_-} < 1 \quad \text{pour } \delta > 0$$

Dès que Z diffère de zéro, les niveaux d'énergie sont donc constitués par les états mixtes D_+ et D_- , portant du supercourant positif et négatif. Il n'y a plus de niveaux d'énergie portant un supercourant purement positif ou négatif comme c'est le cas pour une jonction SNS. Ceci est très logique car, à tous les niveaux d'énergie, les particules incidentes sur l'interface NIS subissent soit une réflexion d'Andreev, soit une réflexion normale. Pour étudier le signe du supercourant, il faut examiner quels états portent majoritairement un courant positif ou négatif. Pour les énergies au-dessous de $2\epsilon/E_{Th}=\pi$ et $0 < \varphi < \pi$, le rapport D_+/D_- est plus grand que 1, le supercourant est donc majoritairement positif, cependant que pour les énergies supérieures à $2\epsilon/E_{Th}=\pi$, le rapport D_+/D_- est inférieur à 1, donc le supercourant est majoritairement négatif.

La seule différence de phase pour laquelle existent à nouveau des niveaux d'énergie portant un supercourant purement positif ou négatif est pour $\varphi=\pi/2$ (et $\varphi=3\pi/2$), ceci

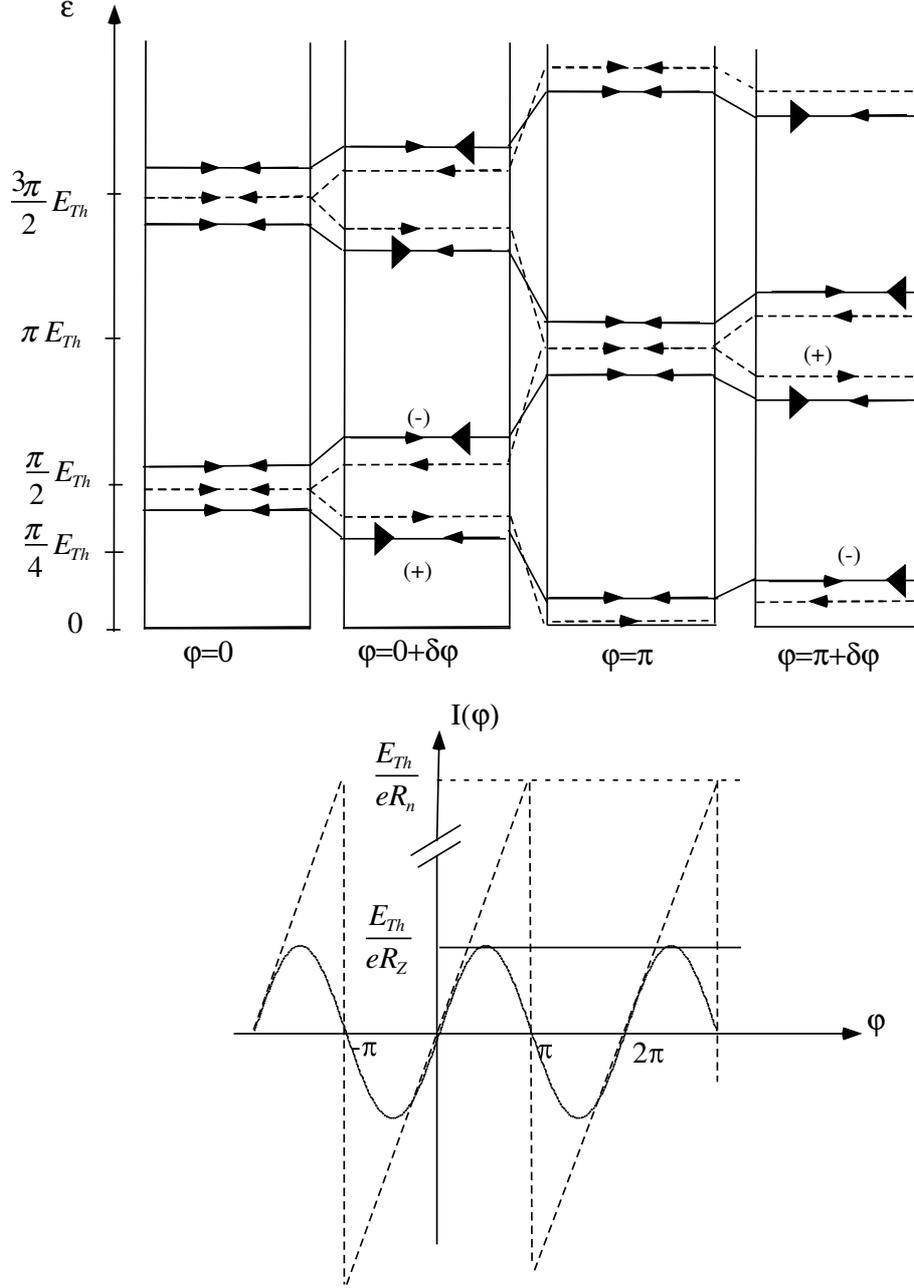


FIG. 1.8: En haut : états liés dans une jonction SNS (en tirets) et dans une jonction SINS (en continu) pour différentes phases φ . Les flèches indiquent le signe du supercourant. Dans le cas du SINS, la taille de la flèche indique si le courant est majoritairement positif ou négatif. En bas : relation courant-phase d'une jonction SNS (en tirets) et d'une jonction SINS(en continu) à $T=0K$.

pour n'importe quelle valeur de Z . On le démontre facilement en calculant le rapport D_+/D_- pour $\varphi=\pi/2$. Dans ce cas, on a $2\epsilon/E_{Th}=(2n+1)\pi/2$ et nous trouvons :

$$\frac{D_+}{D_-} = \left| \frac{e^{i\pi/2} e^{i(2n+1)\pi/2} - 1}{e^{i\pi/2} e^{i(2n+1)\pi/2} + 1} \right| \sqrt{\frac{Z^2}{1+Z^2}} = \left| \frac{e^{i(\pi+n\pi)} - 1}{e^{i(\pi+n\pi)} + 1} \right| \sqrt{\frac{Z^2}{1+Z^2}} \quad (1.69)$$

$$\frac{D_+}{D_-} = \begin{cases} \frac{-1-1}{0} = \infty & n \text{ pair } (n=0) \\ \frac{1-1}{1+1} = 0 & n \text{ impair} \end{cases} \quad (1.70)$$

La relation courant-phase devrait donc atteindre un maximum pour $\varphi=\pi/2$.

Pour connaître le signe du supercourant d'une jonction SINS entre π et 2π , on procède à un développement analogue autour du point $2\epsilon/E_{Th}=0$ pour $\varphi=\pi+\delta$. Nous ne développerons pas ici ces calculs, qui sont exactement identiques. On déduit qu'entre π et 2π , le signe du supercourant porté par le niveau d'énergie le plus bas est négatif.

Sur la figure 1.8 sont montrés les états liés dans le cas général d'une jonction SINS. Une différence importante par rapport à la jonction SNS est que les états qui portent du supercourant positif et ceux qui portent du supercourant négatif sont mêlés. Par contre, le signe du supercourant total suit la même évolution en fonction de la phase que dans le cas d'une jonction SNS. Nous constatons également que plus la hauteur de la barrière Z augmente, moins les niveaux d'énergie sont sensibles à la phase. Pour $Z \rightarrow \infty$, les niveaux d'énergie sont plus sensibles à la phase, le supercourant s'annule et on retrouve le cas d'un bicouche N/S.

Bezuglyi *et al.* [9] ont montré que la relation de courant-phase d'une jonction SINS est une fonction sinusoïdale à $T=0K$ (voir figure 1.8). A basses températures, comme dans le cas d'une jonction SNS, il est suffisant de tenir compte uniquement du spectre discret à basse énergie dans le calcul du courant Josephson. Dans le cadre de cette introduction, nous ne referons pas ces calculs, mais nous constatons que le signe du supercourant est bien donné par le niveau d'énergie le plus bas. Nous remarquons également que la fonction sinusoïdale est en accord avec nos calculs du rapport D_+/D_- qui est maximal pour les valeurs de $\pi/2$ et $3\pi/2$. Pour une jonction SINS, il n'y a donc que le premier harmonique qui intervient dans la relation courant-phase, car la barrière réduit fortement la probabilité de réflexions d'Andreev multiples, qui sont à l'origine d'harmoniques d'ordre supérieur dans le cas d'une jonction SNS. Les relations courant-phase pour une jonction SNS et SINS à $T=0K$ sont exposées sur la figure 1.8. Tant pour une jonction SINS que pour une jonction SNS le spectre discret résulte dans un produit RI_c , de l'ordre de l'énergie de Thouless. Dans le cas d'une jonction SINS, la résistance de la jonction R_z est dominée par la barrière isolante Z et par conséquent les courants critiques sont plus faibles pour les jonctions SINS que pour les jonctions SNS de même taille.

1.2.3 Supercourant au travers d'une jonction SIFS longue

Si le métal devient ferromagnétique, les bandes d'électrons des spin up et celles des spin down sont décalées de $2E_{ex}$, ce qui lève la dégénérescence entre d'une part les paires de Cooper ($\uparrow\downarrow$), avec l'électron de spin up et le trou de spin down, et d'autre part les paires de Cooper ($\downarrow\uparrow$), avec l'électron de spin down et le trou de spin up. Nous supposons ici

que le ferromagnétique peut être décrit par le modèle de Stoner. Il faut tenir compte de ce terme de décalage dans la relation de dispersion de l'énergie 1.56 :

$$\cos\left(\frac{2(\varepsilon^{\uparrow\downarrow} + E_{ex})}{E_{Th}}\right) = -\frac{\cos\varphi}{1 + 2Z^2} \quad (1.71)$$

$$\cos\left(\frac{2(\varepsilon^{\downarrow\uparrow} - E_{ex})}{E_{Th}}\right) = -\frac{\cos\varphi}{1 + 2Z^2} \quad (1.72)$$

Chaque état se divise en deux états à cause de la présence du champ d'échange. L'énergie de l'état ($\uparrow\downarrow$) diminue, celle de l'état ($\downarrow\uparrow$) augmente (voir figure 1.9). Pour une énergie d'échange de $E_{ex} = \pi/2 E_{Th}$, les niveaux d'énergie sont à nouveau dégénérés pour les paires ($\uparrow\downarrow$) et ($\downarrow\uparrow$). La présence du champ d'échange impose donc un décalage des états liés.

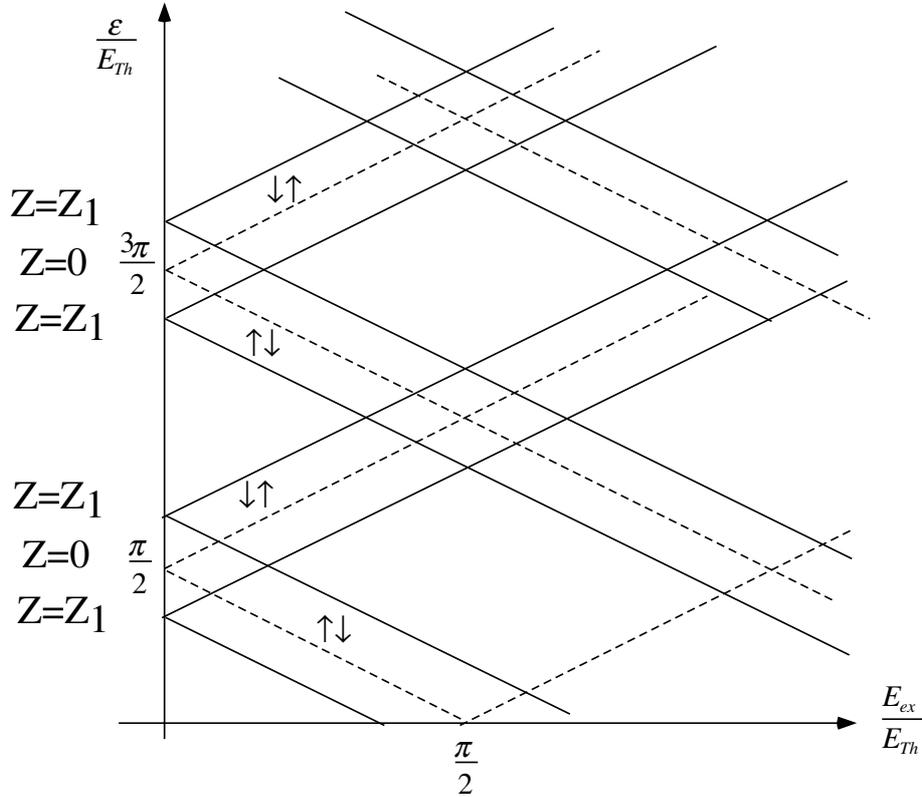


FIG. 1.9: Déplacement des états liés dans une jonction SIFS longue en fonction de l'énergie d'échange pour $\varphi=0$.

On constate immédiatement que, suivant sa valeur, le signe du supercourant du niveau d'énergie le plus bas peut être inversé et, par conséquent, le signe du supercourant total peut l'être également. Toute la physique de la jonction π consiste donc à inverser le signe du supercourant en décalant les niveaux d'énergie de telle manière que le niveau le plus bas porte un supercourant négatif. On constate notamment que, si l'énergie d'échange

est de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$, on change le signe du supercourant pour toutes les phases, et ceci pour n'importe quelle valeur de Z . Sur la figure 1.10 sont schématisés les niveaux d'énergie pour une énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/2 E_{Th}$. Le signe du supercourant total est inversé pour chaque phase appliquée. On a ainsi réalisé un couplage négatif. Le comportement du

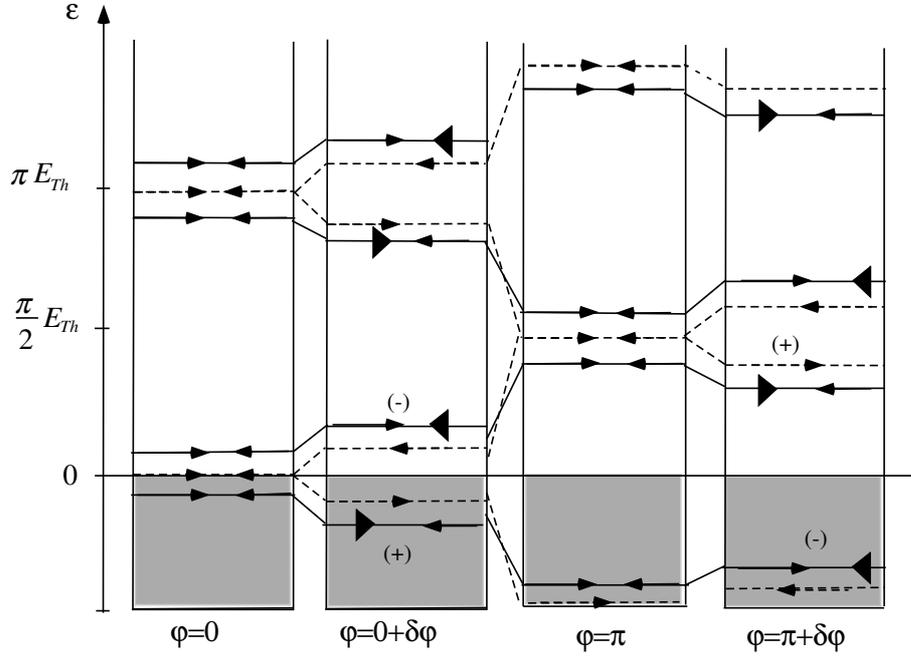


FIG. 1.10: En haut : états liés dans une jonction SFS (en tirets) et dans une jonction SIFS (en continu) pour différentes phases φ et une énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Les flèches indiquent le signe du supercourant. Dans le cas du SIFS, la taille des flèches indique si le courant est majoritairement positif ou négatif. L'énergie d'échange $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$ décale tous les niveaux de sa valeur par rapport aux niveaux de la jonction SINS. Les états au-dessous du niveau de Fermi (schématisés en gris) ne contribuent pas au supercourant. Le supercourant dans la jonction change de direction pour chaque valeur de phase par rapport à la situation d'une jonction SINS. Le couplage Josephson devient négatif.

courant critique en fonction de l'énergie d'échange peut-être estimé, dans le cas unidimensionnel, à partir du raisonnement suivant. La relation courant-phase d'une jonction SNS est une fonction en dents de scie [30] :

$$I(\varphi) \propto \frac{E_{Th}}{eR_n} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} \sin k\varphi \quad (1.73)$$

Quand le métal devient ferromagnétique, chaque paire d'Andreev accumule un déphasage supplémentaire de $\Delta\varphi = \pm 2E_{ex}/\hbar v_F * L$. La relation courant-phase d'une jonction SFS unidimensionnelle devient donc :

$$I(\varphi) \propto \frac{E_{Th}}{2eR_n} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} \left\{ \sin k\left(\varphi + 2\frac{E_{ex}}{E_{Th}}\right) + \sin k\left(\varphi - 2\frac{E_{ex}}{E_{Th}}\right) \right\} \quad (1.74)$$

On obtient :

$$I(\varphi) \propto \frac{E_{Th}}{eR_n} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} \sin(k\varphi) * \cos\left(k * 2\frac{E_{ex}}{E_{Th}}\right) \quad (1.75)$$

Cette relation courant-phase est montrée pour différentes valeurs de l'énergie d'échange sur la figure 1.11. Les relations courant-phase pour les différentes valeurs de l'énergie

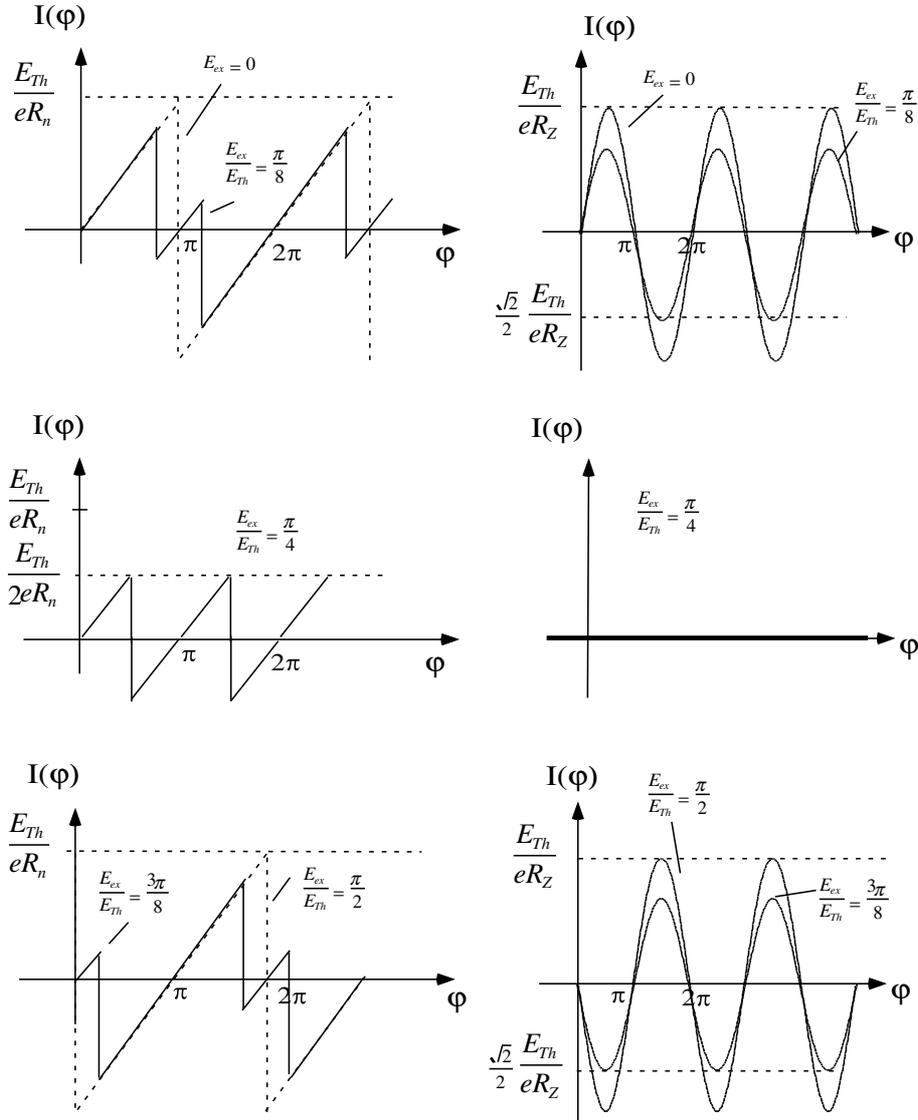


FIG. 1.11: A gauche : relation courant-phase d'une jonction SFS pour les quatre valeurs de l'énergie d'échange $E_{ex}=0$, $E_{ex}=(\pi/8)E_{Th}$ (en haut), $E_{ex}=(\pi/4)E_{Th}$ (au milieu) et $E_{ex}=3\pi/8E_{Th}$ et $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$ (en bas). A droite : relation courant-phase d'une jonction SIFS pour les mêmes valeurs de l'énergie d'échange.

d'échange permettent de constater que le courant critique d'une jonction SFS balistique unidimensionnelle oscille en fonction du rapport E_{ex}/E_{Th} suivant une amplitude qui est approximativement de 50%. On constate que, dans le cas d'une jonction SFS, le courant critique ne s'annule jamais en fonction de l'énergie d'échange (à $T=0K$), car la relation courant-phase 1.75 n'est jamais zéro pour toutes les valeurs de phase. Ceci peut être également compris à partir du spectre discret de l'énergie.

Dans le cas de $E_{ex}=\pi/2 E_{Th}$, la relation courant-phase est une fonction en dents de scie

décalée de π par rapport à la jonction SNS - avec un courant critique identique à celui de la jonction SNS. Notons que, dans le cas unidimensionnel, il n'y a qu'une trajectoire L possible, ce qui élimine notamment une distribution des trajectoires $L+\delta L$ comme c'est le cas pour des dimensions supérieures. C'est la prise en compte d'une moyenne sur cette distribution qui est à l'origine d'une diminution de la valeur du courant critique total en fonction de l'énergie d'échange [15, 33] dans les systèmes à plus haute dimension. Par contre, dans le cas d'une jonction balistique unidimensionnelle, on ne trouve qu'une oscillation du courant critique, sans diminution de l'amplitude de ce courant en fonction de l'énergie d'échange.

Pour une jonction SIFS ne subsiste que le premier harmonique dans la relation courant-phase :

$$I(\varphi) \propto \frac{E_{Th}}{eR_Z} \sin \varphi * \cos\left(2\frac{E_{ex}}{E_{Th}}\right) \quad (1.76)$$

Le courant critique oscille également en fonction du rapport E_{ex}/E_{Th} en passant par une annulation du courant critique à $E_{ex}/E_{Th}=\pi/4$. Notons que l'on peut vérifier l'annulation du courant critique pour une valeur de l'énergie d'échange de $E_{ex}/E_{Th}=\pi/4$ également par le calcul du rapport D_+/D_- (équation 1.57) en prenant par exemple une valeur de phase de $\varphi=\pi/2$ et en tenant compte du fait que les niveaux d'énergie correspondant aux paires de Cooper ($\uparrow\downarrow$) et ($\downarrow\uparrow$) ne sont plus dégénérés. Il faut remarquer que, dans le cas d'une jonction SIFS, les rapports D_+/D_- doivent être recalculés pour chaque valeur de l'énergie d'échange (et de la phase). Le cas de $E_{ex}/E_{Th}=\pi/2$ était un cas particulièrement simple à cause de la périodicité de la fonction de $\cos(2\epsilon/E_{Th})$ permettant ainsi de déduire le spectre discret - dans ce cas particulier - par un simple décalage avec les mêmes rapports de D_+/D_- .

Pour montrer que le couplage négatif est équivalent à un couplage π , c'est à dire à l'apparition d'une différence de phase intrinsèque de π sur la jonction, il faut calculer la relation énergie-phase de la jonction $E(\varphi)$ et déterminer la phase pour laquelle l'énergie totale de la jonction est minimale. L'énergie de la jonction $E(\varphi)$ s'obtient par intégration de la relation courant-phase sur φ suivant la relation :

$$I(\varphi) = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \quad (1.77)$$

La figure 1.12 montre l'énergie en fonction de la phase, d'une part pour des jonction SNS et SFS et d'autre part pour des jonction SINS et SIFS, dans le cas de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Avec les jonctions SINS et SNS, le minimum d'énergie correspond à une différence de phase égale à zéro, alors qu'avec les jonctions SFS et SIFS (dans le cas où $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$), ce minimum correspond à une différence de phase égale à π . C'est de cette différence de phase intrinsèque de π que la jonction π tire son nom. Au cours de cette thèse, nous

avons effectué une mesure directe de cette différence de phase dans une jonction SIFS en Nb/NbO_x/PdNi/Nb.

Nous concluons que la jonction doit transiter de 0 à π pour une valeur de l'énergie d'échange entre $E_{ex}=0$ et $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Par le calcul de la relation énergie-phase à partir des relations courant-phase pour les énergies d'échange $E_{ex}=1/8\pi E_{Th}$, $E_{ex}=1/4\pi E_{Th}$ et $E_{ex}=3/8\pi E_{Th}$ on trouve que cette transition se produit pour une valeur de l'énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/4 E_{Th}$ - indépendamment du fait que la jonction contienne ou non une barrière isolante. Au-dessous de $E_{ex}=\pi/4 E_{Th}$, l'état π est un état métastable, alors que c'est l'état 0 qui est métastable au-dessus.

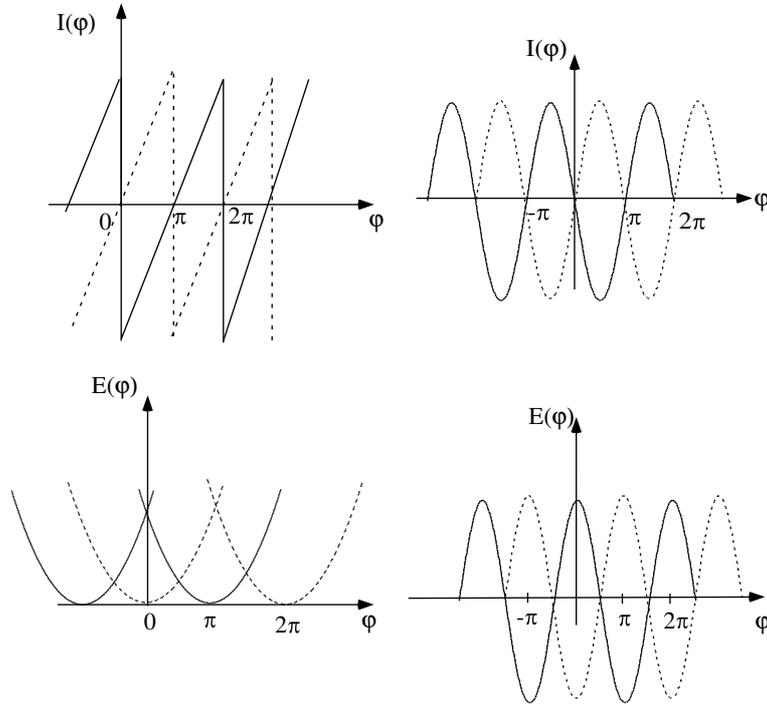


FIG. 1.12: En haut, à gauche : relation courant-phase d'une jonction SNS (en tirets) et d'une jonction SFS (en continu) pour une valeur de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. En bas : relation énergie-phase de ces deux jonctions. A droite, en haut : relation courant-phase d'une jonction SINS (en tirets) et d'une jonction SIFS (en continu) pour une valeur de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Le minimum d'énergie pour une jonction SINS (SNS) est à $\varphi=0$, le minimum d'énergie pour une jonction SIFS (SFS) est $\varphi=\pi$.

1.2.4 Etats liés dans une jonction SNS (SFS) courte

Plus on réduit l'épaisseur de la jonction, plus l'énergie de Thouless augmente, et plus les niveaux d'énergie du spectre discret, calculés dans le cas d'une jonction longue, s'espacent. Ceci signifie que les énergies du spectre discret deviennent comparables à l'énergie du gap. L'approximation de $\epsilon \ll \Delta$, faite pour le calcul de la jonction longue, n'est plus valable dans le cas d'une jonction courte. Il faut donc revenir à la relation générale du spectre

discret d'énergie 1.53.

Résoudre la relation de dispersion en énergie 1.53 dans le cas général de tous les Z pour une jonction courte demande une analyse qui dépasserait le cadre de cette introduction. Pour cette raison, nous examinerons seulement ici le cas de $Z = 0$, donc celui d'une jonction SNS (SFS) courte. Pour $Z = 0$, la relation 1.53 peut être simplifiée à :

$$\frac{\varepsilon_n \pm E_{ex}}{E_{Th}} = \arccos\left(\frac{\varepsilon_n}{\Delta}\right) \pm \frac{\varphi}{2} + n\pi \quad (1.78)$$

Nous posons :

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_n &= \frac{\varepsilon_n}{\Delta} \\ \bar{E}_{Th} &= \frac{E_{Th}}{\Delta} \\ \bar{E}_{ex} &= \frac{E_{ex}}{\Delta} \end{aligned}$$

Nous obtenons donc :

$$\frac{1}{\bar{E}_{Th}}(\bar{\varepsilon}_n \pm \bar{E}_{ex}) = \arccos(\bar{\varepsilon}_n) \pm \frac{\varphi}{2} + n\pi \quad (1.79)$$

Nous proposons de résoudre cette équation graphiquement pour quelques valeurs de φ afin d'examiner qualitativement les niveaux d'énergie d'une jonction SNS (SFS) courte. Etudions d'abord la jonction SNS.

Les solutions de l'équation 1.78 sont données par l'intersection de la fonction de $\arccos(\bar{\varepsilon}_n) \pm \frac{\varphi}{2} + n\pi$ avec la droite $\frac{1}{\bar{E}_{Th}}(\bar{\varepsilon}_n)$. Nous allons examiner les niveaux d'énergie pour une valeur de l'énergie de Thouless beaucoup plus grande que le gap. Sur la figure 1.13 sont schématisées ces solutions pour les valeurs de phase $\varphi=0$, $\varphi=\pm\pi/2$, $\varphi=\pm\pi$ et $\varphi=\pm3/2\pi$ dans le cas où n est un nombre pair. A partir des points d'intersection de la solution graphique pour ces quatre valeurs de phase φ , on peut schématiser les niveaux d'énergie portant le supercourant pour ceux où n est un nombre pair, qui ont tous la même énergie. D'une manière analogue - mais que nous n'exposons pas ici - on obtient les états pour n nombre impair que nous avons également schématisés sur la figure 1.14. Nous n'exposerons pas à nouveau ici l'analyse du signe du supercourant, qui peut être conduite d'une manière analogue au cas précédemment traité d'une jonction SNS longue. Le signe du supercourant du niveau d'énergie correspondant au terme $+\varphi$ est négatif, le signe du supercourant du niveau d'énergie correspondant au terme $-\varphi$ est positif. Dans la figure 1.14 sont schématisés les niveaux d'énergie pour un nombre n pair. Entre 0 et π , le supercourant est porté par les états pour lesquels n est pair et il est positif, entre π et 2π le supercourant est porté par les états pour lesquels n est impair et il est négatif. Pour les jonctions courtes, l'énergie des états liés est beaucoup plus sensible à la phase : les états

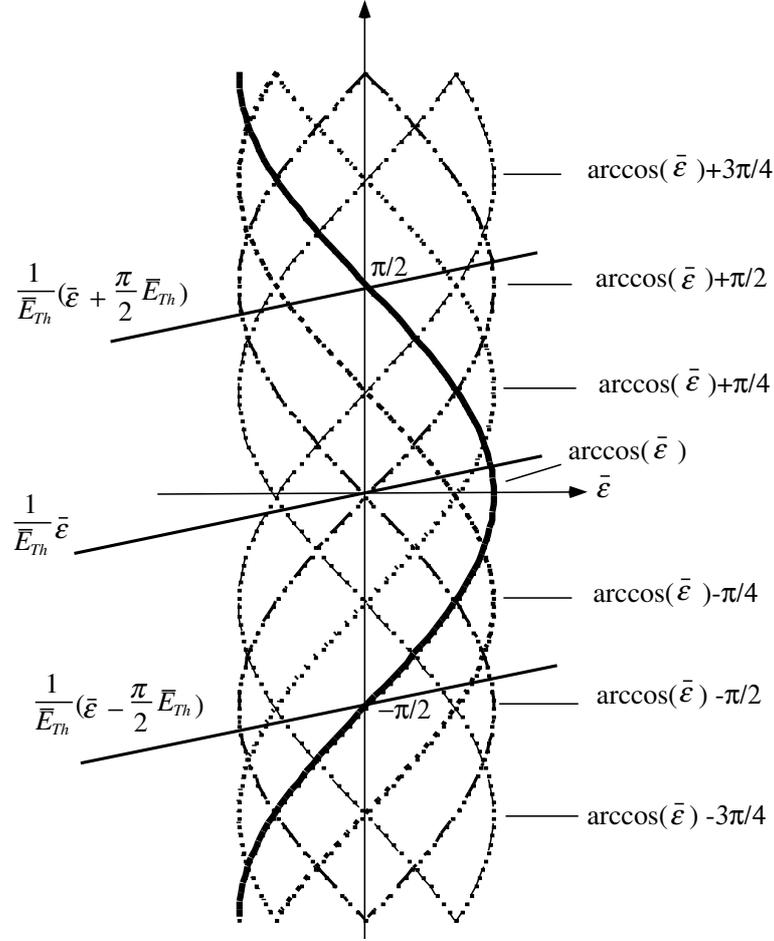


FIG. 1.13: Solution graphique pour les niveaux d'énergie d'une jonction SNS ($E_{ex}=0$) et d'une jonction SFS pour $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$, pour un nombre n pair.

traversent tous le gap quand la phase change de 0 à π .

Quand le métal devient ferromagnétique, il faut tenir compte du décalage entre les bandes de conduction, pour les électrons spins up et spins down, produit par l'énergie d'échange. Dans la solution graphique, ceci s'exprime par un décalage de la droite $\frac{1}{E_{Th}}(\bar{\epsilon})$ en fonction de l'énergie d'échange (voir équation 1.78). Rappelons que l'énergie de Thouless est plus grande que le gap. Pour réaliser une transition de la jonction de 0 à π , il faudrait également une valeur de l'énergie d'échange du même ordre de grandeur. Ceci se voit à partir de la relation :

$$\frac{d_F}{\xi_F} = \frac{\frac{\hbar v_F}{E_{Th}}}{\frac{\hbar v_F}{E_{ex}}} = \frac{E_{ex}}{E_{Th}}$$

Pour la jonction courte, d_F est petite et E_{Th} est plus grande que l'énergie du gap. La transition de la jonction de 0 à π se fait pour une épaisseur de l'ordre de ξ_F . On en déduit que l'énergie d'échange est du même ordre de grandeur que l'énergie de Thouless, donc également supérieure au gap. Ceci signifie que les niveaux d'énergie sont décalés vers le

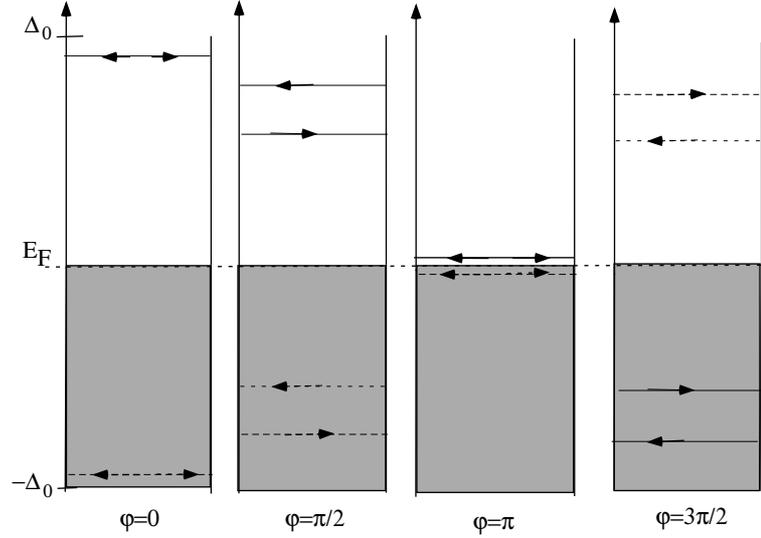


FIG. 1.14: Etats liés dans une jonction SNS courte pour les quatre phases $\varphi=0$, $\varphi=\pm\pi/2$, $\varphi=\pm\pi$ et $\varphi=\pm3/2\pi$. Les états en continu correspondent à un nombre n pair, les états en tirets à un nombre n impair. Entre 0 et π , le supercourant est porté par les états n pair et il est positif, entre π et 2π le supercourant est porté par les états n impair et il est négatif.

spectre du continuum en énergie au-dessus de l'énergie du gap. Mais il y a également des niveaux qui descendent du spectre du continuum au-dessous de l'énergie du gap et forment des états liés. Nous avons examiné la solution graphique pour une valeur de l'énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Nous déterminons donc les points d'intersection de

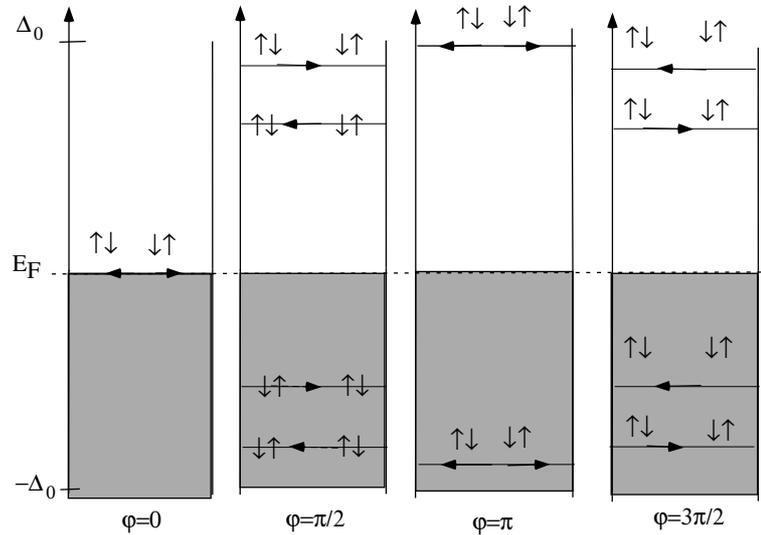


FIG. 1.15: Etats liés dans une jonction SFS courte pour les quatre phases $\varphi=0$, $\varphi=\pm\pi/2$, $\varphi=\pm\pi$ et $\varphi=\pm3/2\pi$ et pour une énergie d'échange de $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$. Les niveaux ($\uparrow\downarrow$) et ($\downarrow\uparrow$) sont dégénérés, également les nombres n pair et impair. Entre 0 et π , le supercourant est négatif, entre π et 2π il est positif.

la fonction $\arccos(\bar{\varepsilon}_n) \pm \frac{\varphi}{2} + n\pi$ avec les deux droites $\frac{1}{E_{Th}}(\bar{\varepsilon}_n \pm \bar{E}_{ex})$ (voir figure 1.13) pour un nombre n pair et impair. Sur la figure 1.15 nous avons exposé les états liés

ainsi déterminés graphiquement pour les différences de phase $\varphi=0$, $\varphi=\pm\pi/2$, $\varphi=\pm\pi$ et $\varphi=\pm3/2\pi$. Pour $E_{ex}=\pi/2E_{Th}$, les niveaux ($\uparrow\downarrow$) et ($\downarrow\uparrow$) sont dégénérés également. On trouve aussi une dégénérescence entre les niveaux n pair et n impair. Nous constatons à nouveau un changement de signe du supercourant total pour toutes les phases φ : entre 0 et π le supercourant est négatif; entre π et 2π il est positif. La jonction est π .

Quand Z diffère de 0, nous nous attendons à ce que les niveaux d'énergie deviennent de plus en plus confinés autour de l'énergie du gap, et de moins en moins sensibles à la phase, à mesure que la hauteur de la barrière augmente. Les caractéristiques de la jonction vont progressivement se rapprocher de celles d'une jonction SIS quand Z augmente. Le courant critique pour une jonction courte SINS (SIFS) est tel que le produit $R_n I_c$ est de l'ordre de l'énergie du gap, car le temps que met une paire de Cooper pour traverser la jonction est plus court de $\tau = \hbar/\Delta$ par rapport à la jonction longue.

Pour une jonction SIS, le supercourant est principalement porté par les états du spectre continu au-dessus de l'énergie du gap car il n'existent pas d'états au-dessous de l'énergie du gap. Néanmoins, Furusaki *et al.* [23] ont montré que, même dans le cas d'une jonction SIS, quand on applique une phase, il y a des états qui descendent au-dessous de l'énergie du gap portant du supercourant. On aura donc toujours des états liés au-dessous de l'énergie du gap qui imposent le signe au supercourant total. La présence d'une énergie d'échange s'exprimera également par la possibilité d'un changement du signe du supercourant. Par ailleurs Tanaka *et al.* [48] ont montré que, dans le cas d'une jonction Supraconducteur/ Isolant ferromagnétique/ Supraconducteur, un changement de signe du supercourant peut être également induit comme dans le cas d'une jonction SIFS, et que ceci peut être expliqué par un décalage des niveaux d'énergie au-dessous de l'énergie du gap, suite à la présence du champ d'échange dans l'isolant.

1.3 Mesures des jonctions π à base de jonctions Josephson ferromagnétiques

La possibilité d'un couplage négatif, au travers d'une jonction SIS contenant des impuretés magnétiques, a été envisagée pour la première fois en 1966 par Kulik [36]. Dans une telle jonction, on peut séparer le supercourant en deux parties : une partie qui interagit avec les impuretés magnétiques et qui contribue avec un signe négatif au supercourant total; et une deuxième partie qui traverse la jonction sans interagir avec les impuretés, contribuant ainsi toujours avec un signe positif. Par conséquent, le courant critique de la jonction devrait être réduit par rapport à une jonction SIS sans impuretés magnétiques.

Par contre, la question de savoir si la partie à signe négatif du supercourant peut devenir plus importante que la partie à signe positif reste ouverte. Jusqu'à ce jour, aucune preuve expérimentale n'a été donnée pour une jonction π à base d'impuretés magnétiques. En 1982, Buzdin *et al.* ont envisagé l'existence d'un couplage π dans des jonctions SFS [15]. Les premières expériences pour mettre en évidence un couplage π dans des structures S/F ont porté sur des mesures de la température critique en fonction de l'épaisseur ferromagnétique dans ces systèmes [46, 40, 32, 4]. Sur la figure 1.16 sont exposés les résultats de Strunk *et al.* [46] et de Jiang *et al.* [32]. L'interprétation du comportement non-monotone de la température critique de ces systèmes est difficile, en termes de couplage π , parce que l'origine de ce comportement peut être expliquée également par un changement de l'état magnétique de la couche de Gd, dont le magnétisme est mal maîtrisé pour des épaisseurs allant jusqu'à une dizaine d'angströms.

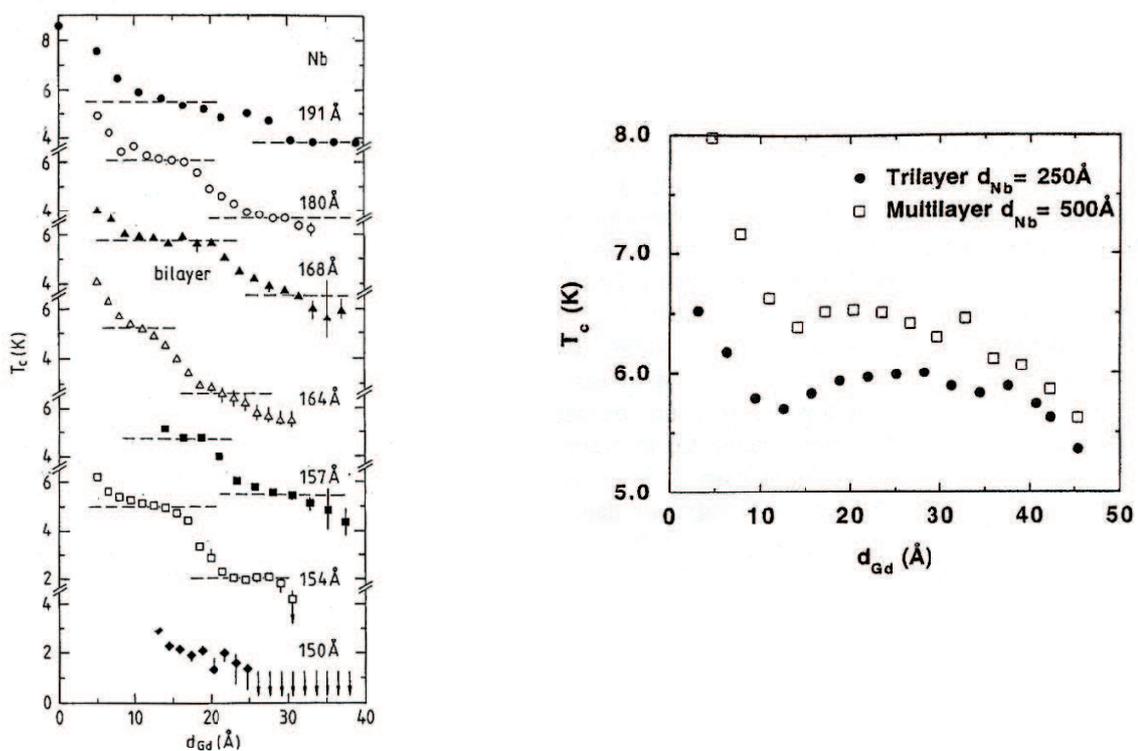


FIG. 1.16: Mesures de la température critique dans des multicouches en Nb/Gd. A gauche : mesures de Strunk *et al.* A droite : résultats de Jiang *et al.* L'interprétation du comportement non-monotone est difficile en termes de couplage π car l'état magnétique de la couche de Gd est mal maîtrisé pour d'aussi faibles épaisseurs.

Les très courtes longueurs de cohérence, de quelques angströms, dans des matériaux ferromagnétiques comme le Gd, le Fe ou le Co [10, 46, 40] nécessitent l'évaporation de couches d'une très faible épaisseur, pour laquelle l'homogénéité, la continuité et le magnétisme sont mal maîtrisés. C'est pourquoi les alliages ferromagnétiques, parce qu'ils offrent la possibi-

lité de diminuer la température de Curie et le champ d'échange, à l'aide de la concentration en impuretés magnétiques diluées dans une matrice non-ferromagnétique, sont mieux adaptés. Les deux alliages ferromagnétiques ainsi analysés en proximité avec le supraconducteur conventionnel qu'est le Nb sont l'alliage ferromagnétique du PdNi et celui du CuNi.

Dans le cas du PdNi, le ferromagnétisme est engendré par l'échange indirect entre les

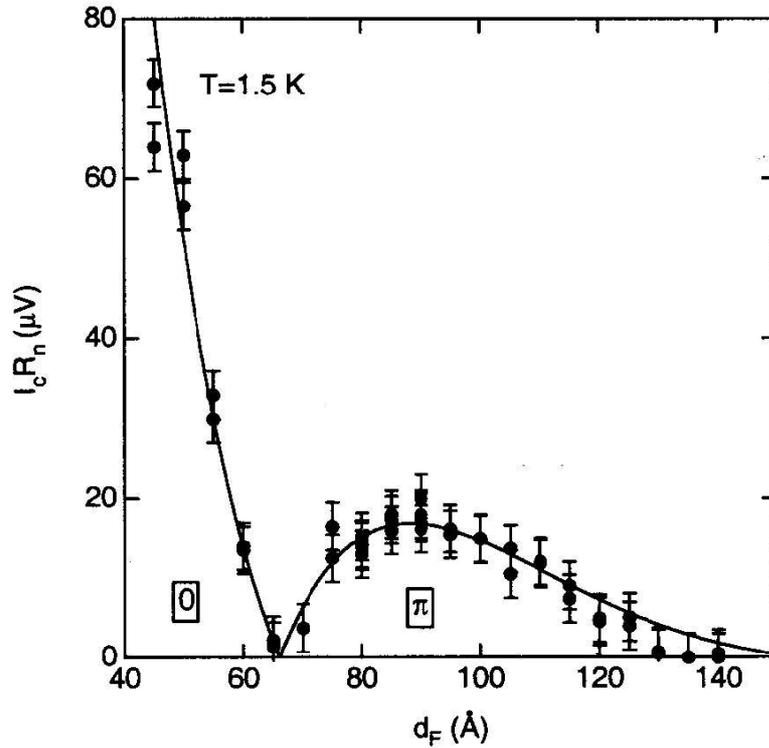


FIG. 1.17: Mesure du couplage Josephson dans une jonction Nb/Al/Al₂O₃/PdNi/Nb, en fonction de l'épaisseur du PdNi, par T. Kontos *et al.* [34]. Le couplage Josephson décroît rapidement, la jonction change de 0 à π quand l'épaisseur de PdNi atteint environ 7nm.

moments magnétiques du Ni au travers de la matrice de Pd qui a une forte susceptibilité paramagnétique. Par suite de la forte susceptibilité de la matrice de Pd, les impuretés magnétiques engendrent un ordre ferromagnétique itinérant, déjà homogène à partir d'une faible concentration de 7% du Ni.

L'alliage de CuNi est une solution solide dans laquelle le cuivre, contrairement au palladium, ne participe pas au magnétisme de l'alliage. La matrice de cuivre dilue uniquement le nickel. Pour des valeurs identiques de l'énergie d'échange, la concentration du Ni dans l'alliage de CuNi est donc plus élevée que dans l'alliage de PdNi. Le ferromagnétisme s'établit au-delà de 45% d'atomes de nickel [45].

Au cours des quatre dernières années, des mesures du couplage Josephson, d'abord dans les jonctions Nb/CuNi/Nb (SFS) par Ryazanov *et al.* [42], confirmées ensuite par H.

Sellier [45], suivies de mesures des jonctions Nb/Al/AlO₃/PdNi/Nb (SIFS) par T. Kontos *et al.* [34], ont mis en évidence un couplage π . Une mesure de courant critique ne permet évidemment pas de déterminer directement le signe du supercourant, car ce signe est imposé par la source de courant. Le changement de signe se manifeste par une annulation du courant critique à la transition $0-\pi$.

Dans le cas des jonctions Nb/Al/Al₂O₃/PdNi/Nb (SIFS), la transition $0-\pi$ est induite en fonction de l'épaisseur ferromagnétique. Dans le modèle des états liés d'une jonction SIFS, ceci revient à inverser le signe du couplage Josephson en fonction de l'énergie de Thouless à une valeur constante de l'énergie d'échange (voir figure 1.9). Les mesures du couplage Josephson dans les jonctions Nb/Al/AlO₃/PdNi/Nb, en fonction de l'épaisseur, sont montrées dans la figure 1.17. La transition de 0 à π se fait par une annulation du courant critique pour une épaisseur de 7nm en PdNi. Pour une épaisseur inférieure, donc pour des énergies de Thouless supérieures, la jonction est 0 ; pour une épaisseur plus grande (et pour des énergies de Thouless inférieures) la jonction est π .

Dans le cas des jonctions en Nb/CuNi/Nb (SFS), la transition $0-\pi$ est induite par la température. Cette transition $0-\pi$ a été mesurée pour la première fois par Ryazanov *et al.* [42] et leurs résultats sont reportés à la figure 1.18. Pour provoquer la transition $0-\pi$ au moyen de la température, l'épaisseur ferromagnétique doit être pratiquement au point d'inversion $0-\pi$ de la courbe $RI_C(d_F/\xi_F) = RI_C(\sqrt{E_{ex}/E_{Th}})$. Dans le modèle d'états d'Andreev liés, une telle transition s'explique par le fait que ces états disparaissent juste au-dessus du niveau de Fermi, sous l'effet des excitations thermiques incohérentes. Pour une jonction SFS, qui est π et qui se trouve proche de la transition $0-\pi$, on peut ainsi faire disparaître le niveau d'énergie le plus bas portant un supercourant négatif en augmentant la température. Le supercourant change donc de signe, de négatif en positif, quand la température s'élève.

Ces mesures ont mis en évidence un couplage π dans ces jonctions. Néanmoins, ces expériences ne donnent pas une mesure directe de la différence de phase intrinsèque de π sur la jonction π .

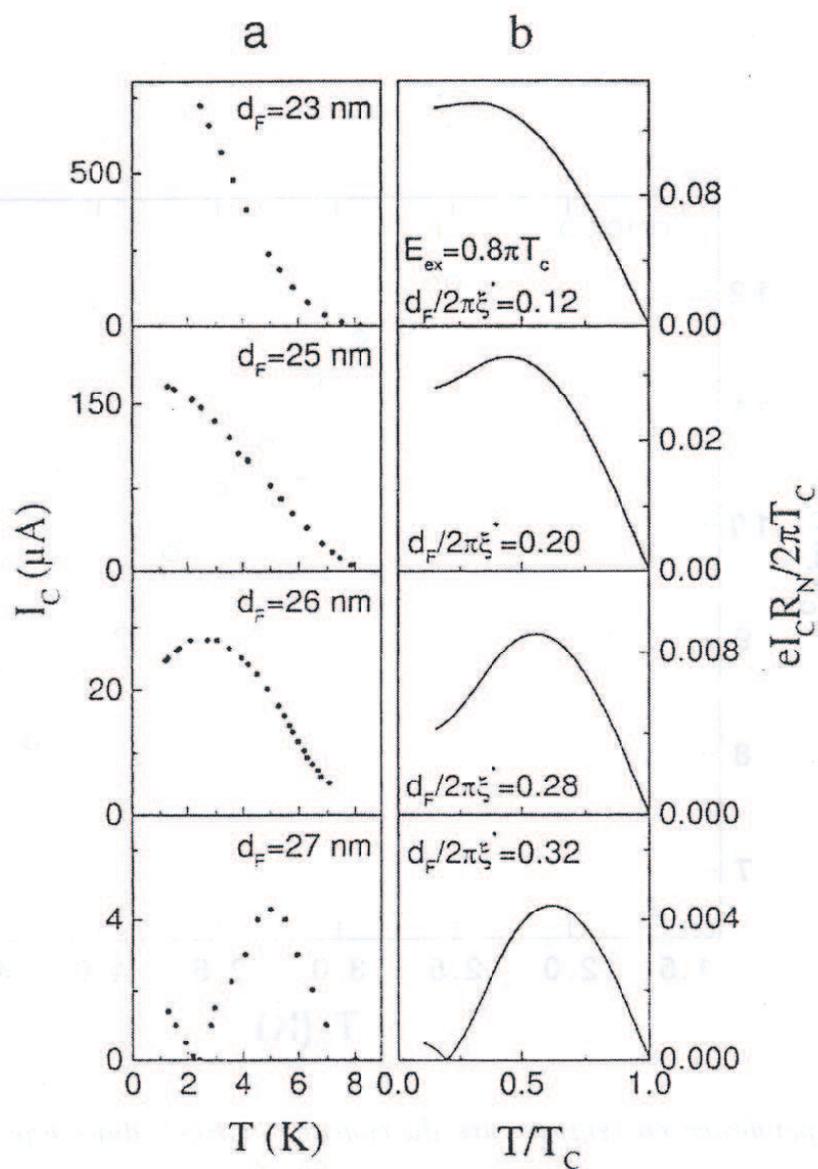


FIG. 1.18: Dépendance du courant critique par rapport à la température dans des jonctions Nb/CuNi/Nb, pour différentes épaisseurs de CuNi, mesurée par Ryazanov *et al.* [42]. La jonction transite de π à 0 en passant par une annulation du courant critique quand la température s'élève.

Chapitre 2

Mesures de la phase supraconductrice dans des systèmes à couplage π

Notre intention consistait à mettre en oeuvre une mesure de type SQUID permettant de déterminer directement la différence de phase intrinsèque d'une jonction π . Dans notre cas, la transition $0-\pi$ est induite par l'épaisseur ferromagnétique. Nous donnons dans ce chapitre un résumé des travaux sur des mesures directes de la phase supraconductrice (ce qui est équivalent à mesurer le signe du supercourant) tant dans des systèmes S/F que dans d'autres systèmes à couplage π , comme des supraconducteurs à haute température critique ou des jonctions Josephson SNS dans lesquelles la direction du courant peut être inversée par l'application d'une tension transverse.

2.1 Couplage π dans les supraconducteurs à haute température critique

Une mesure directe du signe du courant ou d'une différence de phase intrinsèque sur une jonction π est possible avec un Superconducting QUantum Interference Device (SQUID). L'élément-clé de cette expérience est que le flux magnétique pénétrant la boucle du SQUID est directement lié à la phase supraconductrice sur le contour de cette boucle. La fonction d'onde du supraconducteur doit être univaluée, ce qui entraîne pour la phase sur le contour

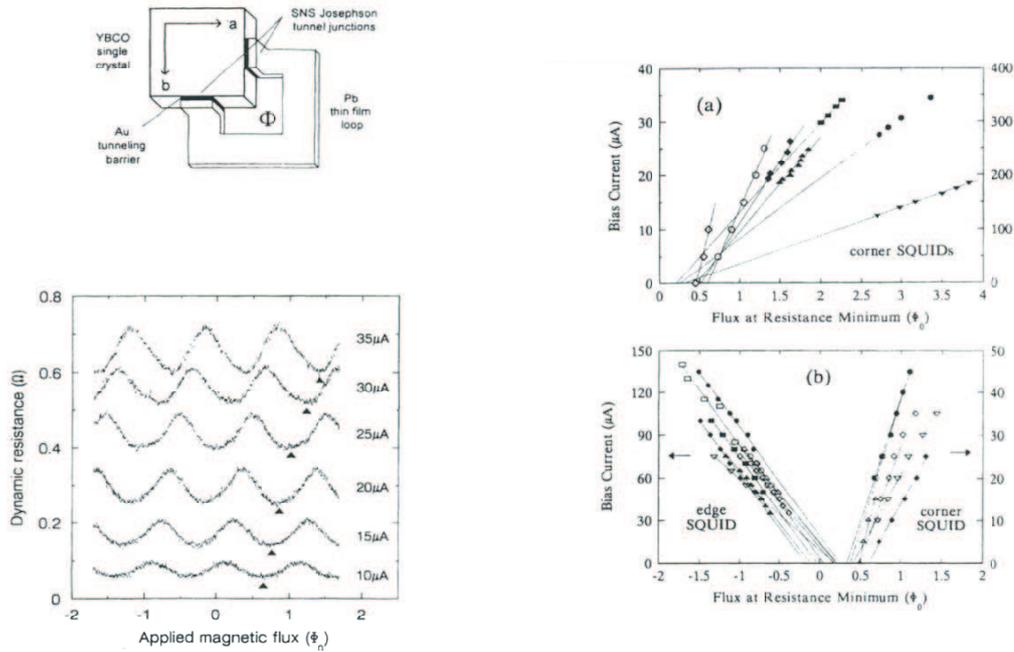


FIG. 2.1: Détermination expérimentale de la symétrie du paramètre d'ordre supraconducteur dans YBCO, par des mesures SQUIDS dc en YBCO-Pb [55, 27]. En haut, à gauche : schéma d'un corner SQUID π . Les deux jonctions du SQUID sont formées de deux surfaces du cristal perpendiculaires qui ont ainsi des signes du paramètre d'ordre opposés. A gauche, en bas : dépendance de la résistance dynamique en fonction du flux magnétique appliqué, pour différents courants dc. A droite : en haut, extrapolation du minimum de la résistance dynamique jusqu'à l'annulation du courant dc, en fonction du flux appliqué pour différents corner SQUIDS π . En bas, extrapolation du minimum de la résistance dynamique, jusqu'à l'annulation du courant dc, en fonction du flux appliqué, pour un corner et un edge SQUID sur le même cristal. Les différentes courbes correspondent à divers refroidissements de l'échantillon.

de la boucle une équation de condition qui est à l'origine d'une dépendance périodique du courant critique du SQUID en fonction du champ magnétique appliqué (voir chapitre SQUIDS π). Les mesures des caractéristiques du courant critique du SQUID, en fonction du champ magnétique appliqué, donnent donc une mesure directe des éventuelles différences de phase intrinsèque sur une jonction dans la boucle. Notamment un SQUID π , dont une des deux jonctions est une jonction π , montre une courbe $I_c(B)$ décalée d'un demi-quantum de flux par rapport à un SQUID 0 (voir chapitre SQUIDS π).

L'existence d'un couplage π a été observée pour la première fois dans les supraconducteurs à haute température critique, et attribuée à un changement de signe du paramètre d'ordre supraconducteur en fonction de la direction dans l'espace k . Les premières expériences mesurant directement le signe du paramètre d'ordre dans des monocristaux de YBCO ont été effectuées par Wollman, Harlingen *et al.* [55, 27]. Dans cette expérience, les deux jonctions tunnel SNS du SQUID ont été formées sur deux surfaces perpendiculaires d'un monocristal de YBCO. La boucle du SQUID était fermée d'un côté par le cristal et de l'autre par un film en plomb, comme il est montré sur la figure 2.1.

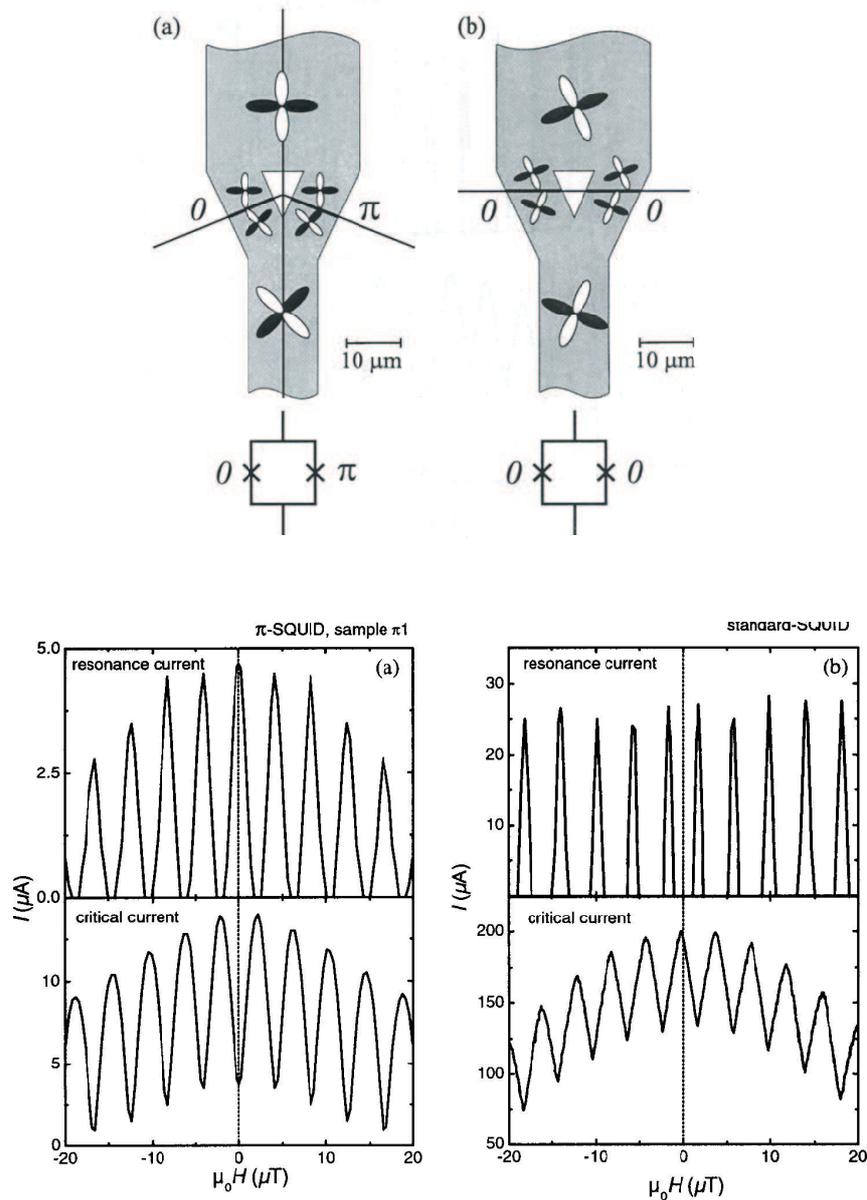


FIG. 2.2: YBCO- SQUID π [17]. En haut : schéma d'un SQUID π et d'un SQUID 0. Dans chacun des deux cas, les deux jonctions sont formées par des joints de grain orientés à 45° $[001]$. En bas : dépendance du maximum du courant de résonance et du courant critique en fonction du champ appliqué. La mesure, qui est une mesure en champ absolu, montre bien le maximum du courant critique à champ nul pour un SQUID 0, tandis que pour le SQUID π le courant critique est minimum à champ nul.

La figure 2.1 montre la variation de la résistance dynamique du SQUID, en fonction du champ appliqué, pour différents courants dc. Le décalage des courbes, lorsqu'on augmente l'intensité du courant dc, s'explique par le flux supplémentaire qui se crée dans la boucle du SQUID et qui est dû à une différence entre les courants critiques des deux jonctions. La figure 2.1 montre également des extrapolations du minimum de la résistance jusqu'à l'annulation du courant dc, en fonction du champ appliqué, pour différents SQUIDs π . Les

extrapolations de la résistance dynamique tendent toutes vers un demi-quantum de flux $\phi_0/2$ pour les corner SQUIDS (SQUIDS π) tandis que les mêmes extrapolations pour les edge SQUIDS (SQUIDS 0) tendent vers un flux zéro. Ces mesures ont montré la symétrie $d_{x^2-y^2}$ du paramètre d'ordre supraconducteur dans des cristaux YBCO. Plus récemment a été réalisé, par Chesca *et al.* [17], un SQUID π uniquement à base de cristaux YBCO. Le schéma de leur SQUID et leurs mesures des spectres de diffraction sont montrés sur la figure 2.2. Les deux jonctions du SQUID sont deux jonctions Josephson bicristallines formées par des microponts supraconducteurs entre des joints de grains d'une orientation de $45^\circ[001]$.

2.2 Couplage π dans une jonction SNS

Un couplage π peut être induit également dans une jonction SNS, en appliquant une tension perpendiculaire au courant traversant la jonction [6]. Cette tension transverse de contrôle induit une situation hors-équilibre qui change la fonction de distribution des électrons. Ainsi, à partir d'une certaine valeur de tension, la contribution négative de la densité spectrale du supercourant domine la contribution positive, et le courant total devient négatif. Baselmans *et al.* [7] ont démontré l'existence d'un courant négatif, ainsi induit par une tension transverse à la jonction, au moyen d'une mesure de SQUID qui est représentée sur la figure 2.3. Le spectre de diffraction se décale d'un demi-quantum de flux quand la tension atteint une valeur de seuil pour laquelle le courant traversant la jonction change de signe.

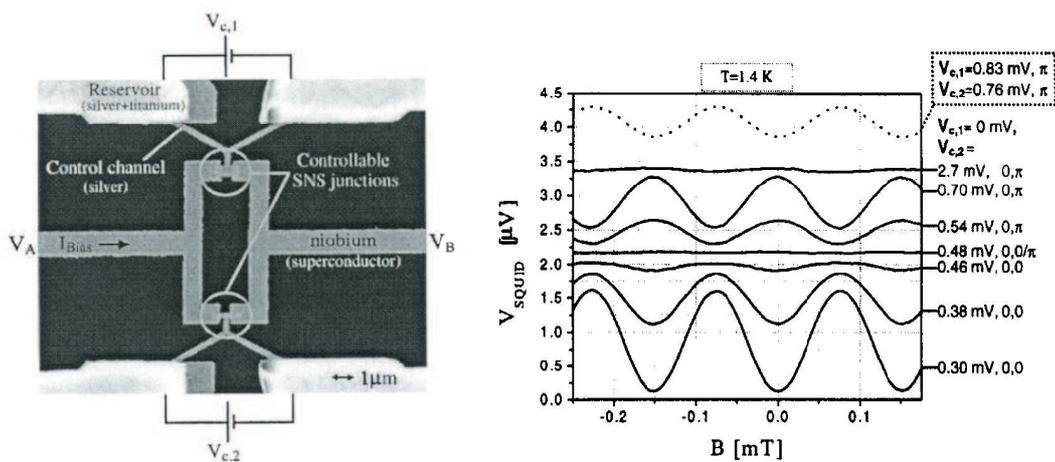


FIG. 2.3: Couplage π à base d'une jonction SNS, contrôlé par une tension perpendiculaire au courant traversant la jonction [7]. A gauche : photo de l'échantillon. A droite : mesures de la tension sur le SQUID en fonction du flux magnétique pénétrant la boucle, pour différentes tensions sur les deux jonctions SNS.

2.3 Couplage π dans une jonction SFS

Pour un couplage π à base de jonctions SFS, la seule expérience mesurant directement le signe du courant faite avant cette thèse a consisté en des mesures du courant critique en fonction du champ magnétique $I_c(B)$ dans un réseau frustré de cinq jonctions Nb/CuNi/Nb identiques (voir figure 2.4). Cette expérience, réalisée par Ryazanov *et al.* [43], met en évidence un décalage d'un demi-quantum de flux dans la figure de diffraction du réseau, en fonction du champ magnétique, quand la température fait passer la jonction de 0 à π . Le spectre de diffraction est la superposition du spectre de diffraction du triangle et

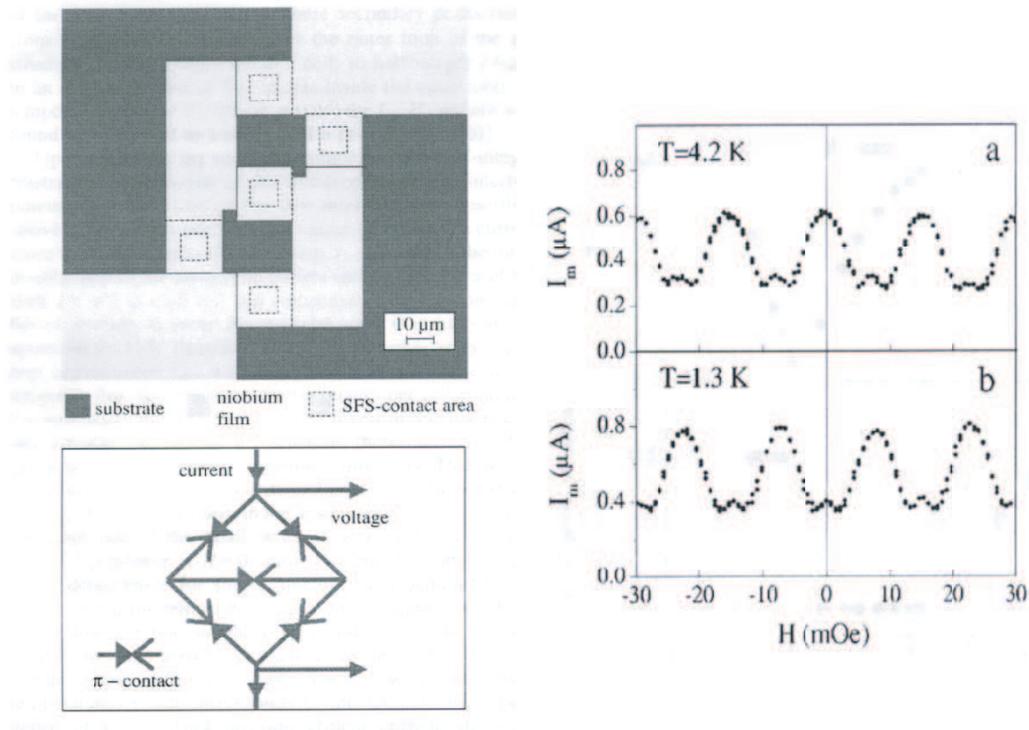


FIG. 2.4: Mesure du signe négatif du supercourant dans des jonctions Nb/CuNi/Nb [43]. A gauche : schéma du réseau frustré des cinq jonctions. A droite : figure d'interférence en fonction du champ magnétique appliqué. Il s'agit d'une mesure en champ absolu. A $T=4.2\text{ K}$, la jonction est 0 ; à $T=1.3\text{ K}$, la jonction est π .

du carré formé par les deux triangles (voir le schéma du réseau sur la figure 2.4), car le flux est quantifié d'une part dans chaque triangle et d'autre part dans le carré. Dans le spectre de diffraction, la quantification du flux donne lieu à une période d'oscillation deux fois plus grande dans chacun des deux triangles que dans le carré. Quand les jonctions sont π , la valeur de la phase sur le contour du triangle est 3π . Le spectre de diffraction du triangle se décale donc d'un demi-quantum de flux par rapport à la situation où toutes les jonctions sont zéro. Par contre, le spectre de diffraction du carré a toujours le maximum du courant critique à zéro champ parce que, quand toutes les jonctions sont π , la valeur

de la phase sur le contour du carré est 2π . Cette expérience confirme l'interprétation du couplage Josephson en fonction de la température en tant que transition entre l'état 0 et l'état π de la jonction (voir figure 1.18).

Chapitre 3

Mesures de transport dans les jonctions SFS

Nous exposons dans ce chapitre nos résultats des mesures de transport dans les jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb (SFS). L'objectif a été de mettre en évidence une transition 0 à π induite par la température, telle que l'a montrée V. Ryazanov, et que l'a confirmée H. Sellier [45] dans les jonctions Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb. Nous n'avons pas pu mettre en évidence cette transition car, dans nos jonctions, les spectres de Fraunhofer se sont révélés d'une très mauvaise qualité, phénomène dont nous allons étudier également l'origine.

3.1 Dispositif de mesure

La mesure, en courant perpendiculaire, des courants critiques des jonctions métalliques SFS ou SNS, sans barrière isolante, nécessite un dispositif permettant la mesure de faibles tensions de l'ordre du picovolt. Ceci est lié, d'une part, à la faible résistance de la couche métallique $R_N = \rho_N * l/S$, avec l de l'ordre du nanomètre et une taille de jonctions de $100*100\mu m^2$, et d'autre part à la faible résistance d'interface N/S qui varie typiquement entre $10^{-4}\mu\Omega cm^2$ et $10^{-8}\mu\Omega cm^2$. Pour effectuer ces mesures, nous disposons de deux dispositifs expérimentaux, le premier étant constitué de hacheurs supraconducteurs et réalisant une mesure en courant continu ; le deuxième étant à base d'un courant de mesure alternatif. Nous allons expliquer les principes de ces deux mesures.

3.1.1 Mesure en courant continu avec des hacheurs supraconducteurs

Un courant continu traverse l'échantillon et une tension continue apparaît à ses bornes. Cette tension étant très faible (de l'ordre du nanovolt), elle doit être amplifiée à basse température aussi près de l'échantillon que possible, afin d'éviter l'apparition de tensions thermoélectriques parasites qui pourraient devenir rapidement plus grandes que le signal à mesurer. Pour pouvoir amplifier cette tension continue, elle est transformée en tension alternative grâce à un hacheur supraconducteur, constitué par un pont supraconducteur dont deux branches sont rendues alternativement résistives par chauffage. La transition résistive des branches est assurée par le rayonnement infrarouge (longueur d'onde : 940 nm) de diodes électroluminescentes. Leurs radiations sont transmises par des guides optiques. Ce dispositif élimine tout effet de couplage entre le circuit de mesure et les circuits de

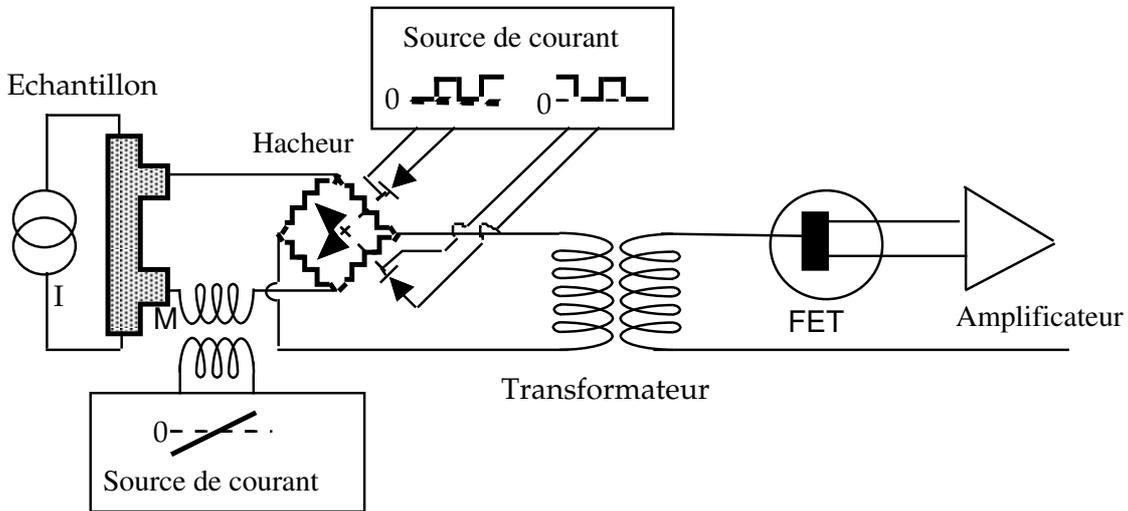


FIG. 3.1: Schéma de principe pour la mesure en courant continu

commande du hacheur, ce qui n'est pas le cas pour les hacheurs conventionnels, où la transition est assurée soit par des résistances chauffantes placées en contact direct avec le pont, soit par l'application d'un champ magnétique. Les conditions d'optimisation et de réalisation du dispositif, ainsi que ses réglages, sont présentées en détail dans la thèse de Y.N.G. Tong au CRTBT [50].

La tension alternative, obtenue par hachage, est amplifiée par un transformateur de rapport 25 000, fonctionnant à $T=4.2\text{K}$, qui permet de réaliser l'adaptation d'impédance du dispositif. Cette tension est amplifiée une deuxième fois par un amplificateur à bas bruit, utilisant un transistor à effet de champ fonctionnant à 150 K. Le bruit du FET est ainsi réduit d'un facteur 3 par rapport à sa valeur à 300 K. Enfin, le signal est mesuré par une détection synchrone calée sur la fréquence de commutation des diodes électroluminescentes

(30 Hz). Le circuit de mesure complet est schématisé sur la figure 3.1. La mutuelle inductance M , placée avant le hacheur, permet de mesurer le gain total du circuit de mesure. Dans ce but, une rampe de courant est appliquée au primaire de cette mutuelle, ce qui crée une tension continue aux bornes de son secondaire. Connaissant la valeur de la mutuelle, ainsi que la pente de la rampe de courant que l'on applique à son primaire, nous connaissons la tension continue injectée en amont du hacheur (tension d'entrée). Nous mesurons l'amplitude de la tension de sortie du circuit de détection : nous en déduisons alors le gain exact du circuit complet.

Ce dispositif est monté dans un réfrigérateur à dilution. L'échantillon est relié au point froid de ce cryostat (température limite : 30 mK) grâce à une fuite thermique calibrée et sa température est régulée par chauffage. Autour du porte-échantillon se trouve une petite bobine supraconductrice permettant de soumettre l'échantillon à un champ magnétique. Son champ magnétique est homogène, à 1% près, sur 3mm de haut et 3mm de diamètre, avec un H/I valant 1803 Oe/A. Cette bobine est placée sous vide et thermiquement reliée au point froid du réfrigérateur à dilution. Le courant maximum admissible est 4A. Aussi le champ maximum qu'elle peut délivrer est-il de 7.2 kOe. Le transformateur, la mutuelle inductance, et le hacheur supraconducteur sont situés à environ 40cm de l'échantillon, dans le réservoir d'hélium à 4.2K du réfrigérateur à dilution. Ils sont placés dans un écran de plomb (supraconducteur à 4.2K) qui les protège du champ magnétique extérieur.

3.1.2 Mesure en courant alternatif

La mesure de faibles résistances, jusqu'à 0.1 n Ω , avec ce dispositif a été développée dans la thèse de P. Dauguet [18] et a déjà été appliquée à l'étude de la magnétorésistance géante des multicouches magnétiques. L'originalité de ce système réside dans la mesure de faibles tensions en courant alternatif. Ainsi, la mesure ne nécessite pas de picovoltmètres qui se servent de hacheurs ou de SQUIDs. A basse température, l'avantage des méthodes alternatives, par rapport aux méthodes continues, est de permettre d'éliminer les problèmes liés aux tensions thermoélectriques parasites. Le désavantage, c'est que des problèmes dus aux couplages parasites des différents circuits apparaissent en alternatif (couplage capacitifs et inductifs).

Le dispositif expérimental de mesure que nous avons utilisé est exposé à la figure 3.2. Nous allons décrire brièvement son principe et les appareils électroniques utilisés :

1. Des jonctions ou des super-réseaux S/F n'avaient pas encore été mesurés avec ce

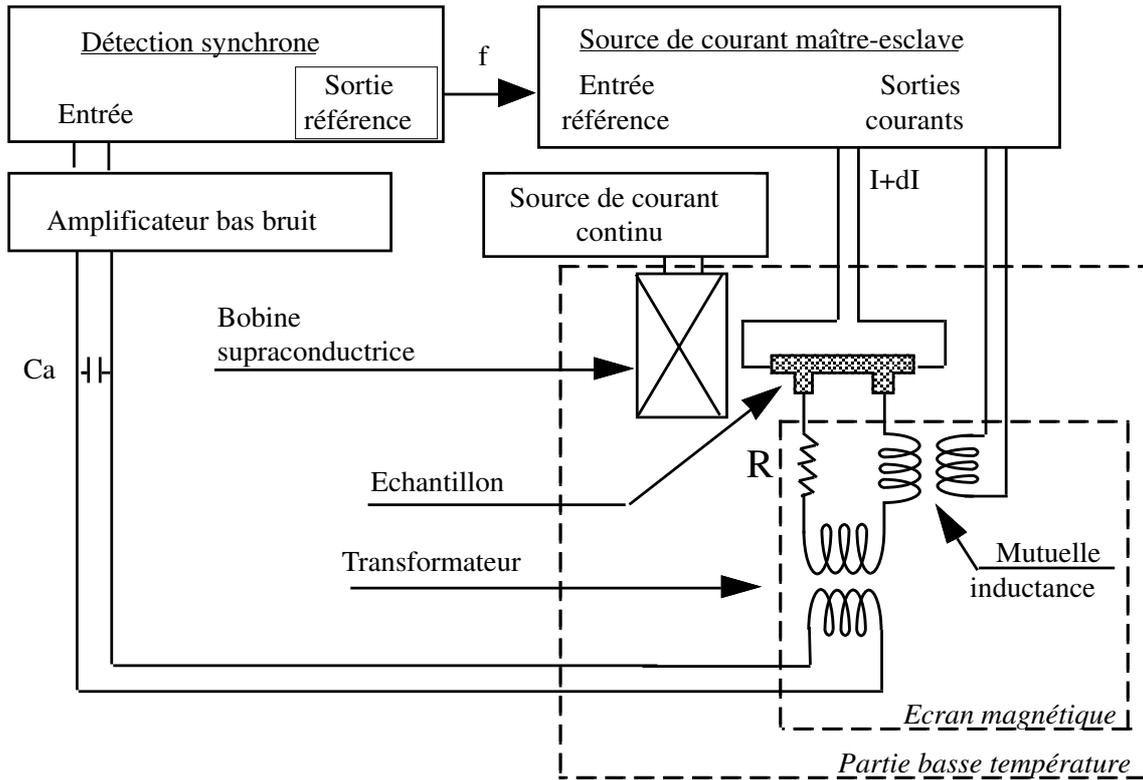


FIG. 3.2: Schéma de principe pour la mesure en courant alternatif

dispositif avant le début de cette thèse. Nous avons donc adapté le circuit de mesure et le logiciel informatique pour mesurer des transitions supraconducteur/normal. La transition de l'état supraconducteur à l'état normal d'une jonction ne pourrait pas être mesurée uniquement à partir d'un courant alternatif, car une modulation $dI > I_c$ ferait transiter constamment la jonction, ce qui rendrait une mesure de courant critique impossible. On applique donc une superposition entre un courant continu I_{dc} variable, qui fait transiter la jonction, et un courant alternatif dI_{ac} , qui sert à mesurer la résistance dV/dI en fonction du courant continu appliqué. L'amplitude du courant alternatif varie entre $1\mu A$ et $100\mu A$ suivant l'intensité du courant critique de la jonction. Ainsi le courant critique de la jonction est déterminé à partir de la courbe de $dV_{ac}/dI_{ac}(I_{dc})$. Avec la mesure en courant alternatif, on obtient donc la dérivée $dV/dI(I)$ de la courbe $I(V)$ qui, elle, peut être seulement mesurée directement en courant continu à l'aide des hacheurs supraconducteurs. Une résistance $R = 0.1m\Omega$ est montée en série avec le transformateur et assure que le courant de polarisation traverse l'échantillon même quand celui-ci est résistif. Les résistances mesurées des jonctions varient entre $0.1\mu\Omega$ et $10\mu\Omega$. Pour le courant alternatif, ce problème ne se pose pas car l'impédance du transformateur est beaucoup plus grande que celle de l'échantillon. Une courbe $dV/dI(I)$ typique est donnée dans la figure 3.3. L'insert

montre la $V(I)$ de cette jonction, obtenue par intégration de la courbe de mesure. La tension aux bornes de la jonction à l'état normal est de l'ordre du nanovolt.

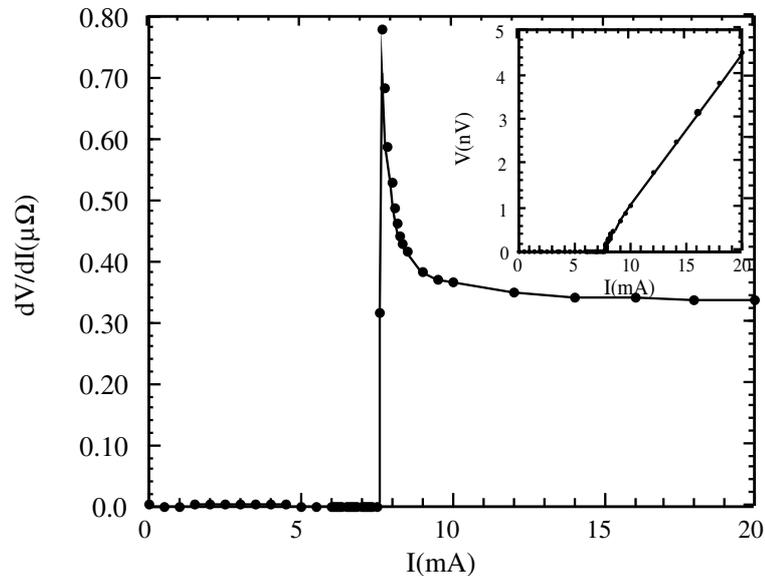


FIG. 3.3: Transition d'une jonction Nb/PdNi/Nb, avec une concentration de 7% de Ni à $T=6$ K, de l'état supraconducteur à l'état normal. L'insert montre la courbe de $V(I)$ obtenue par intégration de la courbe de mesure $dV/dI(I)$.

2. Le champ magnétique continu H est généré par une bobine supraconductrice. Elle a été conçue et réalisée au laboratoire pour créer un champ de 8 Tesla au maximum, homogène à $4 \cdot 10^{-4}$ près en son centre, sur 6 cm de hauteur et 2 cm de diamètre (grâce à une géométrie des enroulements comprenant une encoche de compensation). Son H/I vaut 1 020 Oe/A. Elle est montée dans l'enceinte à hélium du cryostat. Son diamètre intérieur est de 75 mm, sa hauteur de 150 mm. Pour les mesures de spectres de Fraunhofer $I_c(B)$, qui nécessitent de faibles champs d'environ d'une dizaine de Gauss, la bobine est alimentée par une source de courant, faite également au laboratoire, et qui débite de faibles courants (entre $0.1 \mu\text{A}$ et 100mA) avec une grande stabilité.
3. La source de courant, qui polarise l'échantillon, est pilotée par un convertisseur numérique analogique disponible sur la détection synchrone. Elle a été conçue au laboratoire de façon à débiter soit un courant continu, soit un courant alternatif, soit encore la superposition des deux.
4. Le transformateur a un rapport 25 000. Il est placé dans le bain d'hélium pour réduire son bruit thermique.
5. L'amplificateur fonctionne à température ambiante avec un FET bas bruit. Son gain est de 100.

6. La détection synchrone numérique est utilisée pour détecter le signal.
7. Le cryostat est un cryostat classique avec une garde d'azote liquide. L'échantillon est monté dans une canne de mesure qui peut être introduite ou retirée sans réchauffer le cryostat et la bobine de champ. Les connections électroniques de cette canne de mesure à 1K ont été effectuées durant mon stage de DEA. La canne est équipée d'une petite boîte à 1K qui permet d'atteindre une température de $T=1.2\text{K}$. Cette boîte à 1K peut être remplie d'hélium par une vanne qui se trouve à l'extérieur du calorimètre. Pendant cette thèse, nous avons également monté une vanne électrique pour assurer une alimentation de la boîte à 1 K en continu. Le grand avantage de cette canne est de permettre un changement facile et rapide de l'échantillon, en ouvrant simplement le hublot qui y donne accès, sans toucher à l'électronique.

3.2 *Choix des matériaux*

Nous avons choisi le niobium comme supraconducteur, de préférence à l'aluminium, car il permet de faire des mesures dans notre cryostat avec la canne à 1K, en évitant ainsi de devoir toujours recourir au cryostat à dilution. Comme nous l'avons exposé dans l'introduction, les expériences menées sur des jonctions SFS avec des matériaux ferromagnétiques comme le Fe, le Gd ou le Co, ont montré que la supraconductivité pénètre dans ces matériaux sur quelques angströms, du fait d'une grande énergie d'échange de l'ordre de 1eV. La fabrication de couches d'une telle épaisseur, homogène et continue, tout en maîtrisant également l'état magnétique, est toujours difficile. Nous avons donc choisi un alliage magnétique, le PdNi, qui permet de contrôler la valeur de l'énergie d'échange ainsi que la température de Curie suivant la concentration du Ni dans la matrice de Pd. Le Pd est un métal noble, facile à évaporer et qui s'oxyde peu. En plus, la forte susceptibilité paramagnétique du Pd engendre un magnétisme itinérant homogène qui apparaît déjà pour de faibles concentrations en Ni. Tous nos échantillons ont été évaporés au CSNSM (Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse) par M. Aprili. Une caractérisation magnétique très détaillée des couches de PdNi a été effectuée durant la thèse de T. Kontos [33]. Nous nous contentons ici de rappeler brièvement les plus importants résultats de cette caractérisation magnétique, basée sur des mesures SQUID, des mesures de l'effet Hall extraordinaire et des mesures MOKE (Magneto-Optical-Kerr-Effect).

Lorsque la concentration du nickel est supérieure à 2.5%, un ordre ferromagnétique apparaît. Les mesures d'aimantation montrent que le magnétisme de l'alliage PdNi n'est pas homogène pour des concentrations inférieures à 5%. A partir de concentrations à 7%,

un cycle d'hystérésis apparaît qui devient de plus en plus carré pour des concentrations supérieures à 10%. A 12% de Ni, l'aimantation rémanente n'est pas très différente de l'aimantation à saturation. Pour cette concentration, le champ coercitif est de 120mT et pratiquement indépendant de l'épaisseur de la couche de PdNi.

La température de Curie de l'alliage a été déterminée par des mesures SQUID et des mesures de l'effet Hall extraordinaire. Pour l'alliage massif, avec une concentration de 10% de Ni, la température de Curie est de l'ordre de 180K, et pour 16% de Ni elle augmente à 220K. Par contre, pour l'alliage déposé en couche mince, la température de Curie varie de 70K à 200K pour des épaisseurs allant de 5 à 14 nm, et pour des concentrations de l'ordre de 10 à 16%.

L'énergie d'échange peut être estimée par des mesures de l'aimantation, en considérant le modèle de Stoner à $M \approx \mu_B E_{ex} \chi$, où χ est la susceptibilité du Pd, si l'on néglige la contribution des moments magnétique de Ni. Dans un alliage de PdNi à 10%, l'énergie d'échange est de l'ordre de 10meV [8], correspondant à une longueur de cohérence de $\xi_F = \sqrt{\hbar D / E_{ex}} = 4.5\text{nm}$, ce qui est un ordre de grandeur plus grand que pour les éléments ferromagnétiques tels que le Fe, Ni ou Co. En plus, les mesures de conductance tunnel à T=300mK sur des structures Al/Al₂O₃/Pd_{1-x}Ni_x/Nb faites par Takis Kontos montrent également que l'énergie d'échange varie linéairement en fonction de la concentration du Ni dans les couches d'une épaisseur de 5nm.

Nous ne connaissons pas l'orientation de l'aimantation dans les couches minces de PdNi, mais autant les mesures de l'effet Hall extraordinaire que les mesures MOKE suggèrent une composante perpendiculaire à la couche de PdNi non négligeable.

3.3 Fabrication des jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb

Les jonctions sont évaporées par canons à électrons utilisant des masques mécaniques, au CSNSM, dans un bâti à ultravide. A l'aide d'un manège tournant, on peut faire évaporer simultanément 4 plaquettes contenant 8 jonctions. Sous un vide de 10⁻⁹ Torr, atteint après étuvage du bâti, on bombarde la cible de métal à évaporer par un faisceau d'électrons. Les atomes se déposent sur le substrat suivant les motifs mécaniques qui lui sont superposés. On contrôle l'épaisseur de la couche déposée par la fréquence de résonance d'un cristal de quartz. Pour l'évaporation des jonctions, trois cibles sont utilisées, une de PdNi, une de Nb et une de SiO. La cible de PdNi, un lingot contenant 12% at de Ni, est fabriquée au CRTBT dans un four H.F. L'évaporation des échantillons se fait en plusieurs étapes. D'abord, on pose une couche de SiO sur la plaquette de Si. Ensuite, on évapore une couche de Nb.

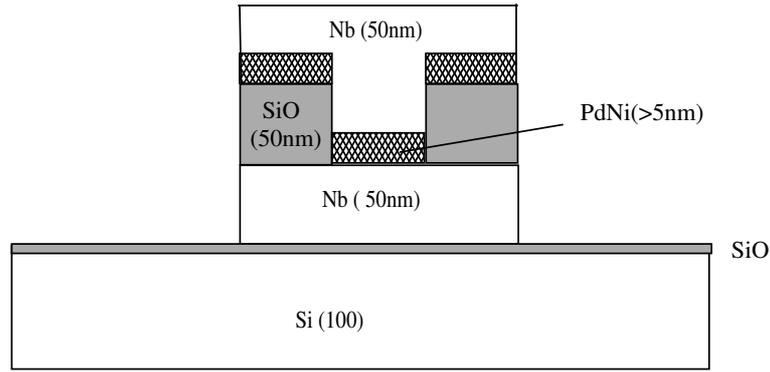


FIG. 3.4: Jonction vue en coupe

Pour définir la taille de la jonction, une fenêtre de SiO de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ est évaporée, suivie par l'évaporation de la couche de PdNi. Puis une contre-électrode de Nb est à nouveau évaporée. Sur une plaquette de Si (taille $2 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$), on dépose 4 binômes de jonctions. Une coupe de la jonction est montrée sur la figure 3.4.

3.4 Mesures du courant critique en fonction du champ magnétique et de la température

3.4.1 Caractéristique des jonctions Nb/Pd/Nb

Les jonctions épaisses de 25, 35 et 50nm de Pd ont des courants critiques supérieurs à 40mA pour une température de 4K. Pour ces courants critiques, la longueur Josephson

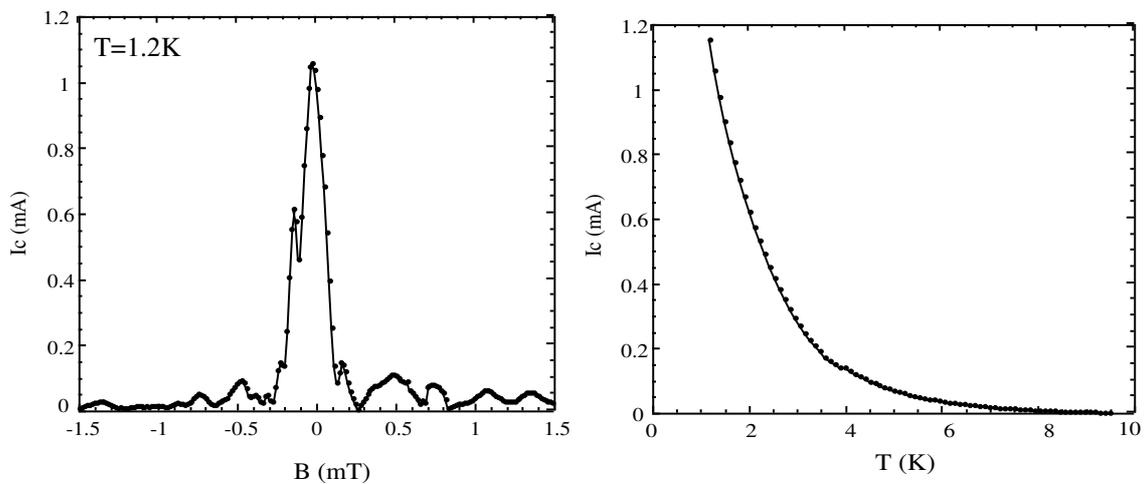


FIG. 3.5: A gauche : caractéristique $I_c(B)$ d'une jonction Nb/Pd(200nm)/Nb. A droite : évolution du courant critique en fonction de la température

$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 l J_c}}$ (où $l=2\lambda_L+d_{\text{PdNi}}$ est la longueur sur laquelle pénètre un champ magnétique appliqué parallèlement aux couches de la jonction ; et J_c la densité du courant critique) est de $30 \mu\text{m}$. La jonction est en limite longue car $\lambda_J < L$, L étant la largeur de la jonction qui est dans notre cas $100 \mu\text{m}$. La longueur Josephson joue le rôle d'une longueur effective de pénétration du champ magnétique dans la jonction. Quand $\lambda_J < L$ (jonction longue), le champ magnétique pénétrant la jonction n'est pas homogène ; mais quand $\lambda_J > L$ (jonction courte), le champ magnétique pénétrant la jonction est homogène. Pour la mesure d'un spectre de diffraction en forme de sinus cardinal, il est indispensable que la jonction soit en limite courte. Si la jonction est en limite longue, l'hétérogénéité du champ magnétique crée une densité de courant hétérogène, résultant dans un spectre de diffraction de la jonction qui ne suit pas la forme d'un sinus cardinal.

C'est seulement pour une épaisseur de 200nm de Pd que le courant critique des jonctions devient de l'ordre de 1mA . Leurs caractéristiques $I_c(B)$ et $I_c(T)$ sont montrées dans la figure 3.5. Le spectre de Fraunhofer ne suit pas la courbe d'un sinus cardinal, mais on met cependant en évidence des oscillations avec un maximum très pointu à zéro champ. Pour la caractéristique $I_c(T)$, nous trouvons près de T_c un comportement

$$I_c \propto (T_c - T)^{1.8}$$

ce qui correspond bien à la dépendance quadratique du courant critique en fonction de la température qu'on attend pour une jonction SNS.

3.4.2 Limite longue des jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb

Dans l'ensemble, nous avons mesuré une trentaine des jonctions Nb/PdNi/Nb avec des concentrations allant de 7 à 14.5 % et des épaisseurs allant de 5 nm à 40 nm. Jusqu'à une épaisseur de 30 nm, toutes les jonctions, indépendamment de leur concentration, ont des courants critiques très élevés, d'une dizaine de mA, voire plus, à $T=1\text{K}$. Pour les jonctions d'une épaisseur de 20 nm et d'une concentration de 10%, on trouve même des courants critique de l'ordre de 60 mA à $T=7\text{K}$. La valeur élevée du courant critique rend sa mesure à des températures inférieures impossible, à cause de la transition des fils d'aménée du courant. L'intensité élevée des courants critiques résulte dans des longueurs de Josephson de l'ordre de $50\mu\text{m}$, voire inférieures. Ces jonctions sont donc en limite longue, et l'hétérogénéité de la densité du courant est à l'origine du fait que les caractéristiques $I_c(B)$, non seulement ne suivent pas la loi d'un sinus cardinal, mais n'oscillent même pas sous l'application d'un champ magnétique parallèle à la couche de PdNi. Deux résultats typiques pour des jonctions en limite longue sont représentés dans la figure 3.6. La figure 3.6

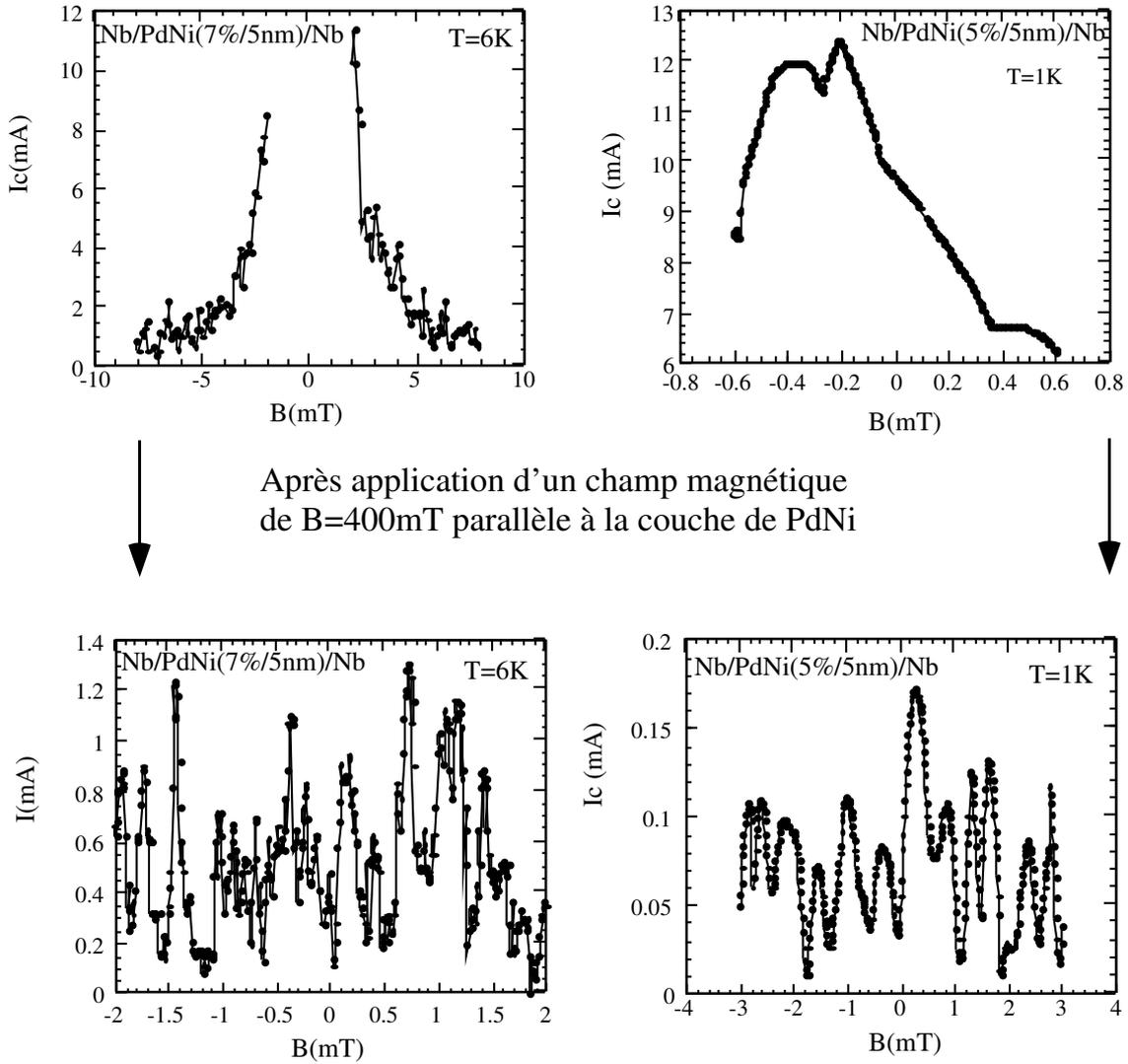


FIG. 3.6: A gauche : caractéristique $I_c(B)$ d'une jonction Nb/PdNi(5nm)/Nb à 7% de Ni à l'état vierge et après l'aimantation par un champ de 400mT. A droite : même caractéristique pour une jonction Nb/PdNi(5nm)/Nb à 5%.

montre les caractéristiques $I_c(B)$ pour deux jonctions, d'une épaisseur de 5 nm et d'une concentration respectivement de 5% et de 7%, d'abord à l'état vierge, puis après avoir saturé l'aimantation de la couche par un champ de 400mT. Après chaque application d'un champ magnétique de 400mT, on élève la température à champ nul au-dessus de la T_c du niobium, pour expulser des vortex éventuellement piégés dans la jonction. Ce changement de température n'affecte pas l'aimantation rémanente de la couche de PdNi, dont la température de Curie est autour de 50K pour cette concentration et cette épaisseur. Les comportements des deux jonctions sont très différents à l'état vierge : le courant critique de la jonction à 7% de Ni est plus élevé que celui de la jonction à 5%, ce qui n'est pas compréhensible. Quand on sature l'aimantation de la couche de PdNi parallèle au plan de la couche, le courant critique diminue d'un facteur allant de 10 à 100. Les jonctions

passent alors en limite courte. D'autres part, les caractéristiques du courant critique oscillent suivant des périodes entre 0.2 et 0.5 mT, en fonction du champ magnétique. Pour une jonction d'une épaisseur de 5nm, la période du champ correspondant à un quantum de flux est de 0.21mT. Les caractéristiques $I_c(B)$ après aimantation ne montrent pas de modulation en sinus cardinal, bien que les jonctions soient en limite courte. La forme de ces spectres ne s'améliore pas quand la température augmente.

3.4.3 Limite courte des jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb

Les jonctions passent en limite courte à partir d'une épaisseur de 35nm de PdNi pour des concentrations supérieures à 7%. Néanmoins aucun spectre de diffraction idéal n'a

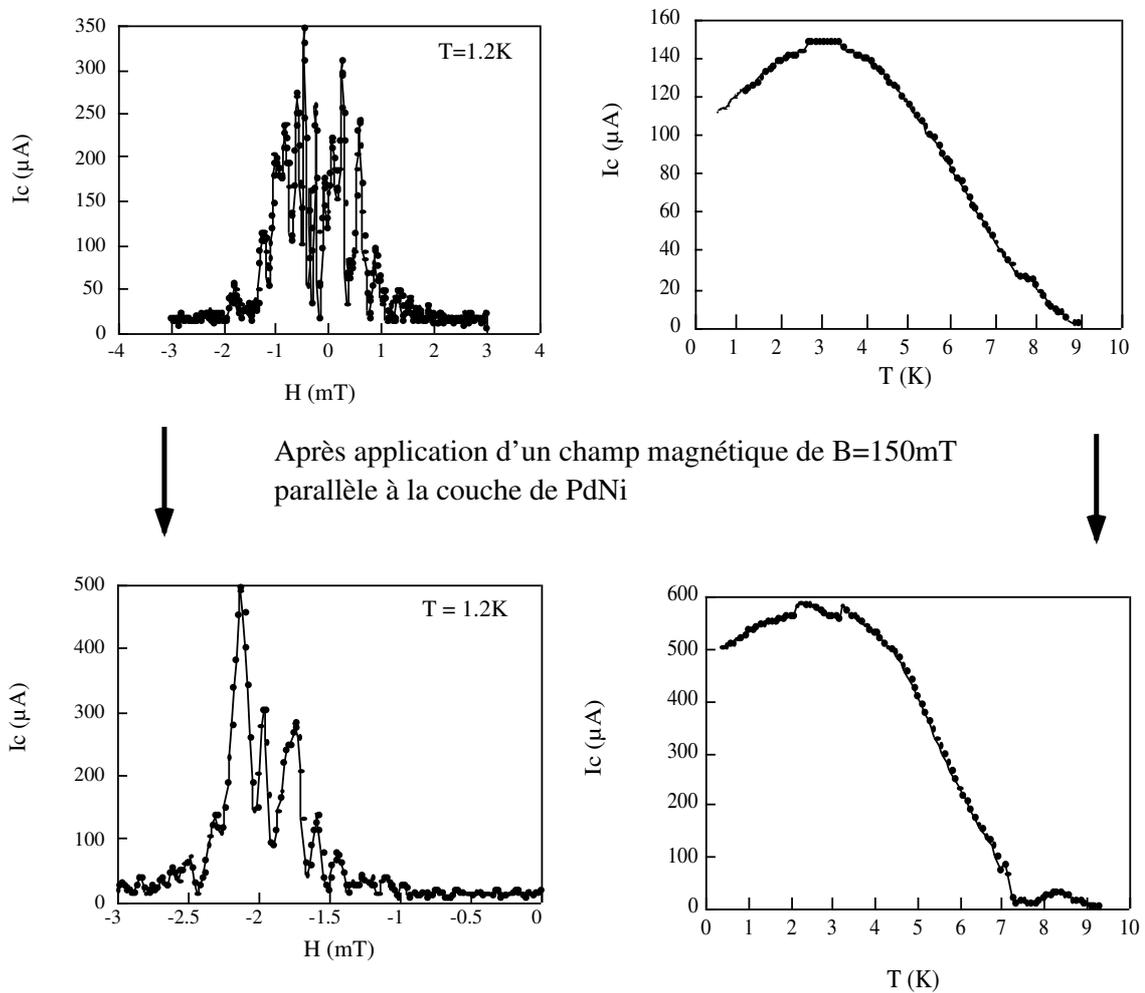


FIG. 3.7: En haut : caractéristiques $I_c(B)$ et $I_c(T)$ d'une jonction Nb/Pd_{1-x}Ni_x(40nm)/Nb à 7% de Ni. En bas : les mêmes caractéristiques après aimantation par un champ de 150mT.

pu être mesuré. Les caractéristiques $I_c(B)$ et $I_c(T)$ typiques sont montrées dans la figure 3.7 d'abord à l'état vierge, puis après aimantation de la couche de PdNi. Après une

aimantation de 150mT, on observe un comportement de réentrance du courant critique en fonction de la température. Comme la forme des spectres de diffraction $I_c(B)$ change avec la température et que le maximum n'est pas toujours centré à champ nul, aucune interprétation en tant que transition $0-\pi$ n'est possible.

3.5 Problèmes pour l'observation d'une transition $0-\pi$ dans les jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb

La qualité des spectres de diffraction est une condition indispensable pour l'observation d'une transition $0-\pi$ en fonction de la température. Pendant longtemps, nous nous sommes posé la question de l'origine de la mauvaise qualité des spectres de Fraunhofer. Deux explications peuvent être envisagées :

1. Des mesures supplémentaires sur les jonctions Nb/Al/Al₂O₃/PdNi/Nb, d'une taille de 1mm*1mm, faites par Marco Aprili et Takis Kontos, ont montré qu'il est crucial d'attendre une heure entre l'évaporation du Nb et de l'aluminium, pour ne pas déposer de l'aluminium sur du niobium chaud. Avec cet intervalle d'une heure entre les deux évaporations, qui semble permettre d'éviter une coalescence de l'aluminium, on obtient des spectres de diffraction tout à fait corrects [34]. Ceci pourra être également un facteur important pour les jonctions Nb/Pd_{1-x}Ni_x/Nb.
2. Mais il semble y avoir aussi une autre raison dans le cas des jonctions d'une taille de $100^2 \mu m^2$. Les jonctions Nb/Al/Al₂O₃/Nb d'une taille de $100^2 \mu m^2$ faites par Marco Aprili et Takis Kontos, avec les mêmes masques que les jonctions Nb/PdNi/Nb, montrent également des spectres de diffraction de mauvaise qualité, même en évaporant suivant le procédé mentionné ci-dessus. Ceci suggère que, pour ces masques, les effets de bord dus à une mauvaise définition du motif de la fenêtre en SiO pourraient jouer un rôle. Le spectre de diffraction est très sensible aux effets de bord parce qu'ils créent une densité de courant hétérogène au travers de la jonction.

Un autre problème se trouve posé par le fait que, même pour des concentrations de 10% correspondant à des énergies d'échange de $E_{ex}=10\text{meV}$, les courants critiques des jonctions Nb/PdNi/Nb sont très élevés : de l'ordre de quelques mA, voire d'une dizaines de mA, pour des épaisseurs en PdNi entre 5nm et 30nm. Pour une énergie d'échange de 10meV, la longueur de cohérence devient $\xi_F = \sqrt{\hbar D / E_{ex}} = 4.5\text{nm}$, donc le changement de l'état 0 vers π pour une jonction SFS est attendu autour d'une épaisseur de $d_F=11\text{nm}$ [15]. Pour mesurer une transition $0-\pi$ induite par la température, il faut se mettre pratiquement

sur le point d'inversion de la caractéristique $I_c(d_f)$ (voir figure 1.17 du chapitre 1), ce qui semble très difficile dans notre cas où les jonctions ont des courants critiques très élevés. Notons ici que les courants critiques des jonctions Nb/CuNi/Nb d'une taille de $50 \times 50 \mu m^2$, mesurés par Ryzanov *et al.* [42] ainsi que par H. Sellier [45] sont de l'ordre d'une dizaine de μA pour une épaisseur de 26nm en CuNi. Dans ce cas, ces valeurs sont d'un facteur de 10^{-3} à 10^{-5} plus faible que la prédiction théorique. L'origine du faible courant critique dans ces jonctions a été reliée au processus spin-flip dans l'alliage de CuNi [45]. Ce processus ne semble pas jouer un rôle important dans le cas du PdNi, car le couplage Josephson mesuré, de l'ordre d'une dizaine de μV dans les jonction Nb/Al/AL₂O₃/PdNi/Nb d'une taille de $1mm^2$, est compatible avec le modèle théorique [34].

Pour résoudre ces deux problèmes - la qualité du spectre de diffraction d'une part, et la grandeur du courant critique d'autre part - nous avons imaginé de fabriquer des jonctions plus petites. En diminuant les côtés de la jonction d'un facteur 4, de $100 \mu m$ à $25 \mu m$, on augmente la résistance de la jonction d'un facteur 16, ce qui diminue le courant critique du même ordre de grandeur. Une diminution du courant critique rend l'effet de proximité plus sensible aux fluctuations thermiques, ce qui est nécessaire pour voir la transition de 0 à π en fonction de la température. Le prochain chapitre décrira un système de masques que nous avons développé pour faire des jonctions d'une taille de $25^2 \mu m^2$. Notons que, pour une jonction d'une telle taille, le spectre de diffraction oscillerait avec une période de 1 mT. Fabriquer des jonctions encore plus petites signifierait augmenter cette période et parcourir le cycle d'hystérésis du PdNi durant la mesure de $I_c(B)$, ce qui n'est pas souhaitable.

Chapitre 4

Evaporation *in situ* au travers de membranes en silicium

Dans ce chapitre, nous allons exposer une nouvelle technique d'évaporation *in situ* de jonctions d'une taille de $25\mu m * 25\mu m$ à l'aide de masques constitués de membranes en silicium. La taille de ces jonctions est trop grande pour pouvoir les fabriquer à l'aide de la lithographie électronique. Jusqu'à présent, la fabrication de jonctions d'une telle taille nécessitait le recours à plusieurs étapes de lithographie optique et de lift off entre les différentes évaporations des couches constituant la jonction. D'autre part, ces jonctions ne peuvent pas être fabriquées à l'aide de masques mécaniques, c'est à dire au moyen de l'usinage mécanique, dont la limite inférieure est de $100\mu m$.

4.1 Présentation de l'idée principale

La fabrication des échantillons à partir de masques mécaniques repose sur l'évaporation à travers un motif creusé dans un masque (souvent constitué d'incox) plaqué contre le substrat. Au CSNSM à Orsay, nous avons disposé d'une chambre d'évaporation équipée d'un manège tournant sur lequel sont fixés des masques en inox avec différents motifs. Le manège tournant et les quatre motifs nécessaires à l'évaporation d'une jonction sont schématisés sur la figure 4.1. Les masques cylindriques sont fixés dans des lamages usinés sur le manège. La position angulaire est assurée par une goupille axiale. La réussite des masques mécaniques permettant l'évaporation *in situ* de jonctions de la taille d'une dizaine de micromètres pose les problèmes suivants :

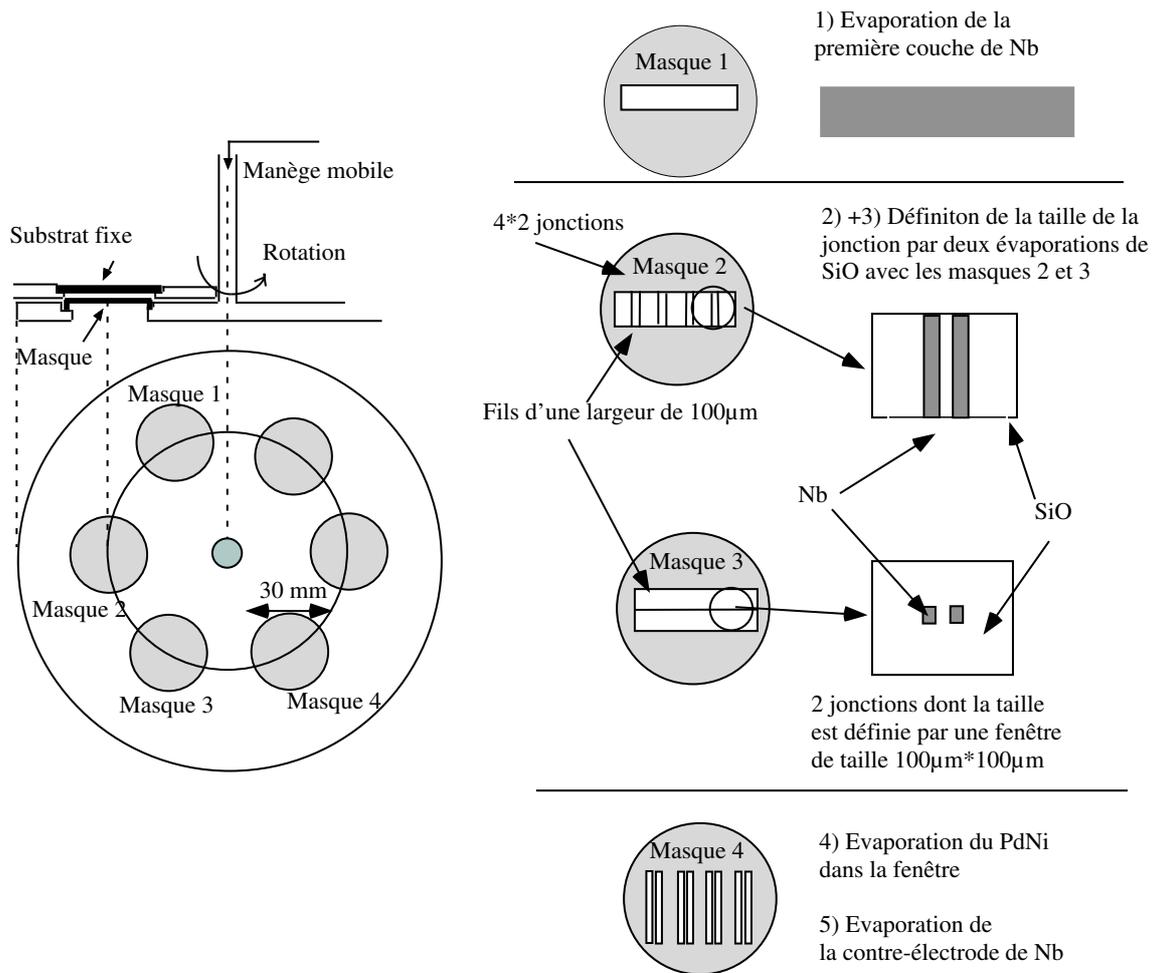


FIG. 4.1: A gauche : schéma de principe du manège tournant dans le bâti. A droite : les quatre motifs servant à évaporer une jonction SIFS ou SFS.

1. Pour l'évaporation d'un motif bien défini, il faut diminuer le plus possible les effets d'ombrage. Ceci implique que le masque contenant le motif soit très mince : pour l'évaporation de motifs d'une dizaine de micromètres, il faudra une épaisseur de masque du même ordre de grandeur. Cette épaisseur de masque ne peut pas être atteinte avec des moyens mécaniques en utilisant l'inox comme matériau. Au CRTBT, on sait fabriquer des membranes en silicium de taille $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ et allant jusqu'à une épaisseur de $5\mu\text{m}$ afin de les utiliser en tant que porte-échantillons pour des mesures de chaleur spécifique de très petits échantillons. Notre idée était d'utiliser ces membranes comme éléments de base pour la conception d'un masque dans lequel on creuse le motif défini par lithographie optique. Les membranes de silicium d'une aussi faible épaisseur sont évidemment très fragiles et il faut les manipuler avec beaucoup de précaution. La première question était de savoir si elle allaient résister mécaniquement au cours de l'évaporation, quand elles sont plaquées contre

le substrat. Notons que le système du manège ne permet pas de maîtriser la force avec laquelle le masque est plaqué contre le substrat. Il s'est avéré que la stabilité de ces masques, qui jusqu'à présent n'ont jamais cassé durant l'évaporation, est très bonne, voire surprenante.

2. Les plaquettes de silicium contenant les membranes doivent être fixées sur des supports adaptés au manège tournant dont est équipé le CSNSM.
3. Le problème majeur est posé par l'alignement des quatre motifs, gravés dans les membranes, l'un par rapport à l'autre. Les poutres définissant la taille de la jonction sont de $25\mu\text{m}$ de large et de $500\mu\text{m}$ de long. La largeur des films de Nb est de $300\mu\text{m}$. Pour que la jonction soit bien posée sur les deux électrodes, il faut un alignement à $100\mu\text{m}$ près.

Dans les trois paragraphes suivants, nous allons détailler les trois points mentionnés ci-dessus : la fabrication des masques, la conception de leurs supports et le mode d'alignement.

4.2 Fabrication des membranes en silicium

L'élément de base des masques mécaniques est une membrane en silicium de $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ et d'une épaisseur allant, dans notre cas, de 15 à $20\mu\text{m}$. Nous allons expliquer les différentes étapes de la réalisation de cette membrane dans une plaquette de silicium :

1. Découpe : un wafer de silicium d'une épaisseur de 280 à $300\mu\text{m}$ avec un dépôt de 200 à 300 nm de Si_3N_4 des deux côtés est découpé suivant les directions (110) au CIME (Centre Interuniversitaire de Micro Electronique) en rectangles de $10 \times 15\text{mm}^2$ définis par une lithographie optique. Le nitrure de silicium servira de couche de protection lors de l'attaque du silicium dans une solution de KOH (potasse) pour former la membrane.
2. Nettoyage : la résine restant de la découpe est retirée avec de l'acétone puis de l'alcool. Les plaquettes de silicium sont ensuite nettoyées avec du HNO_3 bouillant et rincées à l'eau déionisée (DI).
3. Ouverture du nitrure face arrière : on étale la résine SHIPLEY 1818 à 4000tours/min et on la recuit à 115°C pendant une minute. On procède à un alignement précis du motif par rapport au bord de découpe des plaquettes. Le motif est donné par un carré de $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ situé dans la partie supérieure de la plaquette tel qu'il est montré dans la figure 4.2. On procède à une insolation U.V. Le motif est développé

dans du Microposit développeur pendant cinq minutes, rincé à l'eau DI pour stopper le développement, et recuit à 115°C.

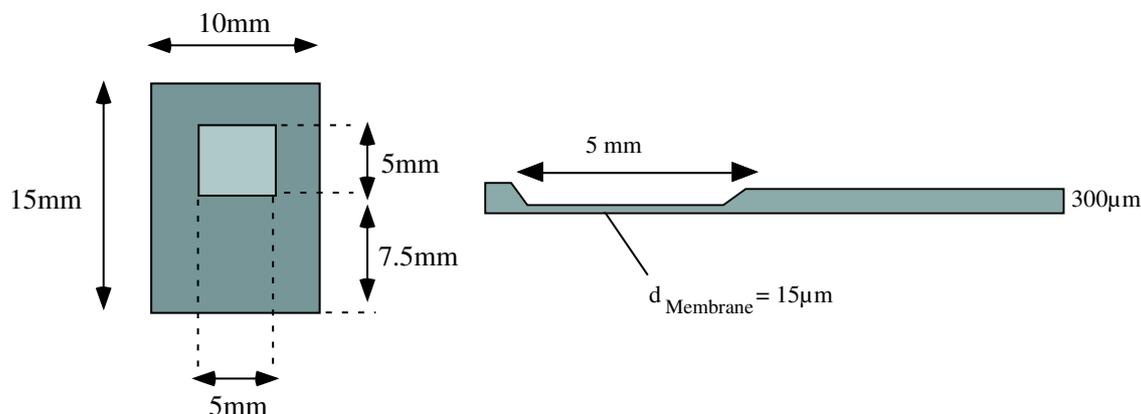


FIG. 4.2: A gauche : vue de dessus de la plaquette en silicium avec la membrane. A droite : section transversale de cette plaquette.

4. Gravure Reactive Ion Etching (RIE) du nitrure face arrière : après un prénettoyage dans un plasma O_2 pendant 30 secondes, le nitrure est enlevé au moyen d'un plasma SF_6 sur un carré de $5*5mm^2$ donnant ainsi les dimensions de la membrane à fabriquer. Par interférométrie laser, on contrôle la gravure et l'arrêt de l'attaque.
5. Fabrication de la membrane : on procède à une attaque anisotrope du silicium dans une solution de potasse (KOH) maintenue à une température de 82°C (figure 4.3). La vitesse d'attaque est d'environ $35\mu m/h$.

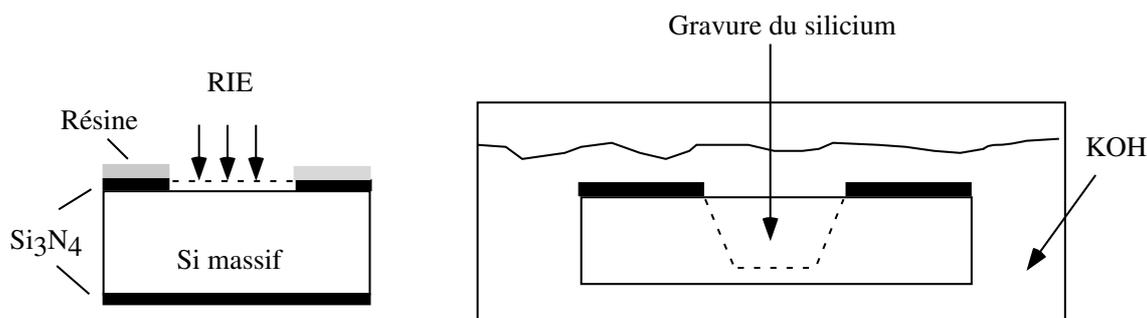


FIG. 4.3: Fabrication d'une membrane. A gauche : ouverture d'une fenêtre dans le Si_3N_4 . A droite : gravure du silicium.

Pour creuser des membranes d'une épaisseur de 15 à 20 μm en partant d'une plaquette de silicium de $300\mu m$, le temps d'attaque dans la potasse est de 8 heures. L'épaisseur de la membrane est contrôlée plusieurs fois durant l'attaque en sortant la plaquette de la potasse et en mesurant l'épaisseur de la membrane à l'aide d'un microscope optique équipé d'un micromètre de mesure de z. Le contrôle final

de l'épaisseur peut se faire par interférométrie infrarouge mais, dans notre cas, un contrôle visuel de fin d'attaque est suffisant, sachant qu'une membrane opaque à la lumière aura plus de $20\mu\text{m}$ d'épaisseur, une membrane rouge aura entre 10 et $20\mu\text{m}$ d'épaisseur et une membrane plutôt jaune moins de $10\mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour nos membranes, nous avons choisi une épaisseur entre 15 et $20\mu\text{m}$, assez mince pour bien définir le motif et suffisamment rigide pour pouvoir plaquer ces membranes contre les substrats. Après l'attaque, les membranes sont nettoyées dans du HNO_3 bouillant et rincées dans de l'eau DI. Ensuite le nitrure est enlevé des deux côtés de la plaquette en procédant à une attaque RIE dans un plasma SF_6 .

Pour fixer ces plaquettes de silicium sur des supports en inox adaptés au manège, il faut concevoir un système qui permet d'aligner les motifs par rapport aux supports en inox, qui eux-mêmes sont alignés entre eux sur le manège. Ceci n'est pas évident parce qu'il faut imaginer un support d'un diamètre de 30 mm, et surtout d'une épaisseur de seulement 4 mm pour pouvoir le loger dans les emplacements du manège du bâti. Il paraît difficile d'imaginer un système grâce auquel on pourrait fixer directement ces plaquettes sur un support en inox, tout en tenant compte des conditions de dimensions du support final, des critères d'alignement et du fait que la membrane doit être plaquée contre le substrat. Nous avons donc imaginé de fixer par scellement anodique les plaquettes contenant la membrane sur un support intermédiaire, constitué d'une autre plaquette de silicium et d'une couche de pyrex soulevant le niveau de la membrane par rapport au support final en inox, pour assurer un bon contact entre le substrat et la membrane. C'est à l'aide de ce support intermédiaire que nous fixons les plaquettes sur un support en inox. La figure 4.4 montre les schémas du support intermédiaire. Avant de procéder à la gravure des motifs dans la membrane, nous scellons d'abord cette plaquette sur son support intermédiaire.

4.3 Fabrication du support intermédiaire

4.3.1 Découpe aux ultrasons des supports intermédiaires

La figure 4.4 montre le schéma de la plaquette en pyrex, un rectangle de $10 \times 15 \text{ mm}^2$ avec un trou d'un diamètre de 6 mm, découpé avec une machine de découpe à ultrasons. Sur la figure est également exposé le schéma du support intermédiaire en silicium, obtenu par découpe aux ultrasons.

4.3.2 Scellement anodique

La plaquette de pyrex est scellée anodiquement sur la face arrière de la plaquette en silicium contenant la membrane, ainsi qu'il est montré à la figure 4.4.

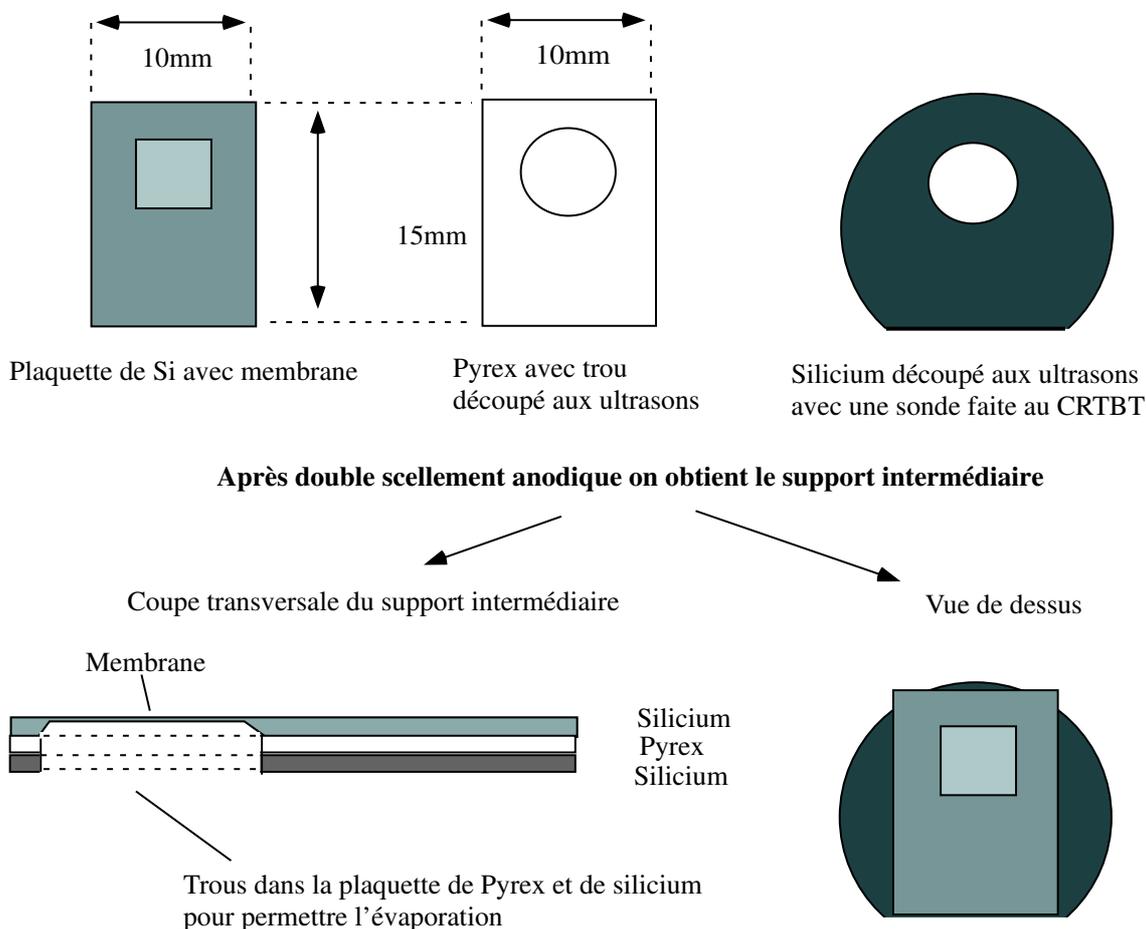


FIG. 4.4: En haut : schémas de la plaquette avec membrane, de la plaquette de pyrex et de la deuxième plaquette de silicium servant de support intermédiaire. En bas : après scellement anodique, on obtient le support intermédiaire.

Le scellement anodique (voir figure 4.5) se réalise de préférence avec du pyrex, isolant électrique mais composé riche en ions Na^+ qui deviennent mobiles à haute température. Par application d'une polarisation négative, on fait migrer ces ions vers la cathode où ils sont neutralisés. Si le pyrex repose sur du silicium, la migration des ions Na^+ laisse une zone polarisée négativement à l'interface pyrex/silicium. La force électrostatique s'exerce attractivement entre les deux composants. Une couche d'oxyde de silicium se forme à l'interface scellant les deux couches définitivement [39, 2, 28]. La figure 4.5 montre le schéma de l'expérience : le substrat de pyrex est pressé par un ressort taré sur une plaquette de silicium, le tout reposant sur une plaque chauffante reliée à la masse. Il y a un compromis

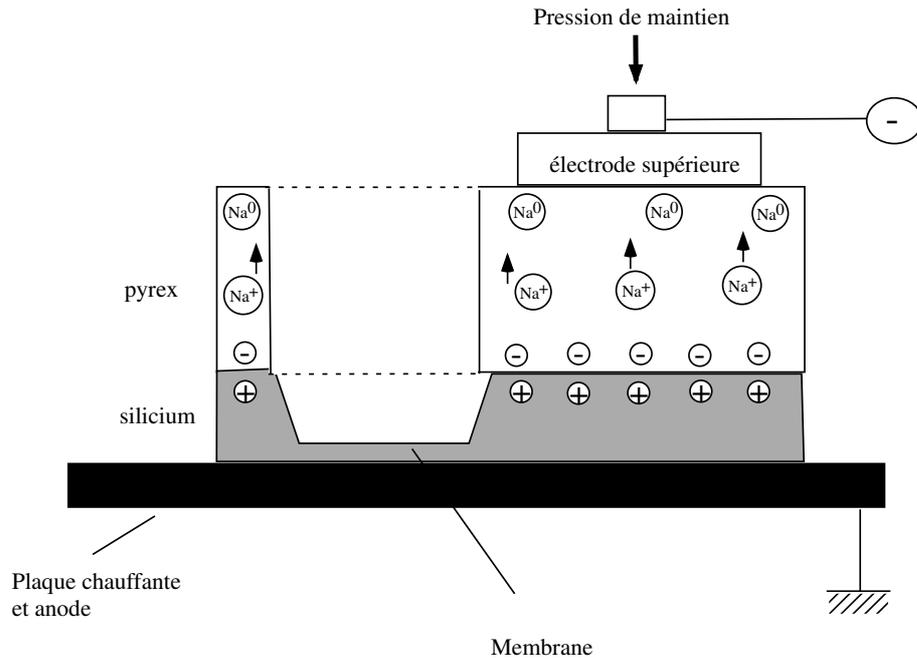


FIG. 4.5: Schéma de principe pour le premier scellement anodique de la plaquette contenant la membrane et de la plaquette de pyrex. Les ions de sodium migrent vers la cathode en laissant une zone polarisée négativement à l'interface pyrex/silicium. La force électrostatique s'exerce attractivement entre les deux interfaces et une couche d'oxyde se forme à l'interface, scellant les deux couches définitivement.

à trouver entre la température d'opération (environ 400°C) et la valeur de polarisation

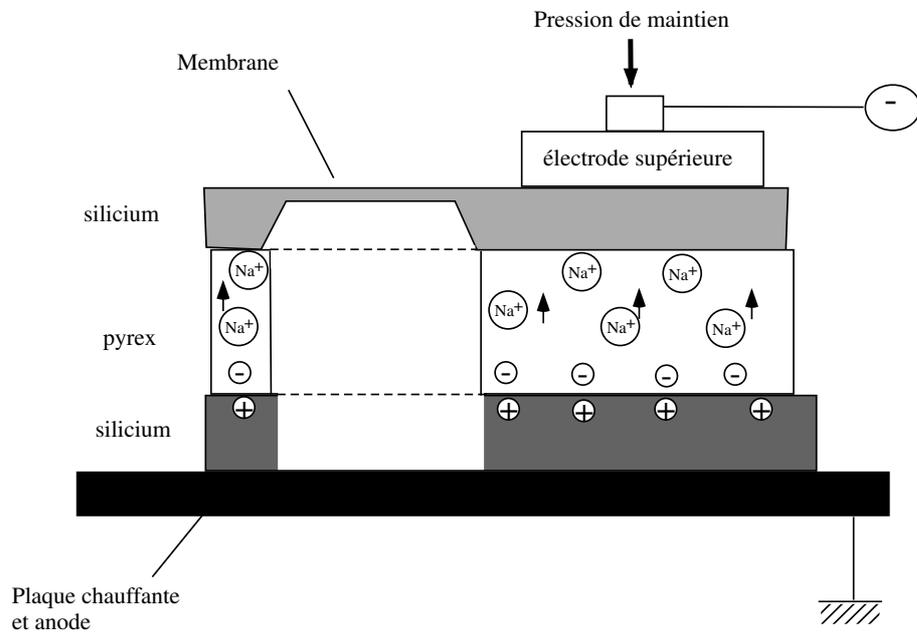


FIG. 4.6: Schéma de principe pour le deuxième scellement anodique. Le sodium migre à l'interface qui a été scellé au premier scellement. Il ne peut pas être neutralisé et apparaît sous forme de points jaune-marron à l'interface.

négative à appliquer sur le pyrex (entre 300V et 2kV). L'opération ne dure que quelques minutes, et elle est terminée lorsque le courant traversant l'échantillon devient nul. Pour un bon scellement, la qualité des surfaces est très importante : elles doivent être propres et lisses. Après cette étape, on procède à un deuxième scellement : celui du support intermédiaire en silicium contre le pyrex (voir figure 4.6). La tension négative est appliquée cette fois du côté face avant de la membrane, comme le montre la figure 4.6. Le sodium migre maintenant jusqu'à l'interface qui a été scellé en premier. Il ne peut plus être neutralisé et apparaît sous forme de points jaune-marron à l'interface [28]. Ceci ne détériore pas la qualité du premier scellement [28]. Pour bien réussir le deuxième scellement, il faut augmenter la température, ce qui peut s'expliquer par le fait qu'une partie des ions de sodium du premier scellement, neutralisée à la surface du pyrex, est définitivement perdue pour le deuxième scellement. En élevant la température, on arrive à mobiliser des ions de sodium qui n'ont pas participé au premier scellement.

4.4 Gravure des motifs dans les membranes

Après avoir fabriqué les supports intermédiaires, nous passons à la gravure des motifs dans les membranes à l'aide de la lithographie optique. Pour l'évaporation d'une jonction, nous avons besoin de quatre masques avec quatre motifs différents tels qu'ils sont montrés à la figure 4.1. On évapore, sur la face avant de la membrane, une couche d'aluminium de 200nm d'épaisseur qui servira de couche de protection durant la gravure des motifs. Sur la couche d'aluminium, on étale à nouveau la résine Shipley 1818, suivie d'un recuit à 115°C pendant une minute. Après alignement des motifs sur la membrane, on procède à l'insolation UV, puis au développement du motif, au rinçage à l'eau DI et à un recuit de la résine pendant 5 minutes à $T=115^{\circ}\text{C}$. L'aluminium est ensuite enlevé en plongeant la plaquette dans le développeur MF 319 suivant les motifs insolés. Durant cette attaque, la résine non insolée protège l'aluminium en dehors des motifs. L'étape suivante est la gravure des motifs dans la membrane de silicium par la RIE, dans un plasma d'oxygène et de sulfure de fluor. Hors des motifs, la couche de silicium est protégée durant cette étape par la couche d'aluminium de 200nm. Ensuite, après un nettoyage à l'acétone et à l'alcool, tout l'aluminium est enlevé dans le développeur MF319. Les masques sont prêts à être fixés et alignés dans les supports en inox. La figure 4.7 montre une image MEB des poutres dans la membrane de silicium définissant la taille de la jonction à $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$.

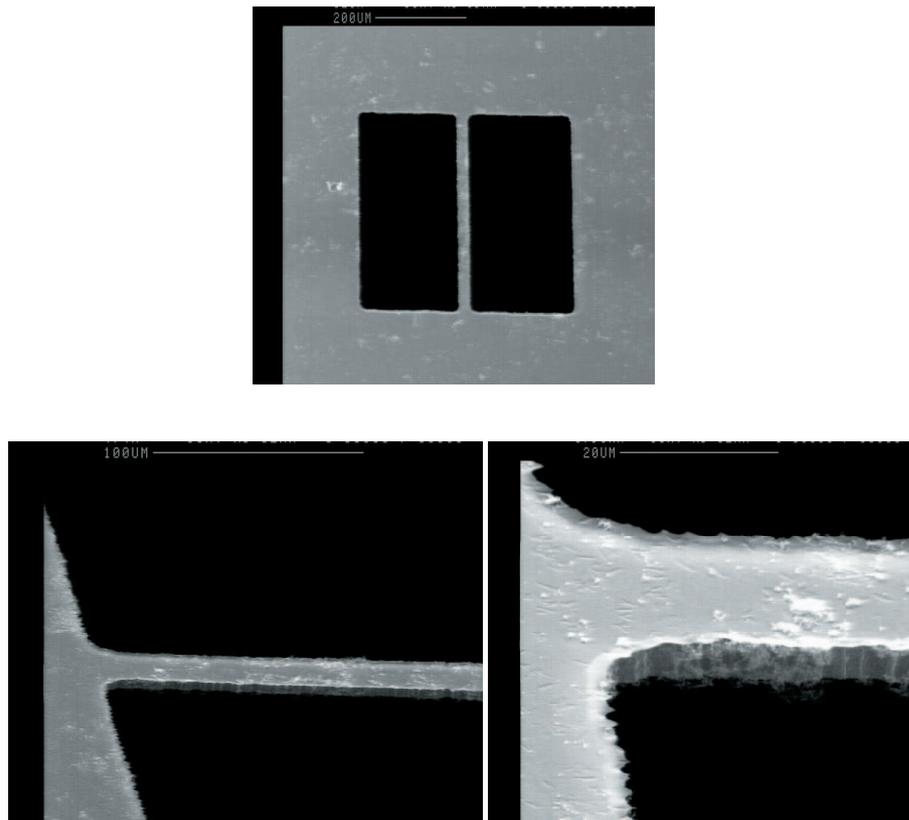


FIG. 4.7: Photo MEB d'une poutre dans la membrane de silicium. La longueur est de $500\mu\text{m}$ et la largeur de $25\mu\text{m}$.

4.5 Fixation des masques dans les supports en inox

Les supports en inox ont été fabriqués au service mécanique du CRTBT. Un dessin schématique d'une membrane fixée, à l'aide support intermédiaire, dans le support en inox, est montré sur la figure 4.8. Le principe de fixation consiste à coincer les pattes du support intermédiaire en silicium entre la partie supérieure et la partie inférieure du support en inox. Nous avons fabriqué, dans le service mécanique du CRTBT, un dispositif à l'aide duquel on visse ensemble les deux parties du support en inox. Grâce à un ressort, ce dispositif place correctement les deux parties en inox l'une dans l'autre, et les immobilise d'une manière plane permettant ainsi de serrer les vis et d'éviter la cassure du silicium.

L'alignement des masques est fait sous microscope optique. Nous vérifions si les motifs sont alignés l'un par rapport à l'autre en regardant sous le microscope un motif à travers l'autre. Pour nous assurer que les masques ne bougent pas durant la manipulation dans le bâti, nous les fixons après alignement par une goutte de colle Torcil. Une fois que les masques sont fixés dans leurs supports et alignés de cette manière, ils sont envoyés au CSNSM à Orsay pour évaporation. La figure 4.9 montre une photo d'un masque achevé.

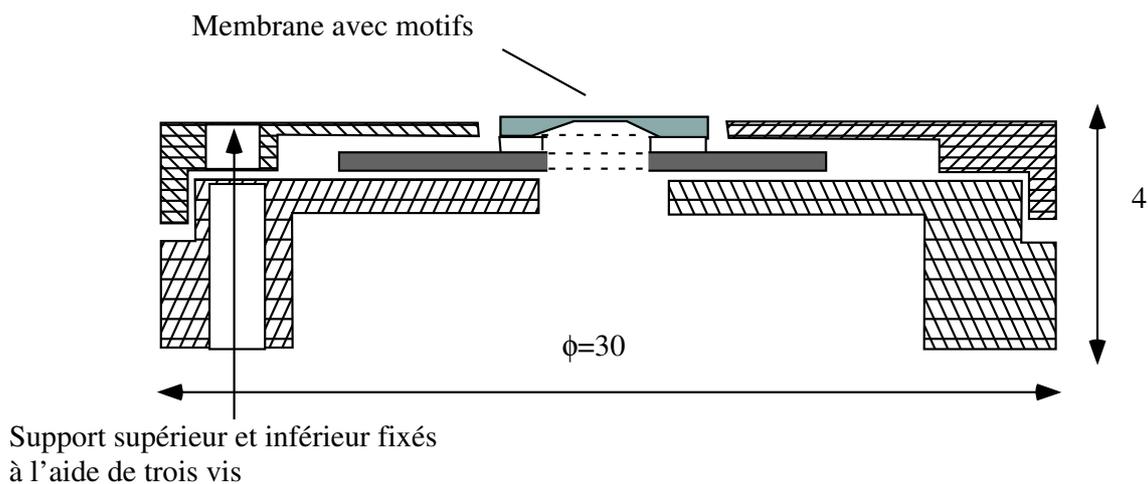


FIG. 4.8: Schéma de la membrane fixée à l'aide du support intermédiaire dans le support en inox.

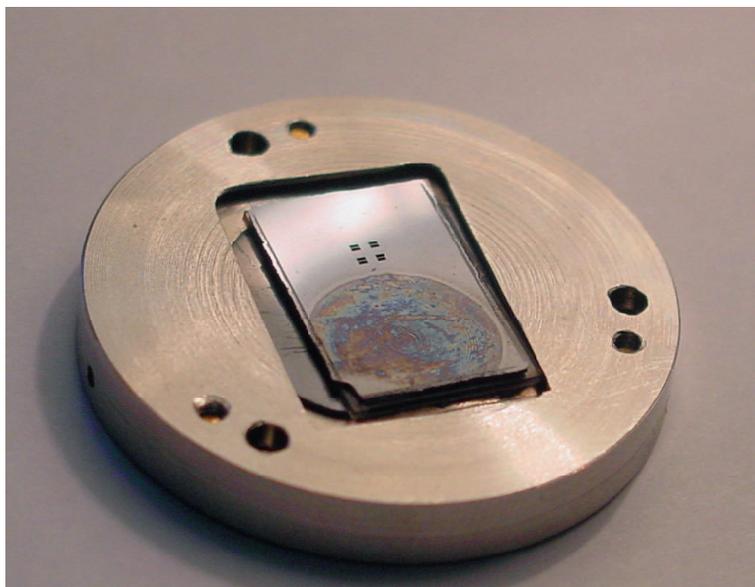


FIG. 4.9: Photo d'un masque achevé. L'empreinte ronde est la marque de l'électrode laissée par le scellement anodique.

4.6 Premiers essais d'évaporation

Les premiers essais d'évaporation sont très encourageants et montrent que l'évaporation à l'aide de ces masques en membranes de silicium peut devenir une alternative à la fabrication habituelle qui nécessite plusieurs étapes de lithographie optique. La figure 4.10 montre deux essais d'évaporation faite avec le même jeu de masques. La jonction se trouve au bord du strip de niobium. Pour le test d'alignement, sa taille est de $25*25\mu\text{m}^2$. Nous constatons que l'alignement est tout à fait reproductible d'une évaporation à l'autre. L'écart entre l'alignement des deux évaporations est seulement de $10\mu\text{m}$ ce qui est remarquable pour un

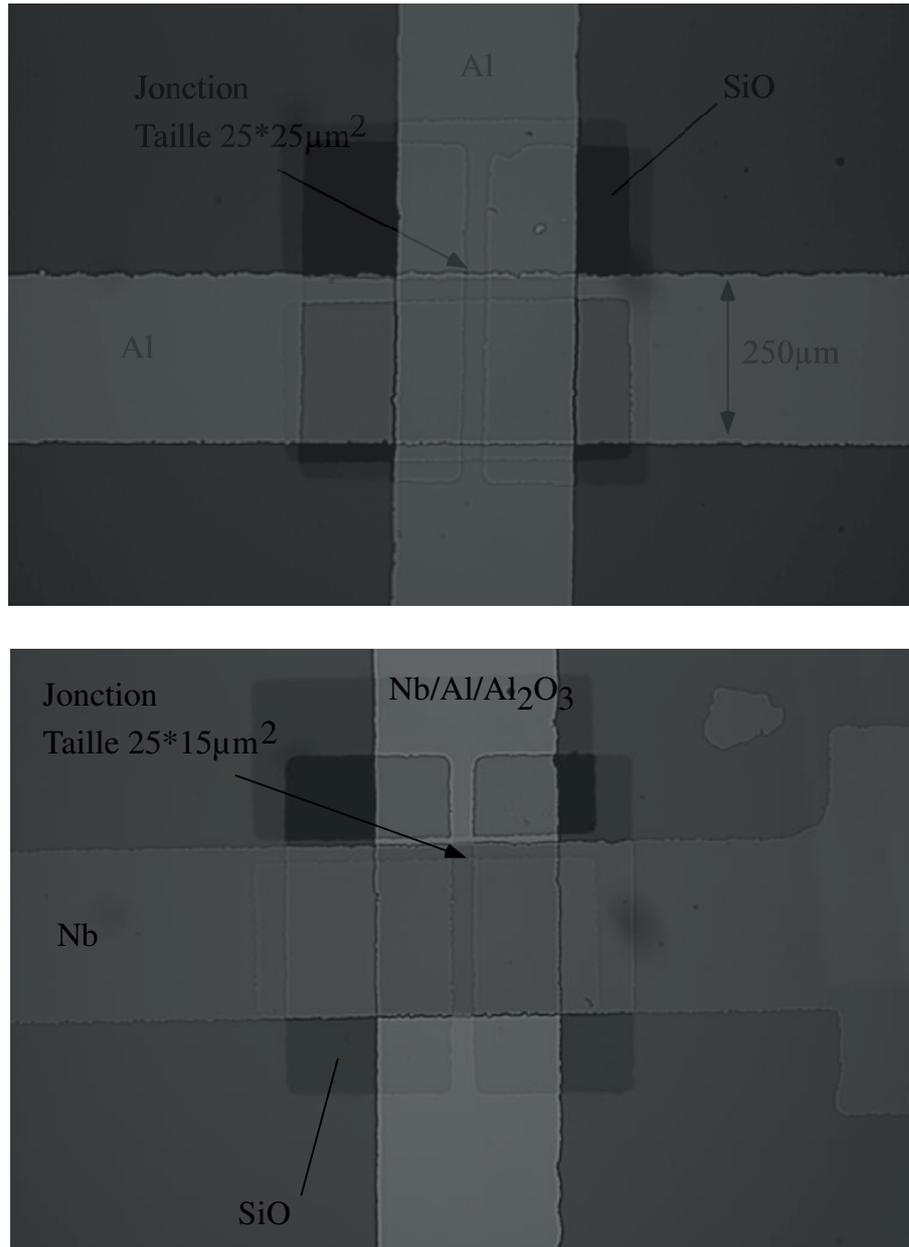


FIG. 4.10: Photo de deux jonctions évaporées à partir des mêmes membranes en silicium. En haut, un test d'alignement avec les deux électrodes en Al. La jonction tombe au bord du film d'Al. Elle a une taille de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$. En bas, une jonction évaporée avec le même jeu de masques et des électrodes en Nb/Al/Al₂O₃ d'un côté, et de Nb de l'autre. La jonction est cette fois décalée de $10 \mu\text{m}$ vers le haut par rapport à l'évaporation du test d'alignement. La taille de la jonction résultante est de $25 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$. L'alignement est reproductible à $10 \mu\text{m}$ près.

système mécanique comme le manège tournant du bâti. En plus, les photos montrent que les motifs sont très bien définis et les effets d'ombrage pratiquement inexistantes. La raison pour laquelle la jonction ne se trouve pas au milieu du film de niobium vient du fait que l'alignement a été fait avec des vis qui dépassent légèrement le support en inox. Ceci a été corrigé ensuite à Orsay avant l'évaporation, en limant les vis, ce qui a également changé

l'alignement de la jonction qui se trouve de ce fait au bord du strip de niobium. Mais ce défaut peut être facilement corrigé.

4.7 Premières mesures

Nous avons mesuré une première jonction en Nb/Al/Al₂O₃/Nb dont la photo est montrée sur la figure 4.10. La résistance de cette jonction était inférieure à $R=0.1\Omega$, ainsi il était impossible de distinguer la transition de la jonction de celle des films en Nb. Nous n'avons donc pas pu mesurer la caractéristique de la jonction. Le problème consiste à trouver de bonnes conditions d'oxydation pour les jonctions de cette taille. Les jonctions d'une taille 1mm^2 et de $100*100\mu\text{m}^2$ ont été oxydées sous un plasma d'oxygène, pendant que les jonctions du SQUID (voir chapitre SQUIDS π), qui ont une taille de $0.7*0.5\mu\text{m}^2$, sont oxydées sans plasma, simplement sous une pression d'oxygène. Le premier essai d'évaporation à l'aide des membranes en silicium a été effectué également sans plasma ce qui d'après nos résultats produit une barrière isolante qui doit contenir des pin holes. Le prochain essai d'évaporation va donc se faire en oxydant l'aluminium avec un plasma d'oxygène.

Chapitre 5

SQUID π

Quand on met un supraconducteur en contact avec un ferromagnétique, l'effet de proximité induit dans celui-ci un paramètre d'ordre supraconducteur oscillant, qui change de signe dans l'espace réel. Ces oscillations du paramètre d'ordre sont à l'origine des oscillations du courant et de la température critiques des jonctions ou réseaux S(I)FS, oscillations initialement envisagées par la théorie il y a 25 ans, et observées expérimentalement au cours des dernières années. Les oscillations du paramètre d'ordre provoquent également un renversement de la densité d'état dans le ferromagnétique. Quand le signe du couplage Josephson d'une jonction SFS ou SIFS devient négatif, la différence de phase sur la jonction change de 0 à π . Nous présentons ici pour la première fois une mesure directe de cette différence de phase, sur une jonction SIFS, à l'aide d'un SQUID (Superconducting QUantum Interference Device). Cette mesure consiste à déterminer la phase par une interférence quantique entre les courants supraconducteurs d'une jonction 0 et π dans un SQUID dc.

5.1 SQUID DC

La physique du SQUID, Superconducting QUantum Interference Device, est basée à la fois sur la quantification du flux dans une boucle supraconductrice et sur l'effet Josephson. Considérons une boucle supraconductrice avec deux jonctions Josephson (voir figure 5.1). Nous allons montrer que la caractéristique du courant critique $I_c(\Phi)$ d'un SQUID 0- π contenant une jonction 0 et une jonction π est décalée d'un demi-quantum de flux par rapport aux caractéristiques d'un SQUID 0-0 contenant deux jonctions 0. La mesure d'un décalage de $\Phi_0/2$ entre un SQUID 0-0 et un SQUID 0- π indique donc directement une

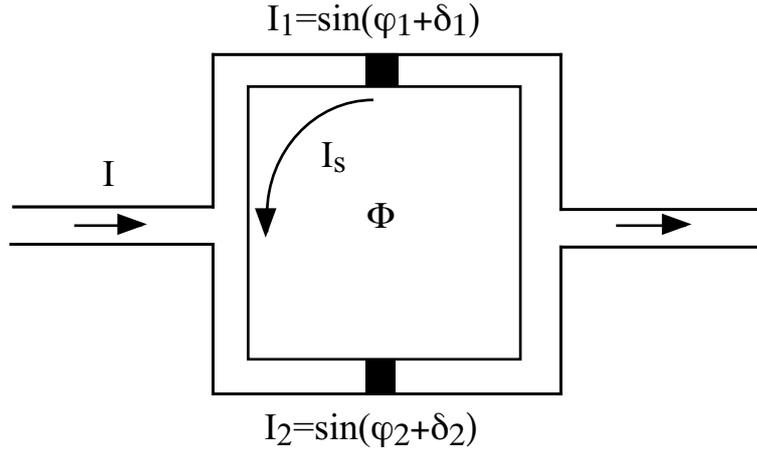


FIG. 5.1: Schéma d'un SQUID continu

différence de phase produite par la jonction π . La phase sur le contour de la boucle obéit à la relation suivante :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + 2\pi n + \delta_1 + \delta_2 \quad (5.1)$$

où φ_1 et φ_2 sont les différences de phase à travers les jonctions 1 et 2 qui ne dépendent pas de la jauge. $\delta_{1/2}$ est la différence de phase intrinsèque sur chacune des jonctions qui tient compte du signe du couplage Josephson. Pour une jonction 0, cette différence de phase est $\delta = 0$, cependant que pour une jonction π elle est $\delta = \pi$. Le terme $2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$ correspond à la phase induite par le flux magnétique pénétrant la boucle, le terme $2\pi n$ assure la cohérence de la fonction d'onde dans le supraconducteur. Le courant supraconducteur dans le SQUID est donné par la somme des courants Josephson des deux jonctions :

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin \varphi_2 \quad (5.2)$$

Le flux effectif Φ dans la boucle est donné par la somme du flux appliqué et de celui induit par l'inductance du SQUID L :

$$\Phi = \Phi_{ext} + LI_S \quad (5.3)$$

où I_S est le courant d'écrantage.

Nous allons discuter trois cas : d'abord le cas du SQUID avec une auto-inductance $L=0$, ensuite d'un SQUID symétrique avec une inductance non-négligeable, et finalement le cas général d'un SQUID asymétrique avec une inductance $L \neq 0$.

5.1.1 SQUID asymétrique ($I_{c1} \neq I_{c2}$) avec $L=0$

Dans ce cas, le flux dans la boucle est donné directement par le flux extérieur. Avec l'équation 5.1 le courant total est donné par :

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin \varphi_2 = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin(\varphi_1 + \delta_1 + \delta_2 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}) \quad (5.4)$$

Le courant critique du SQUID est obtenu en maximisant le courant total, ce qui donne la condition :

$$\frac{dI}{d\varphi_1} = I_{c1} \cos \varphi_1 + I_{c2} \cos(\varphi_1 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \delta_1 + \delta_2) = 0 \quad (5.5)$$

En élevant les équations 5.4 et 5.5 au carré et en les ajoutant, on obtient :

$$I_C = \sqrt{I_{c1}^2 + I_{c2}^2 + 2I_{c1}I_{c2} \cos(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \delta_1 + \delta_2)} \quad (5.6)$$

Dans le cas où les courants critiques des jonctions sont identiques $I_{c1} = I_{c2} = I_{c0}$, le courant critique du SQUID devient :

$$I_c = 2I_{c0} \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right) \right| \quad (5.7)$$

La figure 5.2 montre la caractéristique du courant critique en fonction du flux appliqué pour un SQUID 0-0 symétrique ($I_{c1} = I_{c2}$), et des SQUIDs 0-0 et 0- π avec une asymétrie entre les courants critiques ($I_{c1} = 2I_{c2}$). Le courant critique oscille entre une valeur minimum de $I_{c\min} = |I_{c1} - I_{c2}|$ et une valeur maximum de $I_{c\max} = |I_{c1} + I_{c2}|$, avec une période de Φ_0 . Si l'une des deux jonctions du SQUID est une jonction π , $\delta_1 + \delta_2 = \pi$, la caractéristique du SQUID 0- π est décalée d'un demi-quantum de flux par rapport au SQUID 0-0 ($\delta_1 + \delta_2 = 0$). Si les deux jonctions du SQUID sont π , $\delta_1 + \delta_2 = 2\pi$, et le spectre de diffraction est décalé d'un quantum de flux, donc identique à la caractéristique $I_c(B)$ d'un SQUID 0-0. Pour une asymétrie entre les deux courants critiques ($I_{c1} = \alpha I_{c2}$, $\alpha > 1$) le courant critique oscille entre un maximum de $I_{c\max} = I_{c1} + I_{c2} = I_{c2}(1 + \alpha)$ et un minimum de $I_{c\min} = I_{c2}(\alpha - 1)$. Dans le cas où L est négligeable, un déséquilibre entre les courants critiques des jonctions résulte donc uniquement dans une réduction de l'amplitude d'oscillation à $I_{c\max}/I_{c\min} = (\alpha + 1)/(\alpha - 1)$.

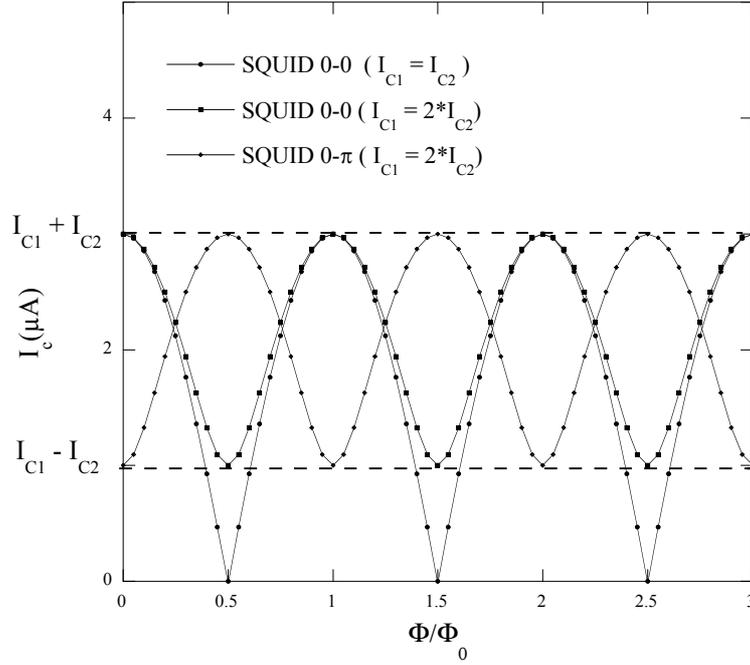


FIG. 5.2: Dépendance du courant critique en fonction du flux appliqué, dans le cas d'un SQUID 0-0, pour $I_{c1} = I_{c2}$, et des SQUIDS 0-0 et 0- π , pour $I_{c1} = 2 * I_{c2}$. Le SQUID 0- π est décalé de $\Phi_0/2$ par rapport au SQUID 0-0.

5.1.2 SQUID symétrique ($I_{c1} = I_{c2}$) avec $L \neq 0$

Le couplage entre le flux extérieur et le courant d'écrantage via l'inductance du SQUID modifie significativement le flux effectif dans la boucle. Ce flux n'est plus donné par le flux extérieur mais par la superposition de celui-ci avec le flux Φ_S créé par le courant d'écrantage. Plus L devient grande, plus la relation entre le flux extérieur Φ_{ex} et le flux Φ pénétrant la boucle quitte le régime linéaire et devient, pour de très grandes L , hystérétique. Dans le cas où $I_{c1} = I_{c2}$, le courant circulant dans la boucle I_S est donné par :

$$I_S = \frac{I_{c1}}{2} (\sin \varphi_1 - \sin \varphi_2) \quad (5.8)$$

La phase est toujours soumise à l'équation 5.1. Avec $\Phi = \Phi_{ex} + \Phi_S$ et $\Phi_S = LI_S$ on obtient (pour $\delta_1 = \delta_2 = 0$) :

$$\frac{2\Phi_S}{LI_{c1}} = \sin \varphi_1 - \sin \left(\varphi_1 + \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi_{ex} + \Phi_S) \right) = \frac{2I_S}{I_{c1}}$$

$$\frac{\Phi_S}{LI_{c1}} = -\sin \left(\frac{\pi}{\Phi_0} (\Phi_{ex} + \Phi_S) \right) \cos \left(\varphi_1 + \frac{\pi}{\Phi_0} (\Phi_{ex} + \Phi_S) \right) \quad (5.9)$$

De cette équation, on peut déduire graphiquement le flux Φ_S en fonction de Φ_{ex} et de φ_1 . Le

flux Φ ainsi obtenu doit être injecté dans la relation du courant total 5.4. Le courant critique est obtenu en maximisant le courant total par rapport à φ_1 . Pour montrer l'essentiel, nous allons considérer ici seulement le cas très simple où $I = I_{c1}\sin\varphi_1 + I_{c2}\sin\varphi_2 \approx 0$ par conséquent $\varphi_1 \approx -\varphi_2$. Avec un courant circulant qui devient donc $I_S = I_{c1}\sin\varphi_1$ et l'équation de phase qui se réduit à $-\varphi_1 = \pi\Phi/\Phi_0$, la relation entre le flux extérieur Φ_{ex} et le flux pénétrant la boucle Φ devient :

$$\Phi_{ex} = \Phi + LI_{c1}\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (5.10)$$

Le flux Φ ainsi obtenu est tracé, dans la figure 5.3, en fonction du flux extérieur pour différents rapports $\frac{LI_{c1}}{\Phi_0}$. Pour de grandes L , la relation entre le flux extérieur et le flux dans la boucle devient non-linéaire et hystérétique. Pour utiliser le SQUID comme détecteur d'une différence de phase sur une jonction π via le flux pénétrant la boucle, il est donc important que la relation entre le flux extérieur et le flux dans la boucle soit bijective. C'est le cas si $LI_c < \Phi_0/2$ (voir figure 5.3). Pour $LI_c \leq 0.1\Phi_0$, la relation $\Phi(\Phi_{ex})$ devient quasi-linéaire et le SQUID se trouve dans la limite linéaire.

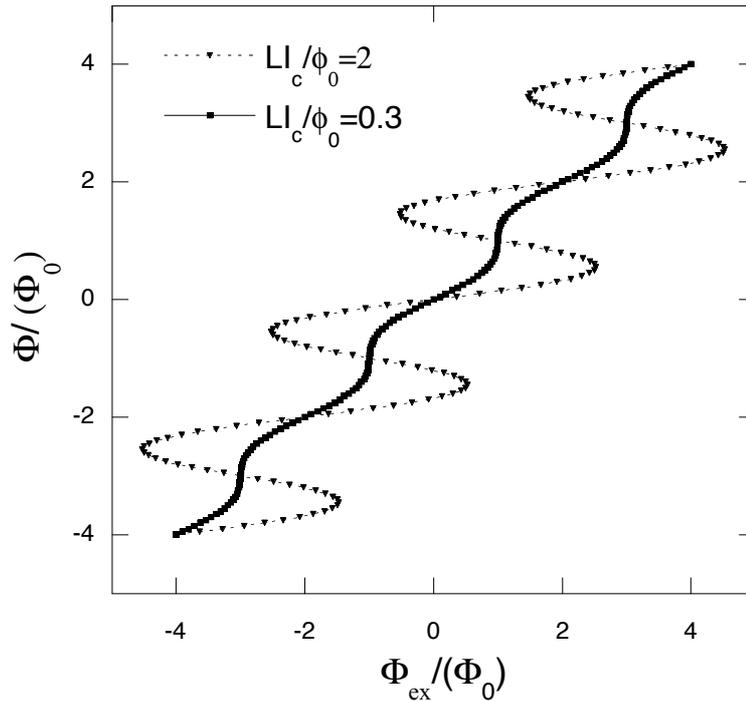


FIG. 5.3: Flux Φ pénétrant le SQUID en fonction du flux extérieur Φ_{ex} . On voit l'effet du courant d'écrantage pour le cas d'une petite inductance $LI_c/\Phi_0=0.3$ et d'une grande inductance $LI_c/\Phi_0=2$.

Pour les détails des calculs numériques des modulations du courant critique $I_c(B)$, nous nous référons à l'ouvrage "Physics and Applications of the Josephson Effect" de A. Barone et G. Paterno [5] et aux travaux de A. Th. A. M. DeWaele et R. de Bruyn Ouboter [53]. Pour montrer le résultat principal, qui est également valable pour les inductances

intermédiaires, nous examinerons à nouveau le cas où $LI_c/\phi_0 \gg 1$. L'équation 5.9 devient alors :

$$0 = \sin\left(\frac{\pi}{\Phi_0}(\Phi_{ex} + \Phi_S)\right) \cos\left(\varphi_1 + \frac{\pi}{\Phi_0}(\Phi_{ex} + \Phi_S)\right)$$

donc :

$$0 = \sin\left(\frac{\pi}{\Phi_0}(\Phi_{ex} + \Phi_S)\right)$$

On en déduit :

$$(\Phi_{ex} + \Phi_S) = n\Phi_0 \quad (5.11)$$

Cette équation signifie que le flux total pénétrant la boucle est quantifié pour chacun des courants et des champs magnétiques appliqués quand L est très grand. La quantification totale du flux est montrée dans la figure 5.4. Pour un SQUID symétrique, le courant appliqué se divise en parties égales dans les deux branches : le courant dans la jonction 1 est de $1/2I + I_S$, le courant dans la jonction 2 est de $1/2I - I_S$. Le courant supraconducteur maximum dans une jonction est égal à son courant critique I_{c1} , donc le courant critique du SQUID I_c devient :

$$\frac{I_c}{2} + |I_S| = I_{c1}$$

où avec l'équation 5.11

$$I_c = 2I_{c1} - \frac{2}{L} |n\Phi_0 - \Phi_{ex}| \quad (5.12)$$

La valeur de n dans cette équation est déterminée par la condition que I_c est un maximum, mais plus petite que $2I_{c1}$. La figure 5.4 montre la $I_c(B)$ d'un SQUID ainsi calculée pour un rapport de $LI_{c1} = 2\Phi_0$. Les courants critiques des deux jonctions du SQUID y sont également tracés en fonction du flux extérieur. Si l'on augmente le flux dans la boucle à partir de zéro, un courant d'écrantage est induit afin de maintenir le flux total à zéro dans la boucle. Dans une des deux jonctions (ici la jonction 1), le courant d'écrantage s'ajoute à la moitié du courant appliqué, donc le courant critique de cette jonction est plus petit pour $\Phi_{ex} > 0$ que pour $\Phi_{ex} = 0$. Quand Φ_{ex} augmente, le courant d'écrantage monte, donc le courant critique de la jonction 1 diminue. Le courant au travers de la jonction 2 est constant et égal à son courant critique. Au total, le courant critique du SQUID diminue. Pour $\Phi_{ex} = \Phi_0/2$, il est énergétiquement favorable de piéger un quantum de flux dans la boucle, ce qui signifie que le courant d'écrantage change de direction. Quand le flux extérieur continue d'augmenter, le courant d'écrantage diminue pour maintenir le flux constant dans la boucle. Entre $\Phi_0/2 < \Phi_{ex} < \Phi_0$, c'est le courant de la jonction 1 qui

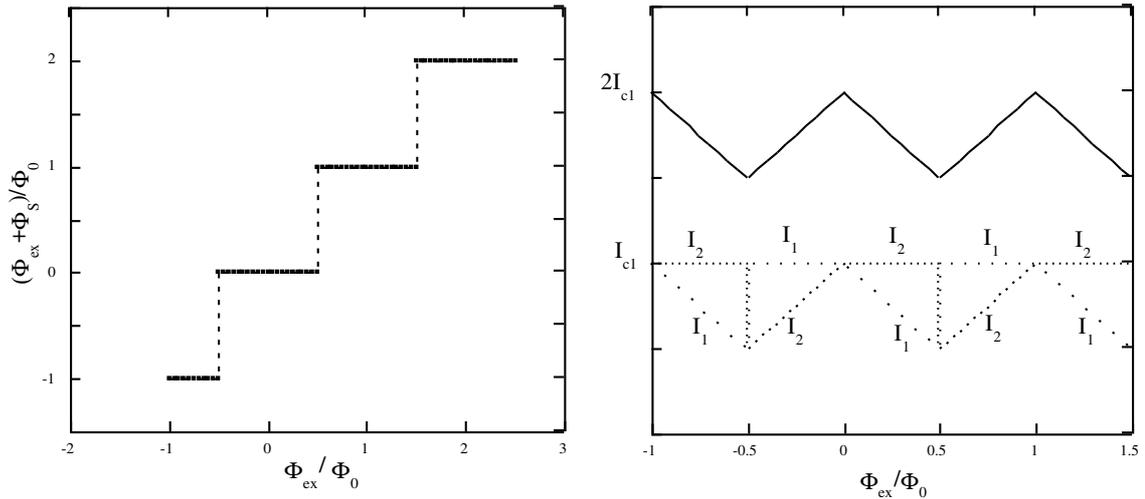


FIG. 5.4: A gauche : la quantification du flux pénétrant la boucle $\Phi_{ex} + \Phi_S$ est totale quand $LI_{c1} \gg \Phi_0$. A droite : modulations du courant critique d'un SQUID symétrique quand $LI_{c1} \gg \Phi_0$.

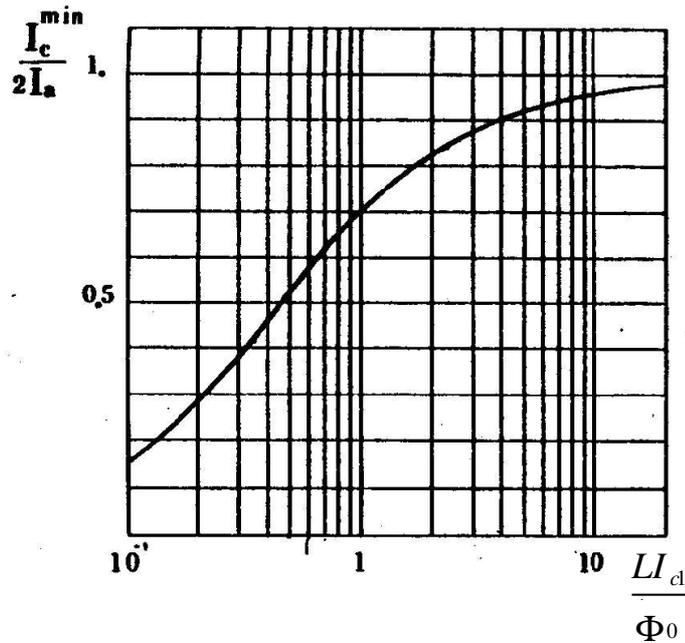


FIG. 5.5: Amplitude d'oscillation d'un SQUID symétrique en fonction du produit $I_{c1}L/\Phi_0$. [5]

reste à sa valeur critique et le courant critique de la jonction 2 qui augmente avec le flux extérieur, parce que le courant d'écrantage diminue. Pour $\Phi_{ex} = \Phi_0$, le courant d'écrantage est à nouveau nul et le courant critique du SQUID est égal à $2I_{c1}$. Dans le cas des très grandes L , les oscillations en courant critique prennent une forme triangulaire. L'équation 5.12 montre clairement que l'amplitude d'oscillation diminue quand L augmente - voire quand $L \rightarrow \infty$, le courant critique du SQUID est une constante en fonction du flux appliqué. Le cas des inductances intermédiaires nécessite des calculs numériques [5, 53], mais

ne donne quelque chose de fondamentalement différent que pour le cas des grandes L , que nous venons de discuter. En résumé, dans le cas d'un SQUID symétrique avec $L \neq 0$, notons que la principale différence avec le cas où $L=0$ est la diminution de l'amplitude d'oscillation, diminution qui peut-être très importante quand L est grand. L'évolution de l'amplitude d'oscillation en fonction du produit LI_c pour un SQUID symétrique est montrée dans la figure 5.5. Pour un produit de $LI_c/\Phi_0=0.1$, l'amplitude d'oscillation est de 85%.

5.1.3 SQUID asymétrique ($I_{c1} \neq I_{c2}$) et $L \neq 0$

C'est le cas le plus général qui a été traité également en détails par A. Th. A. M. DeWaele et R. de Bruyn Ouboter [53]. Nous étudions à nouveau le cas où $LI_c \gg \Phi_0$, c'est à dire où le flux total dans la boucle est quantifié en multiples de Φ_0 . Le courant d'écrantage est donné par $I_S = (n\Phi_0 - \Phi_{ex})/L$, les courants traversant les jonctions 1 et 2 sont respectivement $I_1 = I/2 + I_S$ et $I_2 = I/2 - I_S$. A chaque fois que le courant dépasse, dans une des deux jonctions, le courant critique, un quantum de flux est piégé dans la boucle ou en est expulsé. Le courant critique du SQUID est atteint quand le courant dans l'une des deux jonctions est égal à son courant critique, et quand également le courant de l'autre jonction dépasserait le courant critique si un quantum de flux était piégé dans la boucle ou en était expulsé. C'est le cas si $I_{c1} + I_{c2} - \Phi_0/L < I \leq I_{c1} + I_{c2}$, et soit : $I_{c1} = \frac{1}{2}I - I_S$ ou bien : $I_{c2} = \frac{1}{2}I + I_S$. Le courant critique du SQUID obéit donc aux relations :

$$I_{c1} + I_{c2} - \frac{\Phi_0}{L} < I_c \leq I_{c1} + I_{c2} \quad (5.13)$$

et :

$$I_c = 2I_{c1} - \frac{2}{L}(n_1\Phi_0 - \Phi_{ex}) \quad (5.14)$$

où :

$$I_c = 2I_{c2} - \frac{2}{L}(n_2\Phi_0 - \Phi_{ex}) \quad (5.15)$$

Il y a seulement un n_1 ou un n_2 qui permet de satisfaire équation 5.13. Si l'on écrit les deux dernières équations différemment, on obtient :

$$I_c = I_{c1} + I_{c2} - \frac{2}{L} \left\{ n_1 \Phi_0 - \Phi_{ex} - \frac{L}{2}(I_{c1} - I_{c2}) \right\}$$

où

$$I_c = I_{c1} + I_{c2} + \frac{2}{L} \{n_2 \Phi_0 - \Phi_{ex} - \frac{L}{2}(I_{c1} - I_{c2})\}$$

Ces équations sont les mêmes que pour un SQUID symétrique (voir équation 5.12), avec un courant critique des jonctions qui est égal à $(I_{c1} + I_{c2})/2$, et un flux appliqué de $\Phi_{ex} + L(I_{c1} + I_{c2})/2$. La caractéristique $I_c(B)$ d'un SQUID asymétrique peut donc être calculée à partir de la caractéristique d'un SQUID symétrique, avec un courant critique de jonction égal à $(I_{c1} + I_{c2})/2$, pour lequel on décale le zéro de l'axe x de $L(I_1 - I_2)/2$. Ce décalage pourra diminuer, voire annuler le décalage venant d'une jonction π dans la boucle. En résumé de ces rappels sur le SQUID dc, nous concluons que l'utilisation d'un SQUID dc comme interféromètre $0-\pi$ de la phase supraconductrice nécessite un SQUID avec une petite inductance et un faible courant critique.

5.2 Fabrication des SQUIDS

Les SQUIDS sont faits à partir de l'évaporation sous angle, au travers de masques suspendus, obtenus au moyen de la lithographie électronique.

5.2.1 Réalisation du tricouche

Pour réaliser le masque, nous utilisons une méthode tricouche. La sous-couche en PES (phénylène-éther-sulfone) - appelé également Victrex - d'une épaisseur de $0.88\mu\text{m}$ a pour fonction de suspendre la couche intermédiaire en germanium. La couche supérieure est une résine polymère électrosensible, et constitue le masque de gravure pour définir les motifs dans le germanium. La sous-couche doit résister aux dégagements de chaleur durant l'évaporation du métal réfractaire, sans dégazer ni déformer le masque de germanium. Le dégagement de chaleur produit par le rayonnement durant l'évaporation déforme le masque et le dégazage des résines pollue le dépôt métallique en formation. L'évaporation du niobium nécessite, à cause de sa température de fusion très élevée de $T=2500^\circ\text{C}$, une température d'évaporation beaucoup plus élevée que celle d'aluminium dont la température de fusion est de $T=600^\circ\text{C}$. Les atomes de Nb arrivent donc beaucoup plus chauds sur le substrat que dans le cas de l'Al. Les résines standards comme le PMMA (transition vitreuse pour $T_v=121^\circ\text{C}$) se dégazent, et dégradent ainsi significativement les propriétés supraconductrices du niobium. Au laboratoire a été développé, durant la thèse de Pascal Dubos [21], une résine thermostable, le PES (Phénylène-éther-sulfone)

ou "Vitrex", pour laquelle la transition vitreuse est $T_v=235^\circ\text{C}$ et qui permet la fabrication de micro- et nanostructures en niobium de bonne qualité. En utilisant le PES comme sous-couche, nous obtenons une température critique de $T_c=8.3\text{K}$ pour une épaisseur de niobium de 50nm. Cette température critique est plus élevée que celle obtenue avec le PMMA comme sous-couche, cependant la qualité du métal reste bien au-dessous de celle du métal massif.

Pour préparer une tricouche de PES/Ge/PMMA, le wafer de silicium est nettoyé dans une solution d'acide fluorhydrique dilué à 10% avec de l'eau déionisée pour retirer l'oxyde natif. Après un rinçage de dix minutes à l'eau déionisée, on dépose la couche de vitrex. Cette résine, à base du polymère PES, est d'abord dissoute dans le solvant N-méthylPyrrolidone (NMP) à 20% en poids. On procède à un filtrage avec un filtre polypropylène pour éliminer les grains d'une taille supérieur à $0.2\ \mu\text{m}$. Ensuite la résine est étalée par centrifugation sur la tournette. A cause de la forte sensibilité de cette résine à l'humidité ambiante, l'atmosphère autour de la tournette est desséchée à l'aide d'une cloche à flux d'azote, juqu'à une humidité relative de 14%. L'épaisseur de la résine est conditionnée d'une part par la concentration du PES dans le solvant NMP, et d'autre part par la vitesse angulaire de centrifugation. Pour le vitrex à 20% et une vitesse angulaire de $v = 6000\text{Tr}/\text{min}$ pendant 300 s, nous obtenons une couche d'une épaisseur de $0.88\ \mu\text{m}$ mesurée à l'aide de l'alpha step. Après étalement, la résine est recuite sur une plaque chauffante à 275°C , au-dessus de la température de transition vitreuse, ce qui permet aux chaînes de fluer et de relâcher les contraintes internes. Une couche de Ge de 45 nm est déposée ensuite par évaporation Joule. La dernière étape consiste à étaler une fine couche de résine PMMA diluée à 2% en poids dans le chlorobenzène, par centrifugation, durant 30s, à la vitesse angulaire de 2000tr/min. L'étalement est suivi d'un recuit à 160°C , au-dessus de la température vitreuse du PMMA ($T_v = 120^\circ\text{C}$).

5.2.2 *Elaboration du masque suspendu*

La figure 5.6 montre une vue générale du masque d'un échantillon avec des plots de contact et le masque d'un SQUID $0-\pi$. Les dimensions extérieures du rectangle qui définit la boucle du SQUID sont de $8\ \mu\text{m} \times 12\ \mu\text{m}$. Ces dimensions du rectangle correspondent à la taille finale du SQUID π . (Remarquons que les premiers SQUIDS étaient des rectangles plus grands, d'une taille $16\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$). Avec ces dimensions, le calcul de l'inductance géométrique de la boucle donne $L \approx 30\text{pH}$ [26, 24]. Les dimensions du SQUID sont choisies de telle façon qu'il soit, pour des courants critiques de l'ordre de quelques μA , en limite linéaire ($LI_c < \phi_0/2$).

La taille des jonctions est définie par un micropont à $0.5\mu\text{m} \times 0.7\mu\text{m}$. L'évaporation des matériaux se fait sous quatre angles différents et sera expliquée dans le prochain paragraphe. La couche de PdNi est évaporée à travers la fenêtre située à côté du micropont.

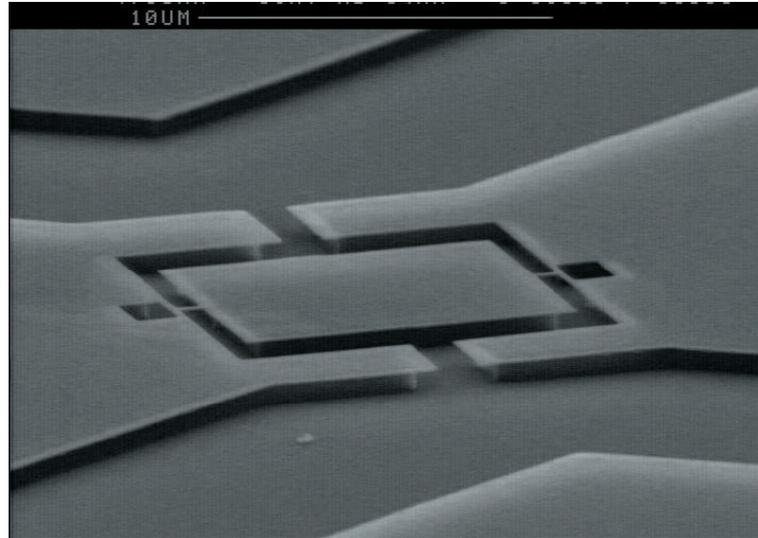


FIG. 5.6: Photo MEB du masque pour la réalisation d'un SQUID π .

Les différentes étapes de la fabrication du masque sont expliquées à la figure 5.7.

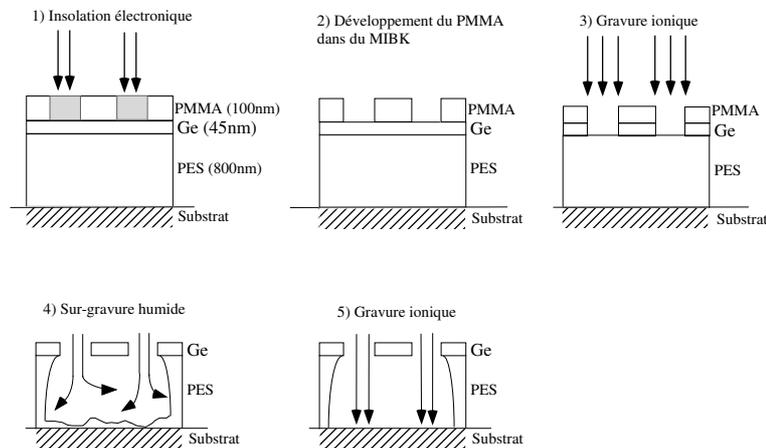


FIG. 5.7: Les différentes étapes du développement du masque du SQUID.

1. A l'aide du microscope électronique Cambridge S240, le PMMA est insolé suivant le motif choisi. Sous le faisceau électronique, les chaînes de polymère insolées sont brisées et deviennent plus solubles que les longues chaînes.

2. La résine est développée pendant 12s dans le solvant Methyl-IsoButyl-Kétone (MIBK) dilué avec l'alcool IsoPropylique (IPA) dans un rapport 1 pour 3. L'échantillon est ensuite rincé dans l'IPA pour arrêter le développement. Ainsi, le profil de la résine supérieure (résine positive) va déterminer directement le profil de gravure de la couche de Ge.
3. Les zones de Ge découvertes sont usinées selon le motif insolé par un plasma SF_6 . La couche de Ge de 45 nm est gravée en 18s. Au cours de cette étape, on retire également environ 45 nm de résine PMMA, qui a une vitesse de gravure similaire au Ge. L'épaisseur du PMMA doit donc être plus grande que celle du Ge, avec une marge de sécurité pour transférer correctement le motif initial dans la couche de Ge.
4. Cette étape consiste à graver la résine inférieure pour obtenir un dégagement latéral sous le motif, créant ainsi les microponts. La sous-couche de PES est surgravée pendant 9s dans une solution de diMethyl-Sulfoxide (DMSO), maintenue à son point de fusion à 18.6°C pour ralentir l'attaque humide. Le masque est ensuite rincé à l'éthanol pendant 20s pour arrêter l'attaque. La durée de cette attaque et la température de la solution sont très critiques. Si le victrex est trop gravé, le retrait de la résine sera trop grand. Ce qui signifie que l'évaporation du PdNi fera apparaître, dans la

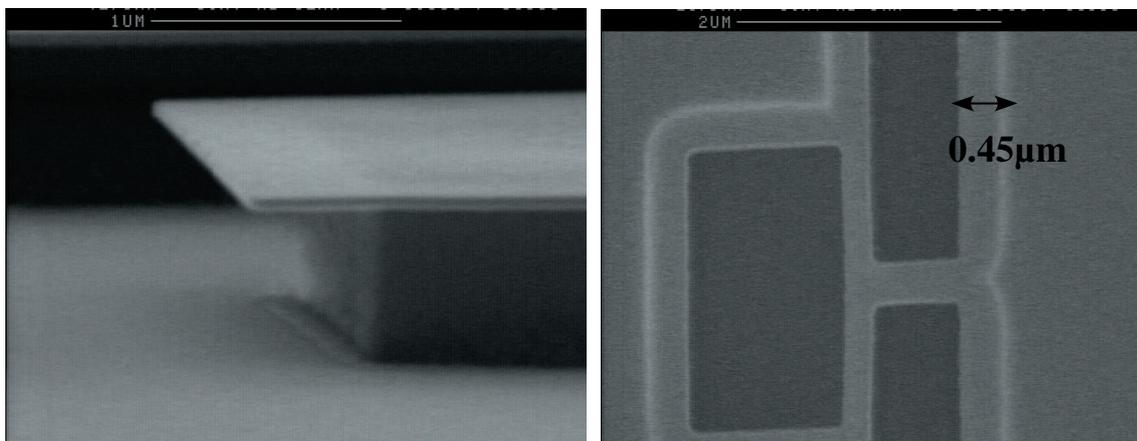


FIG. 5.8: Photo de la partie du masque qui sert à réaliser la jonction SIFS (après l'étape 5 du développement). Le contour en gris clair autour des ouvertures correspond au dégagement de la sous-couche inférieure que l'on voit en transparence à travers l'épaisseur du masque de silicium.

boucle, des dépôts parasites, qui ne seront pas enlevés durant le lift-off parce que ces évaporations ne tombent pas sur la résine. Pour la pénétration du flux dans la boucle, il est important qu'aucun métal ferromagnétique ne s'y trouve. Ces dépôts parasites pourraient également court-circuiter la jonction. Si le victrex n'est pas assez gravé, les microponts ne seront pas dégagés. La figure 5.8 montre le retrait de la résine obtenu par la surgravure. Le retrait optimal est de $0.45\mu\text{m}$. Pour assurer

une bonne thermalisation, les cristaux de glace de DMSO sont agités pendant 10 minutes avant d'immerger l'échantillon. Pour retirer les résidus de solvants qui ont pu diffuser dans le PES, on recuit le masque pendant cinq minutes à 220°C, soit à une température inférieure à la température de transition vitreuse, pour éviter les déformations par fluage.

5. On procède à une gravure ionique dans un plasma d'oxygène à haute pression ($4 \cdot 10^{-1}$ mbar), pendant quatre minutes, pour terminer la surgravure latérale, et dans un plasma d'oxygène à pression moyenne ($2 \cdot 10^{-1}$ mbar) pour éliminer les derniers résidus de PES à la surface du substrat.

5.2.3 Dépôt par ombrage

Les échantillons sont évaporés au CSNSM à Orsay, dans un bâti à ultravide, par canons à électrons, sous une pression de 10^{-8} Torr, avec un vide de base inférieur à 10^{-9} Torr. Nous avons fabriqué des SQUIDS contenant des jonctions en Al/Al₂O₃/Al, Nb/Al/Al₂O₃/Nb et en Nb/NbO_x/PdNi/Nb. Nous allons expliquer plus en détail, dans les prochains paragraphes, les caractéristiques de ces différents SQUIDS et le choix des matériaux.

La réalisation des jonctions se fait par la technique du dépôt par ombrage. La figure 5.9 montre une photo MEB d'un SQUID 0- π , avec les flèches indiquant les différentes directions des évaporations et, en-dessous, une schématisation des étapes de l'évaporation d'un SQUID 0- π .

1. Évaporation de la première couche de niobium d'une épaisseur de 25 à 50 nm. L'angle d'évaporation θ_{Nb} du niobium, par rapport au plan du substrat, est déterminé de telle manière que le dépôt du PdNi tombe par la suite exactement entre les deux ombres du micropont dans la jonction. Avec une épaisseur de vitrex de $d_{\text{Vix}} = 0.88 \mu\text{m}$ et une longueur de la fenêtre de $1 \mu\text{m}$, l'angle d'évaporation du niobium est de :

$$\tan \Theta_{\text{Nb}} = \frac{0.88 \mu\text{m}}{0.5 \mu\text{m}} \text{ donc } \Theta_{\text{Nb}} = 60.4^\circ$$

L'évaporation laisse également, à côté des jonctions, un dépôt de niobium dû à l'existence des fenêtres. Ceci est sans importance pour le circuit de la boucle supraconductrice. Pour les SQUIDS en Nb/Al/Al₂O₃/Nb, l'angle d'évaporation de l'aluminium est diminué de 2° par rapport à l'angle d'évaporation du niobium, pour ainsi déplacer légèrement le dépôt, ce qui évite un éventuel court-circuit entre les deux couches de niobium.

2. Oxydation de l'aluminium ou du niobium
3. Évaporation de la première couche de PdNi, d'une épaisseur d_{F1} , à travers la fenêtre

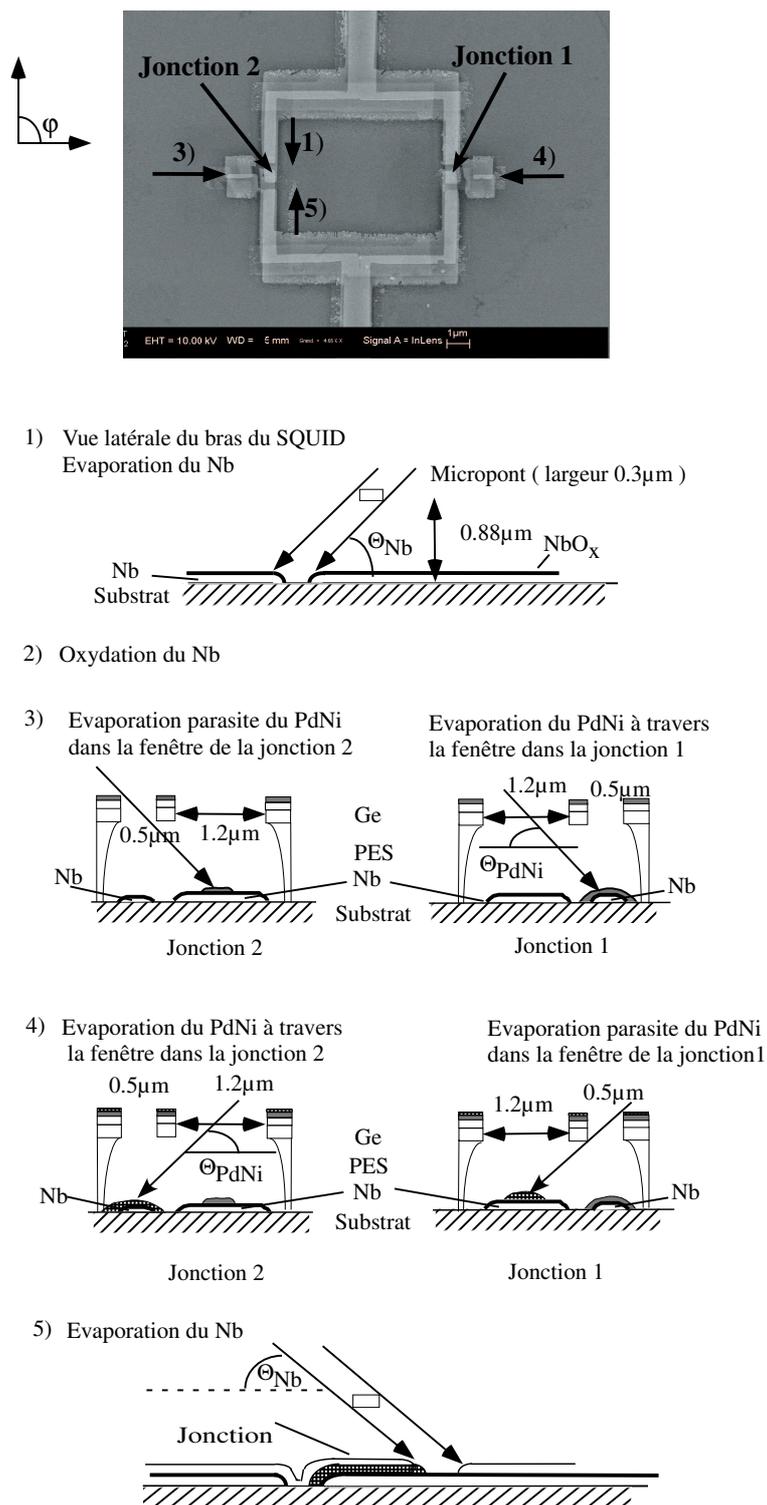


FIG. 5.9: Photo d'un SQUID 0- π . Les flèches indiquent les directions des évaporations. Les étapes de l'évaporation sont schématisées en dessous.

de la jonction 1. Cette évaporation donne lieu à une évaporation parasite à côté de la jonction 2. La direction de l'évaporation est tournée de $\varphi=90^\circ$ par rapport à l'évaporation précédente du niobium. L'angle d'évaporation par rapport au plan du

substrat est donné par :

$$\tan \Theta_{\text{PdNi}} = \frac{0.88\mu\text{m}}{(0.25+0.3+0.6)\mu\text{m}} \text{ donc } \Theta_{\text{PdNi}} = 37.4^\circ.$$

Pour les SQUIDs 0-0 et π - π qui contiennent deux jonctions identiques, à épaisseur égale en PdNi, les fenêtres servant à l'évaporation de la couche de PdNi sont situées du même côté du bras.

4. Evaporation de la deuxième couche de PdNi, d'une épaisseur d_{F2} , au travers de la fenêtre de la jonction 2. Les angles d'évaporation sont $\varphi=-90^\circ$ et $\theta_{\text{PdNi}} = 37.4^\circ$. A côté de la jonction 1, on retrouve une évaporation parasite.
5. Evaporation de la contre-électrode de niobium, avec des angles d'évaporation de $\varphi=180^\circ$ et de $\Theta_{\text{Nb}} = 60.4^\circ$. La longueur de la jonction est de $0.7\mu\text{m}$, sa largeur est de $0.5\mu\text{m}$.

5.3 Dispositif de mesure

Le montage pour la mesure des courants critiques des SQUIDs est schématisé sur la figure 5.10. La source de courant bas-niveau délivre des courants allant du nanomètre au milli-ampère. Le principe de la mesure consiste à déterminer le courant critique à partir de la mesure de la courbe $dV/dI(I_{dc})$, suivant une méthode identique à celle qui a été exposée dans le chapitre 3. Le signal alternatif est amplifié d'un facteur 10 à 10000 et mesuré avec la détection synchrone. Un programme d'acquisition en Labview détermine, suivant une méthode dichotomique, le courant critique du SQUID à partir de la mesure de $dV/dI(I_{dc})$. Les caractéristiques $I(V)$ des SQUIDs sont mesurées directement à l'oscilloscope, à l'aide d'un signal sinusoïdal d'une fréquence allant de 100 Hz à 200 Hz. Le champ magnétique

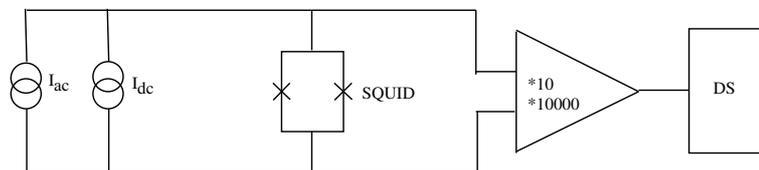


FIG. 5.10: Schéma du montage de mesure du courant critique dans le SQUID

est fourni par une bobine en niobium-titane, avec un coefficient de $H/I = 183 \text{ mT/A}$. L'homogénéité du champ magnétique de la bobine est inférieure à 1% sur 3 mm. Le cryostat de mesure n'est pas équipé d'un écrantage du champ terrestre. Pour tenir compte de l'off-set en provenant, nous mesurons dans la même expérience le décalage relatif en champ entre

les $I_c(B)$ des deux SQUIDs. Nous vérifions à chaque fois que plusieurs échauffements au-dessus de la température critique du niobium ne changent pas le zéro relatif du champ. Une mesure du décalage entre les $I_c(B)$ de SQUIDs identiques, espacés de 1.5 mm, montre que l'homogénéité du champ total venant de la bobine et du champ terrestre reste inférieure à 1%.

5.4 Développement et étapes pour la réalisation d'un SQUID π

Nous allons résumer les différentes étapes qui ont abouti à la réalisation d'un SQUID π à base des jonctions Nb/NbO_x/PdNi/Nb.

5.4.1 SQUIDs avec des jonctions sans ferromagnétique

5.4.1.1 SQUIDs en aluminium

Initialement, nous avons voulu réaliser un SQUID π avec des jonctions en Al/Al₂O₃/Al (SIS) pour lesquelles le couplage π serait induit par l'évaporation, dans la barrière isolante, des impuretés magnétiques en gadolinium. L'existence d'une telle jonction π a été envisagé par Bulaevskii en 1977 [12] mais, jusqu'à présent, aucune preuve expérimentale n'en a été apportée. En vue de cet objectif initial, nous avons commencé par la réalisation de SQUIDs en aluminium avec des jonctions formées par une couche d'oxyde d'aluminium.

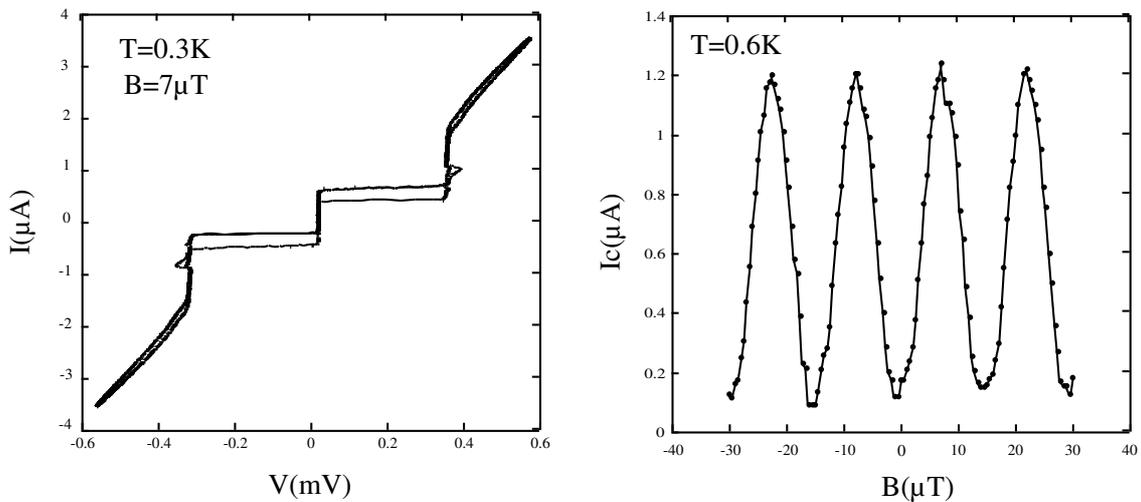


FIG. 5.11: Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID Al/Al₂O₃/Al

Pour ces SQUIDs de début, le tricouche pour la lithographie électronique est constitué de PMMA/Ge/PMMA. Les SQUIDs en aluminium ne nécessitent pas l'utilisation du Victrex, car la température d'évaporation est beaucoup plus faible que celle du niobium. Une caractéristique $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID avec des jonctions en Al/Al₂O₃/Al est exposée sur la figure 5.11. De la caractéristique $I(V)$, on déduit un gap pour l'aluminium qui est de $180\mu V$, correspondant bien à la valeur à laquelle on s'attend. La caractéristique $I_c(B)$ oscille avec une période de $15\mu T$, et l'amplitude d'oscillation est presque de 100% [10]. Rappelons que le dispositif expérimental ne disposant pas d'un écrantage du champ terrestre, la mesure du champ magnétique n'est par conséquent pas absolue. La température critique de l'aluminium est de $T=1.2K$.

5.4.1.2 SQUIDs en Nb réalisés à partir d'un masque en PMMA/Ge/PMMA

Les résultats obtenus par Takis Kontos *et al.* [35], alors que ce travail était en cours, nous ont incitée à changer l'idée initiale, et à réaliser un SQUID π à base de jonctions Nb/Al/Al₂O₃/Nb. Les premiers essais de SQUIDs Nb/Al/Al₂O₃/Nb, faits à partir d'une tricouche de PMMA/Ge/PMMA, montraient bien la faiblesse de la résine PMMA dans le cas d'une évaporation du niobium. Le dégazage du PMMA au cours de l'évaporation du niobium entraîne des températures critiques entre 4 et 5K quand l'épaisseur est de 50nm. Outre cet abaissement considérable de la température critique du niobium, la reproductibilité des propriétés supraconductrices du niobium était mauvaise. Sur la figure 5.12 sont exposées une caractéristique $I(V)$ et une caractéristique $I_c(B)$ d'un tel SQUID. On trouve un gap de $\Delta=480\mu V$, ce qui est entre la valeur du gap de l'aluminium et celui du niobium $\Delta_{Nb} = 1.2mV$. L'amplitude d'oscillation est de 36%, beaucoup plus faible que pour un SQUID en aluminium. Ces faibles amplitudes d'oscillation se confirment pour tous les SQUIDs en niobium. Nous y reviendrons plus en détail dans les paragraphes suivants, mais constatons ici ce qui semble bien être une différence entre les SQUIDs en niobium et les SQUIDs en aluminium. Le même effet a été observé par Hasselbach *et al.* [29] dans des micro-SQUIDs, avec des jonctions Josephson constituées de microponts.

Ces résultats nous ont incitée à développer des masques de SQUIDs à partir d'un tricouche en PMMA/Ge/Victrex, pour améliorer les propriétés supraconductrices du niobium. La résine Victrex a été développée au cours de la thèse de Pascal Dubos [21]. Pendant notre recherche, nous avons effectué une étude systématique du développement de cette résine, pour avoir des résultats reproductibles dans le cas des SQUIDs. Nous travaillons avec une résine particulièrement épaisse ($d_{victrex}=0.88\mu m$) pour pouvoir évaporer sous les

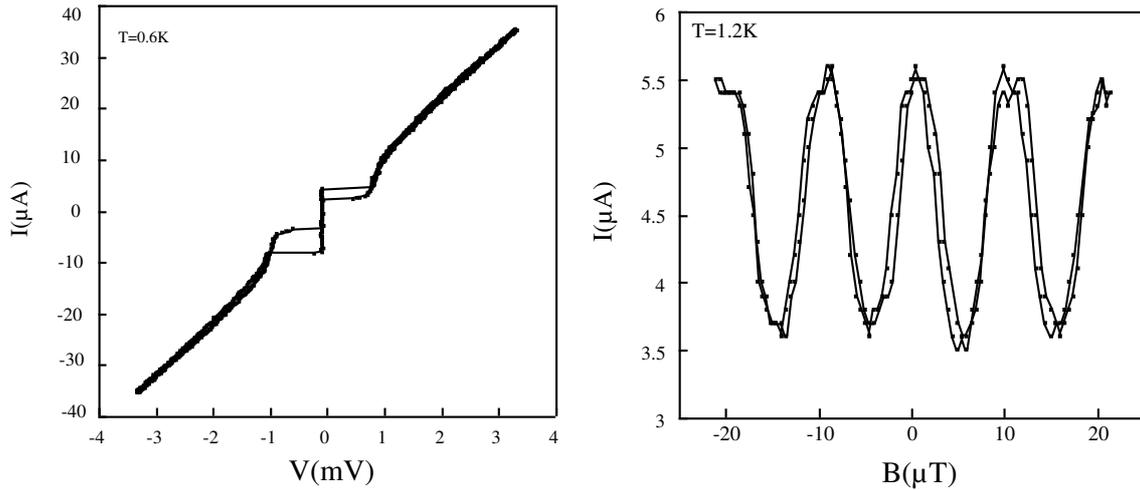


FIG. 5.12: Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID Nb/Al/Al₂O₃/Nb, fait à partir d'un tricouche en PMMA/Ge/PMMA.

angles les plus grands possibles par rapport au plan du substrat. C'est important afin d'obtenir la meilleure précision possible pour l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Aucun échantillon n'avait été fait, avant ce travail de thèse, à partir de tricouches en Victrex de cette épaisseur. En plus, le masque du SQUID, qui est destiné à faire des évaporations sous quatre angles différents, nécessite un retrait de la résine compris dans un intervalle de $0.4\mu m$ à $0.55\mu m$. La limite inférieure est donnée par le fait qu'il faut dégager proprement les microponts ; la limite supérieure assure que toutes les évaporations parasites sont évaporées sur la résine, et donc enlevées pendant l'étape du lift-off. Une fois qu'on a obtenu le retrait approprié, il faut réussir, sans l'agrandir, à nettoyer le fond du substrat de tout résidu de résine. Les étapes retenues pour le développement du Victrex, qui assurent une très bonne qualité des propriétés supraconductrices du niobium et également une très bonne reproductibilité des échantillons, sont résumées dans le chapitre "Elaboration du masque suspendu".

5.4.1.3 SQUIDs avec des jonctions en Nb/Al/Al₂O₃/Nb

Les caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID avec des jonctions en Nb/Al/Al₂O₃/Nb sont montrées sur la figure 5.13. L'épaisseur de la couche de Nb est de 60nm, celle de la couche d'Al est de 25nm. L'oxydation de l'aluminium est faite sous une pression de 0.5 mbar, pendant deux minutes. La température critique du Nb pour ce SQUID est de $T_c=6K$ et la température critique du SQUID est de $T_c=1.5K$. La résistance du SQUID est très élevée (40Ω). La barrière isolante découple fortement les deux électrodes de la jonction, lui donnant ainsi une grande résistance. L'abaissement de la T_c du SQUID ne

peut s'expliquer, à notre avis, que par une mauvaise qualité d'interface entre l'Al et le Nb ce qui diminuerait fortement la T_c du bicouche Nb/Al. Il faut souligner que l'amélioration du développement du Victrex a été un travail parallèle à ces mesures ; nous ne pouvons donc pas exclure des effets venant d'une résine qui n'a pas encore été développée dans les conditions optimales.

A $T=1.3K$, la caractéristique $I(V)$ du SQUID est arrondie par l'influence des fluc-

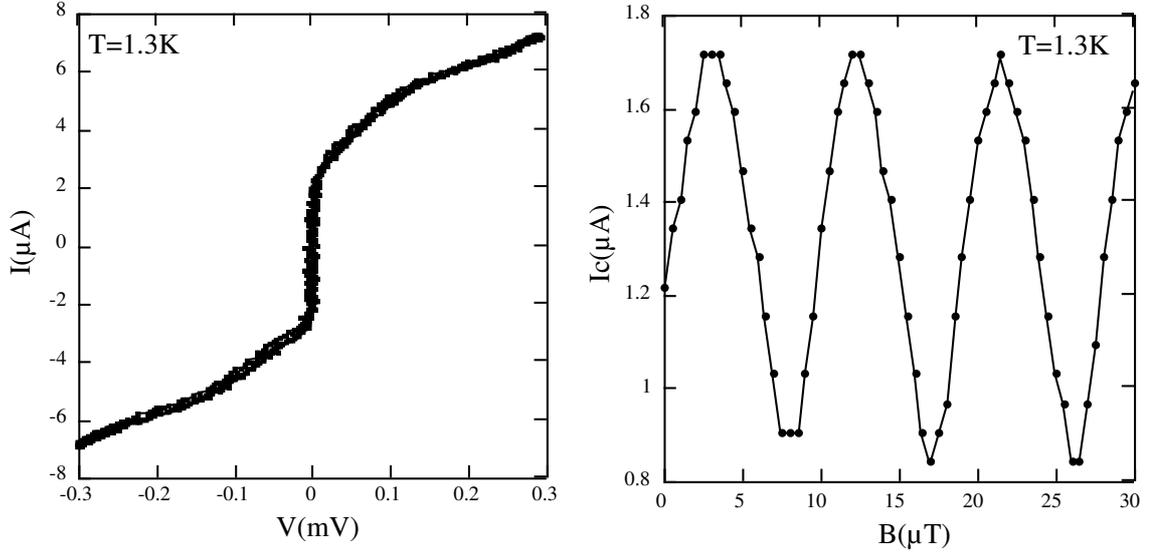


FIG. 5.13: Caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID Nb/Al/Al₂O₃/Nb, fait à partir d'un tricouche en PMMA/Ge/Victrex.

tuations thermiques. Le comportement d'une jonction Josephson est dominé par les fluctuations thermiques quand $E_T=k_B T > E_J$, où $E_J = \hbar I_c / 2e$ est l'énergie Josephson de la jonction. Loin de T_c , l'énergie Josephson est une constante et vérifie la relation [49] :

$$2E_J/k_B T = 1.76(R_Q/R_n)(T_c/T)$$

où R_n est la résistance de la jonction à l'état normal et R_Q le quantum de résistance $R_Q = h/4e^2 = 6.453 k\Omega$. Si $R_n > R_Q$, les fluctuations thermiques sont importantes jusqu'à une température de $T \approx (R_Q/R_n)T_c$. Si $R_n < R_Q$ elles sont seulement importantes près de T_c où $E_J(T) \ll E_J(0)$. Dans notre cas, où nous mesurons à $T=1.3K$ un courant critique de $I_c=1.8\mu A$ nous trouvons un rapport de $E_J/E_T = \hbar I_c / (2ek_B T) = 35$. Même si l'énergie Josephson est plus élevée que l'énergie thermique, les calculs numériques de l'influence des fluctuations thermiques sur la caractéristique $I(V)$ d'une jonction Josephson montrent un arrondissement de la courbe. Pour ces calculs, nous référons au livre "Physics and Applications of the Josephson Effect" de A. Barone [5].

Le spectre de diffraction du SQUID montre une amplitude d'oscillation satisfaisante de 50% à $T=1.3K$. Une distribution suivant la température critique des SQUID fait que

plusieurs SQUIDS de cette plaquette ne sont pas encore supraconducteurs à la température minimale de la canne à 1K.

La figure 5.14 montre les caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID en Nb/Al/Al₂O₃/Nb, pour lequel l'oxydation est faite sous une pression de 0.1 mbar pendant 6 minutes. Les épaisseurs de Nb et d'Al sont les mêmes que pour le SQUID précédent. Ce SQUID a été réalisé à partir d'un tricouche PMMA/Ge/Victrex, nouveau par rapport au SQUID précédent. La température critique du Nb de ce SQUID est de $T_c=7.5K$, ce qui indique que le développement du Victrex commence à être satisfaisant. La température critique du SQUID est de $T_c=5K$. Dans ces conditions d'évaporation, la résistance du SQUID diminue jusqu'à une valeur de 9Ω . L'amplitude d'oscillation est de 4.3% à $T=4.5K$, pour

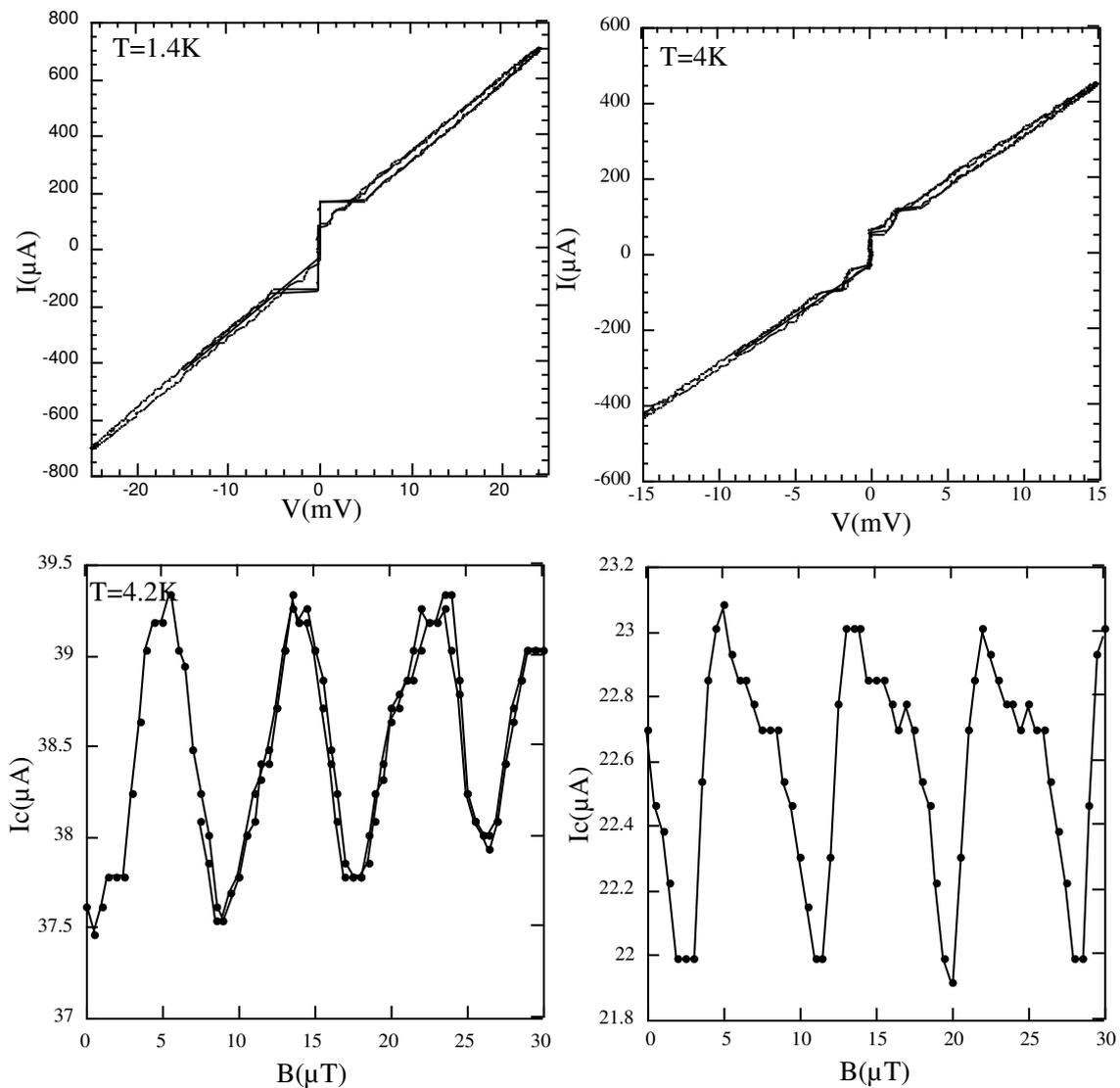


FIG. 5.14: SQUID avec des jonctions en Nb/Al/Al₂O₃/Nb. En haut : caractéristique $I(V)$ à $T=1.4K$ et $T=4K$. En bas : $I_c(B)$ à $T=4K$ et $T=4.5K$.

un courant critique de $I_c=23\mu A$. La plupart des spectres de diffraction montrent des os-

cillations peu nettes. On trouve également, pour ces SQUIDs, des caractéristiques $I(V)$ faisant apparaître des "vagues", de petites transitions dans les courbes, dont l'origine est incertaine. En plus, les spectres de diffraction n'oscillent pas pour de faibles courants critiques. Nous mettons en doute la double évaporation de l'Al et du Nb. Les évaporations de l'Al et du Nb sont faites sous un angle légèrement différent pour assurer une bonne couverture de la première couche de niobium par la couche d'aluminium, qui est oxydée ensuite. Nous nous sommes posé la question de savoir si, néanmoins, les vagues dans les $I(V)$ ne pourraient pas correspondre à différentes transitions dans la jonction, dues au fait que l'aluminium ne couvre pas toujours bien le niobium. L'idée était donc d'essayer de supprimer l'évaporation de l'aluminium. Le premier essai nous a amenée à évaporer des SQUIDs avec des jonctions uniquement en Nb/PdNi/Nb. D'après les résultats exposés au chapitre 3, on s'attend évidemment à des courants critiques trop élevés pour pouvoir réaliser un SQUID π . Mais si un SQUID à base de jonctions Nb/PdNi/Nb présente des caractéristiques convenables, il suffit d'oxyder le niobium pour diminuer le courant critique du SQUID afin d'effectuer des mesures en limite linéaire.

Avant d'exposer les résultats des SQUIDs en Nb/PdNi/Nb, nous allons expliquer le choix de l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Cette calibration est évidemment indépendante du fait que la barrière isolante soit réalisée à partir d'oxyde de niobium ou d'aluminium. Nous constatons également que, pour une grande partie des SQUIDs, l'amplitude d'oscillation est très faible, inférieure à 5% pour des courants critiques d'une dizaine de microAmpères. Pour certains SQUIDs, l'amplitude d'oscillation peut augmenter jusqu'à 50% quand les courants critiques sont de l'ordre de μA . Pour les SQUIDs suivants, nous avons donc réduit les dimensions du SQUID à $8 \times 12 \mu m^2$, afin de diminuer l'inductance géométrique du SQUID et d'augmenter ainsi l'amplitude d'oscillation.

5.4.2 SQUIDs avec des jonctions ferromagnétiques

5.4.2.1 Calibration du signe du couplage Josephson en fonction de l'épaisseur ferromagnétique

L'objectif est de réaliser des SQUIDs 0-0, 0- π et π - π , contenant des jonctions Josephson ferromagnétiques pour lesquelles le signe du couplage Josephson est fixé par l'épaisseur du ferromagnétique. La calibration de l'épaisseur de la couche ferromagnétique est faite à partir des résultats obtenus par T. Kontos et M. Aprili sur les jonctions π en Nb/Al/ Al_2O_3 /PdNi/Nb. La figure 5.15 montre leurs mesures du couplage Josephson en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique à $T=1.5K$. Le couplage Josephson

change de signe pour une épaisseur de 6.5 nm du PdNi, donc la jonction est 0 au-dessous de 6.5 nm et π au-dessus. Pour effectuer une mesure directe de la différence de phase de π liée au couplage Josephson négatif, il est important de choisir des épaisseurs pour lesquelles le couplage Josephson est du même ordre de grandeur, ce qui permet d'équilibrer le plus possible les courants critiques des jonctions dans un SQUID 0- π . L'évaporation du PdNi est faite à partir d'un lingot de Pd_{1-x}Ni_x. Un effet de distillation fait que la concentration du PdNi augmente au cours des évaporations. Cette concentration du PdNi, qui est contrôlée par des mesures de spectrométrie par rétrodiffusion Rutherford (RBS) sur les échantillons témoins, était de 18% pour les SQUIDs finaux, mais de 12% dans les jonctions Nb/Al/Al₂O₃/PdNi/Nb. Il n'est donc pas possible de calibrer directement le signe du couplage Josephson à partir de leur courbe de mesures. D'après les résultats exposés dans la thèse de Takis Kontos, on peut estimer l'énergie d'échange, qui est une fonction linéaire de la concentration de PdNi, pour une concentration de 18% à $E_{ex} = 20\text{meV}$.

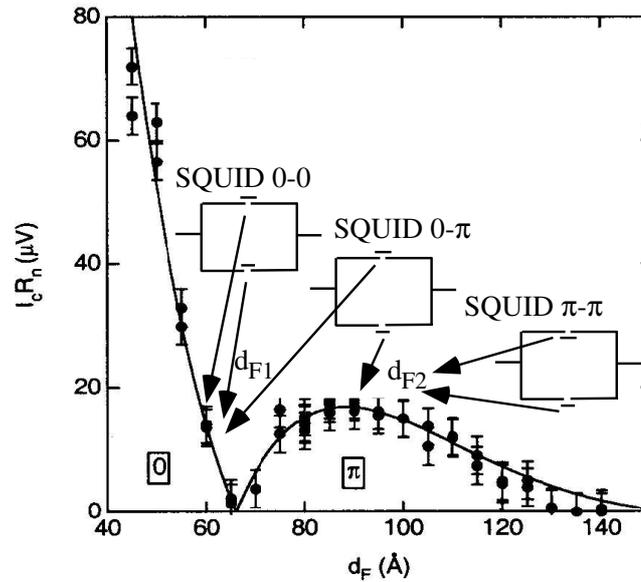


FIG. 5.15: Couplage Josephson en fonction de l'épaisseur du PdNi pour une jonction Nb/Al/Al₂O₂/PdNi/Nb [34]. A gauche du minimum, le couplage Josephson est positif; à droite du minimum, il est négatif. Le choix des épaisseurs de PdNi est fait de telle façon que le produit RI_c est à peu près le même, afin d'avoir des courants critiques du même ordre de grandeur pour la jonction 0 et la jonction π .

La longueur de cohérence correspondante (voir chapitre 1) est

$$\xi_F = d_F \frac{E_{Th}}{E_{ex}} = d_F \frac{\hbar v_F d_F}{3d_F^2 E_{ex}} = \frac{\hbar v_F}{3E_{ex}} = 2nm$$

Avec cette longueur de cohérence, qui est plus petite que dans le cas d'une concentration de 12% en PdNi, on peut recalculer le couplage Josephson pour une jonction SIFS en fonction de l'épaisseur à partir de la formule [33] :

$$I_C R_N = \frac{\pi \Delta}{2 e \gamma_b} \frac{1}{\cos^2\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) \cosh^2\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) + \sin^2\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) \sinh^2\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right)} \left(\cos\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) \cosh\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) + \sin\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) \sinh\left(\frac{d_F}{\xi_F}\right) \right) \quad (5.16)$$

Cette relation du courant critique en fonction de l'épaisseur d_F pour une jonction SIFS a été calculée à partir des équations d'Usadel pour des énergies d'échange plus grandes que l'énergie du gap. Le point d'inversion se situe autour de $d_F = 3\pi/4 \xi_F$. Remarquons que, dans le cas d'une jonction SFS, Buzdin *et al.* [14] obtiennent une formule similaire où le point d'inversion se situe également à $d_F = 3\pi/4 \xi_F$. La calibration de l'épaisseur de la couche ferromagnétique ne dépend pas du fait que la jonction soit SIFS ou SFS. Pour une concentration de 18%, le couplage Josephson s'annule donc à $d_f = 4.5\text{nm}$. Cette concentration correspond aux évaporations des SQUIDs finaux en Nb/NbO_x/PdNi/Nb. Nous avons fait plusieurs essais d'évaporation avec différentes épaisseurs de PdNi pour des jonctions 0 et π , de façon à équilibrer le plus possible le couplage Josephson des deux jonctions et ainsi obtenir des amplitudes d'oscillation assez élevées pour pouvoir être mesurées.

5.4.2.2 Premiers SQUIDs avec des jonctions ferromagnétiques

Les deux épaisseurs évaporées pour la couche de PdNi sont $d_{F1} = 5$ et $d_{F2} = 10\text{nm}$, un peu plus élevées que ce que nous avons calculé dans le chapitre précédent. En effet, comme nous l'avons exposé, la concentration du PdNi change au cours des évaporations. Pour les SQUIDs de début, elle était en fait plus proche de la concentration de 12% correspondant aux mesures du couplage π faites par T. Kontos. L'épaisseur du niobium est de 60nm pour chaque électrode. Le développement du Victrex peut-être considéré comme optimal pour ce SQUID et pour tous les SQUIDs qui seront étudiés par la suite. Nous obtenons une température critique du niobium de $T_c = 8.3\text{K}$, ce que montre la figure 5.17. Cette température est toujours inférieure à la température critique du bulk $T_c = 9.2\text{K}$, mais nous avons augmenté la température critique d'un facteur deux par rapport aux températures critiques obtenues en utilisant le PMMA comme couche inférieure. La température critique de $T_c = 8.3\text{K}$ a été atteinte après une filtration supplémentaire du Victrex, au moyen d'un filtre polypropylène, avant son étalement. Nous procédons également à une observation systématique du tricouche au MEB, avant l'évaporation, car nous avons remarqué que, même avec un développement optimal, certaines plaquettes du même tricouche peuvent

montrer des résultats différents après développement. Ceci est relié au fait que le Vixtrex contient, même après filtration, de petits grains (d'une taille inférieure à $0.2\mu\text{m}$) qui empêchent, sur certaines plaquettes, la réussite du développement.

Le SQUID est constitué cette fois de deux jonctions Nb/PdNi/Nb, dont les caractéristiques $I(V)$ et $I_c(B)$ sont montrées sur la figure 5.16. Avec les dimensions réduites du SQUID par rapport aux SQUIDS utilisés précédemment, la période d'oscillation devient $20\mu\text{T}$. L'amplitude d'oscillation est de 7%, deux fois plus élevée que dans le cas précédent. La température critique du SQUID est $T=7.8\text{K}$. A une température de $T=7.7\text{K}$, le courant critique du SQUID est de $I_c=90\mu\text{A}$. Cette valeur est beaucoup trop élevée pour mesurer des SQUIDS dans la limite linéaire. Si l'on essaie de diminuer le courant critique

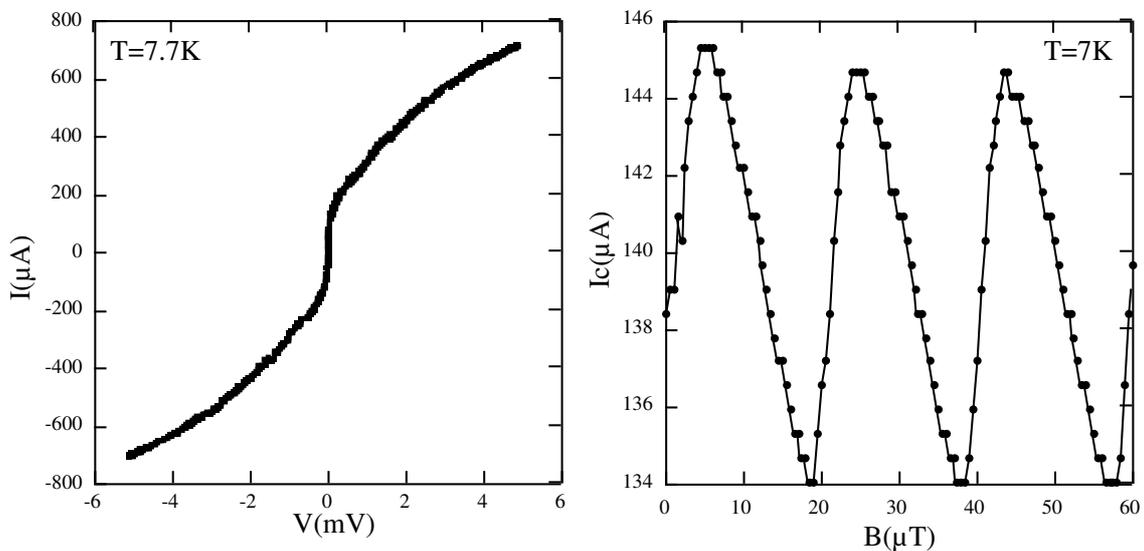


FIG. 5.16: Caractéristique $I(V)$ et $I_c(B)$ d'un SQUID avec des jonctions en Nb/PdNi/Nb

en augmentant la température, le courant critique de la boucle devient du même ordre de grandeur que celui des jonctions du SQUID, étant donné qu'on est très proche de la transition du niobium. Ceci est montré par des mesures de la résistance en fonction de la température, telles qu'on peut les voir sur la figure 5.17. Nous rappelons que le principe de mesure est le même que celui décrit dans le chapitre 3. La mesure de résistance dV_{ac}/dI_{ac} se fait au moyen d'un courant alternatif de $I_{ac}=0.4\mu\text{A}$. Afin de pouvoir distinguer la transition des jonctions du SQUID de celle de la boucle, il faut mesurer la résistance pour plusieurs valeurs de courant continu en fonction de la température. Sur la figure 5.17 est exposée la résistance en fonction de la température, pour un courant continu égal à zéro d'une part, et pour un courant continu $I_{dc}=300\mu\text{A}$ d'autre part. Quand on mesure avec un courant continu égal à zéro, il n'est pas possible de distinguer la transition des jonctions du SQUID de celle de la boucle, car les deux transitions se font à la même température

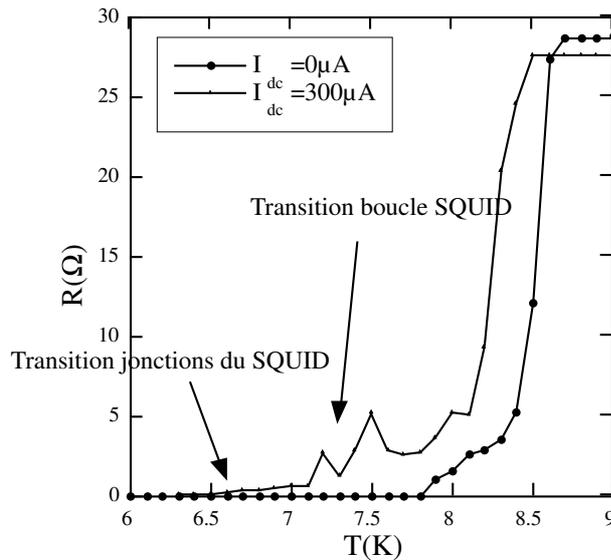


FIG. 5.17: Dépendance de la résistance par rapport à la température, pour un SQUID contenant des jonctions en Nb/PdNi/Nb, avec un courant continu de $I_{dc}=0\mu\text{A}$ et un de $I_{dc}=300\mu\text{A}$. La température critique du niobium est de $T_c=8.3\text{K}$.

$T=7.9\text{K}$. Quand on mesure avec un courant continu de $I_{dc}=300\mu\text{A}$, trois transitions apparaissent. La première est celle des plots de contact et des amenées de courant et de tension en niobium à $T_c=8.3\text{K}$; la deuxième correspond à la transition de la boucle du SQUID; et la troisième est celle des jonctions du SQUID. La résistance de la boucle correspond à une résistivité de $\rho_{Nb}=30\mu\Omega\text{cm}$. La résistance du SQUID contenant des jonctions sans oxyde est de 0.1Ω . Les SQUIDS avec des jonctions en Nb/PdNi/Nb ne permettent pas des mesures en limite linéaire, qui seraient nécessaires pour déterminer l'état fondamental des jonctions. Pour pouvoir mesurer les spectres de diffraction à faibles courants critiques, il faut abaisser la température critique du SQUID par rapport à celle du niobium. Ainsi, on peut mesurer avec de faibles courants critiques sans faire transiter la boucle du SQUID. L'abaissement de la température critique du SQUID peut se faire en diminuant l'épaisseur du niobium ce qui augmente l'effet de proximité inverse du PdNi sur le niobium. De plus, pour réduire la valeur du courant critique des jonctions, et ainsi faciliter les mesures en limite linéaire, nous ajoutons une barrière d'oxyde de niobium dans la jonction.

Rappelons que, pour la calibration du signe du supercourant, la nature du matériau constituant cette barrière isolante est sans importance, car l'oscillation du paramètre d'ordre est toujours induite par le niobium dans le PdNi.

5.5 Analyse des résultats des SQUIDS π en Nb/NbO_x/PdNi/Nb

Dans ce paragraphe, nous analyserons en détail les résultats des SQUIDS qui remplissent tous les critères pour être interprétés en tant que SQUIDS π . Ces résultats sont parfaitement reproductibles, et ce paragraphe donne un résumé de ceux que nous avons obtenus sur deux plaquettes d'échantillons, comprenant au total 16 SQUIDS (4 SQUIDS 0-0, 4 SQUIDS 0- π , 4 SQUIDS π - π et 4 SQUIDS avec des jonctions sans couche ferromagnétique). Ces SQUIDS contiennent des jonctions en Nb/NbO_x/PdNi/Nb, dans lesquelles l'épaisseur de la jonction 0 est de 4.2nm et celle de la jonction π de 8nm. Plusieurs essais d'évaporation ont été faits pour trouver les bonnes conditions d'oxydation du niobium. L'oxydation du niobium, qui est beaucoup plus difficile à réaliser que celle de l'aluminium, se fait sous une pression de 5mbar pendant 15 minutes.

5.5.1 Caractéristiques $R(T)$ et $I(V)$

La figure 5.18 montre la résistance d'un SQUID contenant des jonctions en Nb/NbO_x/PdNi/Nb, et d'un SQUID sans PdNi avec des jonctions SIS en Nb/NbO_x/Nb, en fonction de la température. La température critique du SQUID sans PdNi est de 6.8K, très proche de la température critique $T_c = 7K$ de la couche de Nb, dont l'épaisseur totale est de 50nm, les couches supérieure et inférieure de niobium étant chacune de 25nm. La T_c du SQUID avec des jonctions en Nb/NbO_x/PdNi/Nb (ici $T_c=5.5K$ pour un SQUID 0-0) est diminuée par rapport à la T_c du SQUID sans PdNi, par suite de la diminution de la T_c du bicouche de Nb/PdNi. Nous avons choisi une faible épaisseur de niobium pour que l'effet de proximité produise un fort dépairage, et diminue ainsi la T_c du SQUID par rapport à la T_c du niobium. La T_c des SQUIDS π - π est d'environ $T_c = 5.3K$, pendant que la T_c des SQUIDS 0-0 est approximativement de $T_c=5.6K$: elle est plus élevée parce que la couche de PdNi dans les jonctions 0 ($d_{F1}=4.2nm$) est plus mince que dans les jonctions π ($d_{F2}= 8.0nm$).

Pour caractériser également les jonctions des SQUIDS, notamment leur courant critique, nous avons coupé un des deux bras du SQUID avec le FIB (Focus Ion Beaming), après la mesure des caractéristiques des SQUIDS. Nous avons pu ainsi mesurer à nouveau, pour tous les SQUIDS, les caractéristiques de la jonction se trouvant sur le bras non-coupé. Les caractéristiques $I(V)$ pour un SQUID 0- π en Nb/NbO_x/PdNi/Nb et pour une jonction π sont exposées dans la figure 5.19. Deux transitions principales peuvent être distinguées : la première est celle de la jonction Nb/NbO_x/PdNi/Nb, la deuxième est celle du bicouche Nb/PdNi. Pour un SQUID, la résistance totale des deux jonctions et des deux bicouches

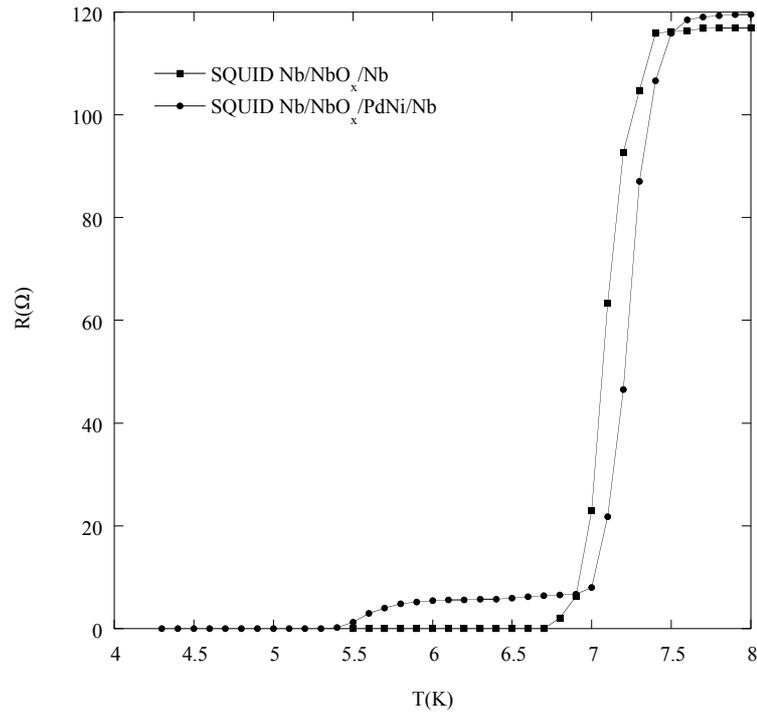


FIG. 5.18: Dépendance de la résistance en fonction de la température pour un SQUID avec des jonctions en $Nb/NbO_x/PdNi/Nb$ et pour un SQUID avec des jonctions en $Nb/NbO_x/Nb$.

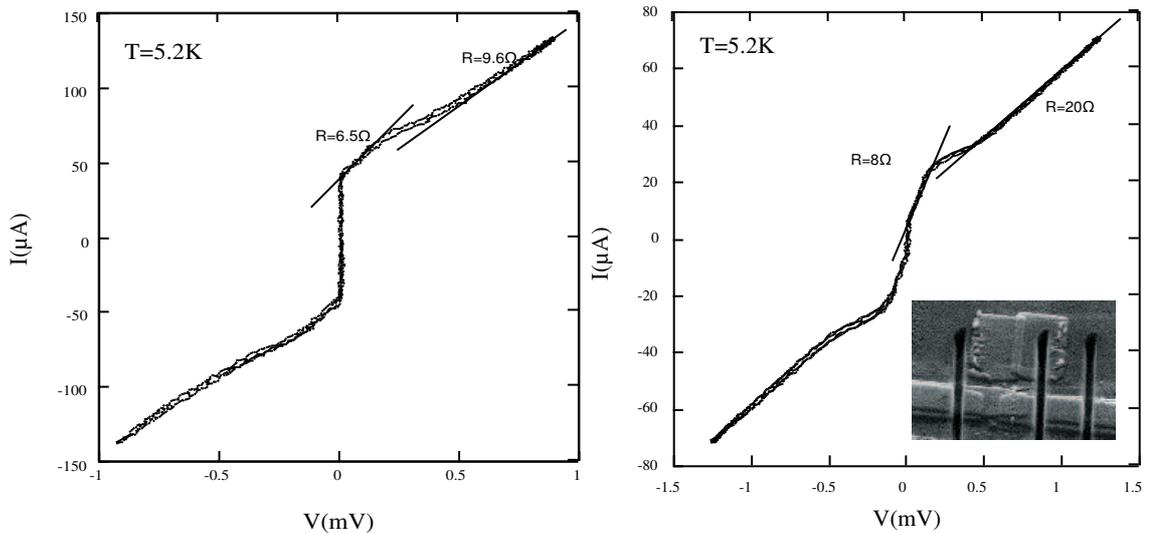


FIG. 5.19: A gauche : caractéristique $I(V)$ pour un SQUID $0-\pi$ en $Nb/NbO_x/PdNi/Nb$. A droite : caractéristique $I(V)$ pour une jonction π $Nb/NbO_x/PdNi/Nb$. Dans l'insert, photo MEB d'un bras du SQUID coupé au FIB.

$Nb/PdNi$ est entre 8 et 12 Ω (voir figure 5.19 gauche). Cette valeur est confirmée par la mesure des caractéristiques d'une seule jonction, après avoir coupé un bras du SQUID au moyen du FIB. La valeur mesurée pour la résistance totale d'une jonction et d'un bicouche est deux fois plus élevée que celle du SQUID (voir figure 5.19 droite). Les petites transitions (voir figure 5.20) dans les $R(I)$ des SQUIDS semblent indiquer l'existence de

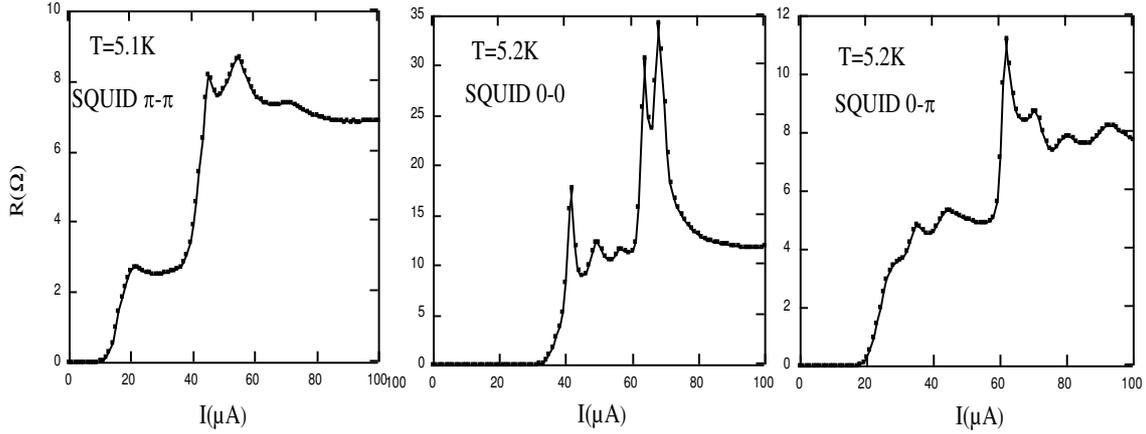


FIG. 5.20: Caractéristiques $R(I)$ pour différents SQUIDs

pinholes dans la couche de NbO_x . Cette existence de pinholes est bien connue dans le cas des jonctions à base de NbO_x [11, 25] et rend difficile d'attribuer une valeur de résistance à la jonction SIFS. Notons ici seulement que, pour la mesure du courant critique qui est déterminé, à partir de la courbe $R(I)$, au point le plus raide de la transition, ceci ne joue aucun rôle.

La figure 5.21 montre, pour trois températures différentes, des caractéristiques de $R(I)$ qui font apparaître les différentes transitions dans l'échantillon. Les jonctions transitent au premier, ensuite le bicouche de Nb/PdNi, suivi par une large transition de la boucle du SQUID, avec une résistance de 40Ω correspondant à une résistivité du niobium de $10\mu\Omega\text{cm}$. Cette résistivité est cohérente avec la T_c élevée, obtenue pour cette plaquette grâce à une faible pression de l'évaporation ($6 \cdot 10^{-9}$ Torr). La dernière transition est celle de l'échantillon total (plots de contact et amenées de tension et de courant), donnant une résistance de 120Ω . Les courbes de résistance montrent qu'à basses températures, on ne peut plus distinguer la transition du SQUID de celle de la boucle. Ce fait nous empêche de donner une évaluation quantitative du couplage Josephson RI_c pour les SQUIDs sans ou avec PdNi.

5.5.2 Mesures du courant critique en fonction du flux magnétique

Le résultat principal est exposé dans la figure 5.22. Les modulations du courant critique pour des SQUIDs 0-0, 0- π et π - π ne montrent aucun décalage entre un SQUID 0-0 et un SQUID π - π , cependant que nous mesurons un décalage de $\Phi_0/2$ entre le SQUID 0- π et

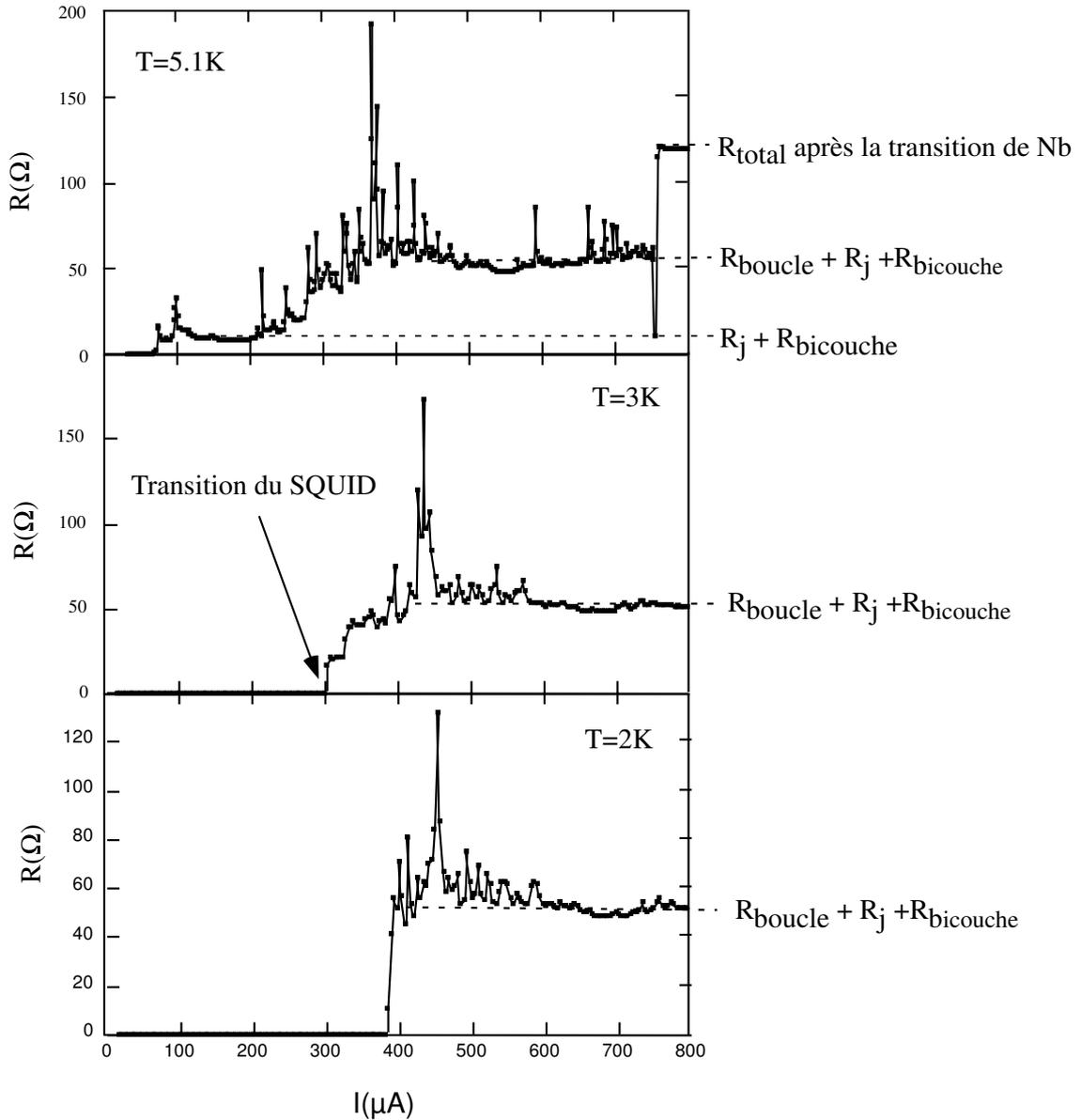


FIG. 5.21: Caractéristiques $R(I)$ pour différentes températures. A basses températures on ne peut plus distinguer la transition de la boucle de la transition du SQUID.

les SQUIDS $0-0$ et $\pi-\pi$. Pour chaque mesure, nous avons contrôlé que la courbe de $I_c(B)$ n'est pas modifiée, après avoir chauffé plusieurs fois au-dessus de la température critique du niobium. Ceci exclut clairement des effets venant de flux piégés. Nous avons toujours observé le décalage attendu de $\Phi_0/2$ entre des SQUID $0-\pi$ et des SQUIDS $0-0$ ou $\pi-\pi$ pour de faibles courants critiques (quelques μA).

Le champ magnétique correspondant à la pénétration d'un quantum de flux est de $20\mu T$. La même valeur a été mesurée pour les SQUIDS sans PdNi. Cette valeur de $B_{\Phi_0}=20\mu T$ ne correspond pas à la surface intérieure du SQUID mais à une surface déterminée par les dimensions extérieures du SQUID qui sont $8\mu m * 12\mu m$. Nous proposons une explication

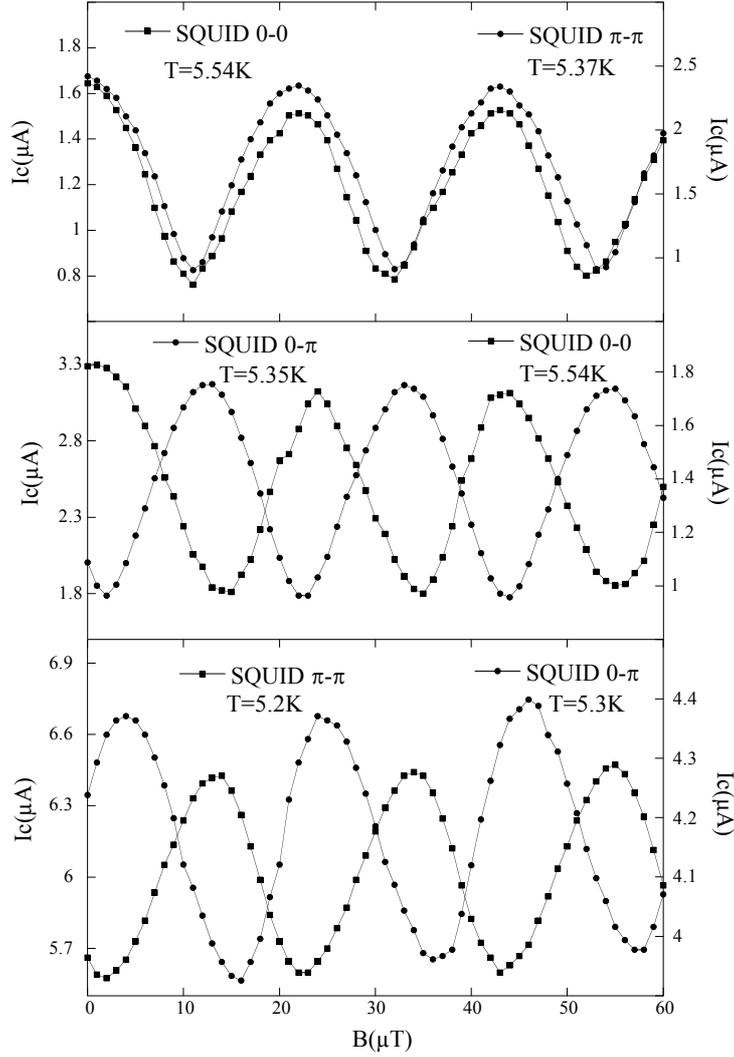


FIG. 5.22: Oscillations du courant critique pour des SQUIDS 0-0, 0- π et π - π . Ces courbes ne montrent aucun décalage entre un SQUID 0-0 et π - π , et un décalage de $\Phi_0/2$ entre des SQUIDS 0-0 et 0- π , et entre des SQUIDS 0- π et π - π . L'épaisseur du PdNi pour la jonction 0 est de $d_{F1}=4.2\text{nm}$, pour la jonction π elle est de $d_{F2}=8\text{nm}$. Toutes les mesures des binômes sont effectuées en même temps. Comme les températures critiques des SQUIDS sont différentes, la température de mesure est choisie de telle façon que les courants critiques soient du même ordre de grandeur (et qu'il aient donc un produit LI_c identique) pour les SQUIDS du même binôme.

qui est basée sur le fait que, dans le cas de notre SQUID, la longueur de pénétration effective λ_{eff} est comparable à la largeur des bras du SQUID et que, par conséquent, la quantification du flux dans la boucle ne peut pas négliger le flux venant des courants d'écrantage.

Calculons d'abord la longueur de pénétration dans le niobium, qui est donnée en limite

sale par la formule suivante [49, 16] :

$$\lambda_{eff}(l, T) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}} \sqrt{\frac{\xi_{BCS}^{T_c}}{l} + 1} \quad (5.17)$$

où λ_L est la longueur de pénétration de London, qui est de $\lambda_L = 37\text{nm}$ pour le niobium. l est le libre parcours moyen qui peut être évalué à partir de mesures de résistivité faites par T. Kontos [33] à $l=9\text{nm}$. $\xi_{BCS}^{T_c}$ est la longueur de cohérence BCS, qui dépend de la température critique du supraconducteur :

$$\xi_{BCS} = 0.180\hbar v_F / k_B T_c$$

Avec $v_F = 2.77 * 10^7 \text{cm/s}$ [54], la longueur de cohérence pour un SQUID avec une $T_c = 7\text{K}$ devient $\xi_{BCS} = 54.2\text{nm}$. Ainsi on calcule une longueur de pénétration de $\lambda_{eff} = 0.15\mu\text{m}$ à $T = 5.3\text{K}$. Cette longueur de pénétration est du même ordre de grandeur que la largeur du bras du SQUID qui est de $0.5\mu\text{m}$.

Que devient la quantification du flux dans une boucle pour laquelle les courants d'écrantage ne peuvent pas être négligés? Nous rappelons la relation générale du gradient de phase [5] :

$$\nabla\varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\vec{A} + \frac{m}{2e^2\rho} \vec{J}_S \right) \quad (5.18)$$

La quantification de la phase dans la boucle est alors donnée par :

$$2\pi n = \oint \nabla\varphi \cdot d\vec{l} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left\{ \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} + \oint \frac{m}{2e^2\rho} \vec{J}_S \cdot d\vec{l} \right\} \quad (5.19)$$

Nous avons $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, et à l'aide du théorème de Green, nous en déduisons :

$$\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} + \frac{m}{2e^2\rho} \oint_{\Gamma} \vec{J}_S \cdot d\vec{l} = n\Phi_0 \quad (5.20)$$

La quantité à gauche de l'équation 5.20 est appelée le fluxoïd. Si le contour Γ entoure une région supraconductrice, le nombre n est égal à zéro. L'équation exprime, dans ce cas, une formulation plus correcte de l'effet Meisner-Ochsenfeld : le flux magnétique dans un supraconducteur massif est zéro, sauf dans une région proche de la surface où les courants d'écrantage sont confinés. Si le contour entoure une région normale, toutes les valeurs sont possibles pour n . L'expression 5.20 constate que le fluxoïd est quantifié en multiples de ϕ_0 . Si la largeur du bras de la boucle est beaucoup plus grande que la longueur de pénétration λ_{eff} , on peut trouver un chemin d'intégration Γ loin de la surface, où les supercourants sont négligeables, et où l'équation 5.20 se réduit à la quantification du flux entouré par une boucle supraconductrice :

$$\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} = n\Phi_0 \quad (5.21)$$

Dans le cas du SQUID, les courants d'écrantage ne sont pas négligeables ; par conséquent la quantification de la phase, telle qu'elle est exprimée par l'équation 5.20 doit tenir compte des courants d'écrantage. C'est pour cette raison que le flux magnétique correspondant à un Φ_0 n'est pas donné par la surface intérieure de la boucle du SQUID.

L'amplitude d'oscillation du courant critique n'est pas $\Delta I/I = 100\%$, comme pour un SQUID idéal. Une diminution de l'amplitude d'oscillation est causée soit par une grande inductance, soit par un déséquilibre des courants critiques des deux jonctions du SQUID. Supposons d'abord que le SQUID soit symétrique : nous pouvons estimer l'amplitude d'oscillation en tenant compte de l'écrantage par le flux magnétique $\Phi_S = L_g I_c$, créé par l'inductance géométrique de la boucle L_g . Avec $L_g=30\text{pH}$, le facteur d'écrantage est $L_g I_c / \Phi_0 \leq 0.1$ pour des courants critiques de quelques μA . En regardant le graphe 5.5, on s'attend à une amplitude supérieure à 85%. Cependant, l'amplitude de nos SQUIDs est toujours inférieure à 60%. Pour certains SQUIDs, nous mesurons, même avec de faibles courants critiques, de très petites amplitudes d'oscillation, de l'ordre de 10%.

Le fait que les courants d'écrantage ne soient pas négligeables nous contraint à prendre en considération l'inductance cinétique. Pour un fil supraconducteur, elle est définie par :

$$L_c = \mu_0 \lambda_{eff}^2 * l * \frac{\int J^2 d\sigma}{I^2} \quad (5.22)$$

où l est la longueur du fil, J la densité du supercourant et I le courant total. Dans notre cas, l correspond à la circonférence du SQUID. L'inductance cinétique devient naturellement non négligeable quand σ est petit et λ grand, donc quand les courants d'écrantage ne peuvent plus être négligés. Pour calculer l'inductance cinétique dans notre cas, nous supposons que la densité du courant est homogène sur l'épaisseur de la longueur effective de pénétration λ_{eff} , et zéro à l'intérieur du bras du SQUID. Pour une densité de courant homogène, l'inductance cinétique se réduit à la formule suivante :

$$L_c = \mu_0 \lambda_{eff}^2 \frac{t}{\sigma} \quad (5.23)$$

où σ est la section transversale du bras du SQUID. Pour une densité de courant homogène, on peut relier l'inductance cinétique au deuxième terme du fluxoïd venant des courants d'écrantage :

$$\frac{m}{2e^2 \rho} \oint \vec{J}_S \cdot d\vec{l} = \frac{1}{2} \mu_0 \lambda_{eff}^2 \oint \vec{J}_S \cdot d\vec{l} = \frac{1}{2} L_c \frac{\sigma}{l} \oint \vec{J}_S \cdot d\vec{l} = \frac{1}{2} L_c \frac{\sigma}{l} \frac{I_S}{\sigma} \oint dl = \frac{1}{2} L_c I_S \quad (5.24)$$

On reconnaît ainsi que l'on peut tenir compte de la présence des courants d'écrantage en considérant l'inductance cinétique. Avec une longueur de pénétration effective de $\lambda_{eff} = 0.15\mu\text{m}$, une circonférence de $30\mu\text{m}$, une épaisseur de niobium $d = 0.05\mu\text{m}$ et une

largeur de $0.3\mu\text{m}$, sur laquelle le supercourant d'écrantage est présent, nous calculons l'inductance cinétique à $L_c = 57pH$, une valeur du même ordre de grandeur que l'inductance géométrique du SQUID. Le facteur d'écrantage associé à cette inductance est $L_c I_c / \phi_0$. L'amplitude d'oscillation attendue, en tenant compte de l'inductance géométrique et cinétique par un facteur d'écrantage de $(L_g + L_c) I_c / \phi_0$ pour des courants critiques de quelques μA , est de 70%. Cette valeur est supérieure aux amplitudes que nous mesurons. La faible amplitude d'oscillation du SQUID ne peut pas être expliquée en termes d'écrantage par l'inductance.

Nous avons analysé l'influence de la différence entre les courants critiques I_{c1} et I_{c2} sur la caractéristique $I_c(B)$ en coupant un bras du SQUID au moyen du FIB (Focus Ion Beaming) et en mesurant la jonction du bras non-coupé. Nous en avons déduit la valeur $\Delta I / I_c = (I_{c1} - I_{c2}) / I_c$ pour chaque SQUID mesuré auparavant. Pour quelques SQUIDS 0- π et 0-0, la différence entre les courants critiques $\Delta I / I_c$ peut atteindre des valeurs de 70% pour des courants critiques de SQUID de $10\mu\text{A}$. Aucun des SQUIDS π - π ne montre de déséquilibre entre les courants critiques des deux jonctions. Cette observation suggère l'explication que la forte dépendance du couplage Josephson pour des jonctions 0, telle qu'on l'observe à la figure 5.15, est à l'origine des SQUIDS asymétriques. Pour une variation de 5\AA sur l'épaisseur effective de la couche de PdNi, le couplage Josephson change d'un facteur deux. Nous ignorons la qualité d'interface entre la couche de NbO_x et la couche de PdNi qui pourrait être à l'origine d'une distribution de l'épaisseur effective du PdNi. Pour les jonctions π , l'épaisseur de la jonction a pu être choisie de telle façon que son couplage Josephson se situe sur le plateau de la courbe $RI_c(d_f)$, et soit ainsi pratiquement indépendant de l'épaisseur. Néanmoins, l'amplitude d'oscillation ne peut pas être expliquée d'une manière systématique par la différence du courant critique. Pour certains SQUIDS, qui ne montrent aucun déséquilibre entre les courants critiques, nous trouvons également des amplitudes très faibles. Une autre raison pour cette faible amplitude peut venir d'une relation courant-phase des jonctions SIFS qui n'est pas parfaitement sinusoïdale. Dans la théorie du SQUID dc, nous avons supposé que la relation courant-phase de la jonction est sinusoïdale. Hasselbach *et al.* [29] ont montré que, dans le cas d'un SQUID à microponts, avec des relations courant-phase non-sinusoïdales, l'amplitude d'oscillation du SQUID est d'autant plus réduite que la relation courant-phase dévie de la fonction sinusoïdale. Pour vérifier cette hypothèse dans le cas de notre SQUID, il faudrait d'une part mieux connaître la qualité de nos jonctions (problème des pinholes) et d'autre part, effectuer des mesures de relation courant-phase dans des jonctions $Nb/NbO_x/PdNi/Nb$.

Les SQUIDS asymétriques montrent un décalage de la courbe $I_c(B)$ quand on abaisse la température. Nous n'avons observé aucun décalage sur les SQUIDS symétriques (pour

lesquels aucun déséquilibre en courant critique n'a été mesuré). On peut rendre compte

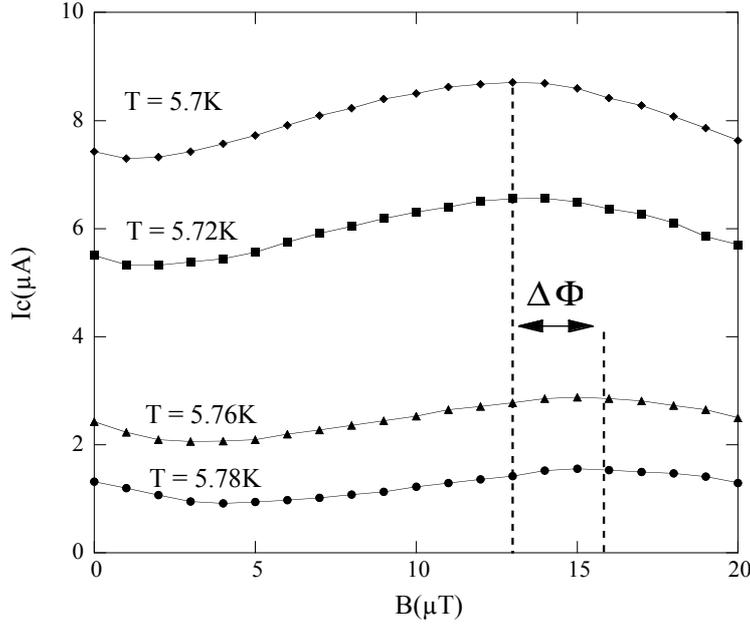


FIG. 5.23: $I_c(B)$ pour un SQUID asymétrique, pour différentes températures. Les courbes de $I_c(B)$ à $T = 5.72K$ et $T = 5.78K$ sont décalées de $\Delta\phi = 0.13\phi_0$.

de ce décalage par le flux magnétique $\Delta\phi = L\Delta I_c/2$, induit par la différence entre les courants critiques des deux jonctions du SQUID. Cette contribution au flux total augmente en élevant le courant critique lorsqu'on baisse la température. Le même effet a été observé dans les supraconducteurs à haute température critique [44]. La figure d'interférence d'un SQUID 0-0 pour différentes températures est présentée en 5.23. La différence entre les deux courants critiques de ce SQUID a été mesurée à $\Delta I_c = 6\mu A$ pour $T=5.7K$. Ceci signifie que $I_{c1} = 1.3\mu A$ et $I_{c2} = 7.2\mu A$. Cet exemple montre un SQUID qui, parmi tous ceux que nous avons mesurés, présente le plus grand déséquilibre. Le décalage mesuré de $\Delta\phi = 0.13\phi_0$ entre les courbes de $I_c(B)$ pour $T=5.78 K$ et $T=5.72 K$ est cohérent avec l'inductance totale du SQUID $L = L_g + L_c = 87pH$ et le ΔI_c mesuré. Pour tous les SQUIDs où les $I_c(B)$ sont décalés sous l'influence de la température, les décalages ont pu être expliqués quantitativement en considérant le flux magnétique créé par la différence entre les deux courants critiques.

Chapitre 6

Anneaux π

L'existence d'une jonction Josephson π à base d'un ferromagnétique est confirmée par plusieurs expériences. Une mesure du signe négatif du supercourant a été faite aussi bien dans les jonctions SFS que dans les jonctions SIFS. L'expérience qui reste à faire consiste à mesurer le courant spontané créé par une seule jonction π dans un anneau supraconducteur, et à sonder ainsi directement l'état fondamental du système. L'état fondamental d'un tel anneau π est caractérisé par l'existence d'un supercourant dû à la différence de phase intrinsèque de π [12]. Le flux magnétique dans l'anneau créé par ce supercourant a la valeur d'un demi-quantum de flux, ce qui est équivalent à une différence de phase de π sur la jonction. Il est possible de mesurer ce flux magnétique dans l'anneau au moyen de l'imagerie à micro-SQUID.

6.1 Fabrication des anneaux π

La fabrication des anneaux π se fait d'une manière analogue à celle des SQUIDs π . Nous avons conçu un réseau de 1mm*1mm contenant des anneaux 0 et π de différents diamètres, espacés entre eux de $2\mu\text{m}$. Le masque de ce réseau est montré à la figure 6.1. Le réseau contient également, à intervalles réguliers, des boucles sans aucune jonction qui servent à l'étalonnage du champ zéro, car le micro-SQUID du CRTBT [52] avec lequel ces expériences vont être effectuées n'est pas muni d'un système d'écrantage du champ terrestre. Le champ maximal d'observation est de $60\mu\text{m}*60\mu\text{m}$. La taille du réseau est choisie de façon à faciliter le positionnement du micro-SQUID sur ce réseau. A la différence du procédé employé pour les SQUIDs π , la lithographie se fait à l'aide du microscope LEO

du Platform Nanofab. La taille du réseau contraint à des temps d'insolation de 15 heures, difficulté qui n'est facile à surmonter qu'à l'aide d'un microscope fonctionnant avec une pointe à effet champ.

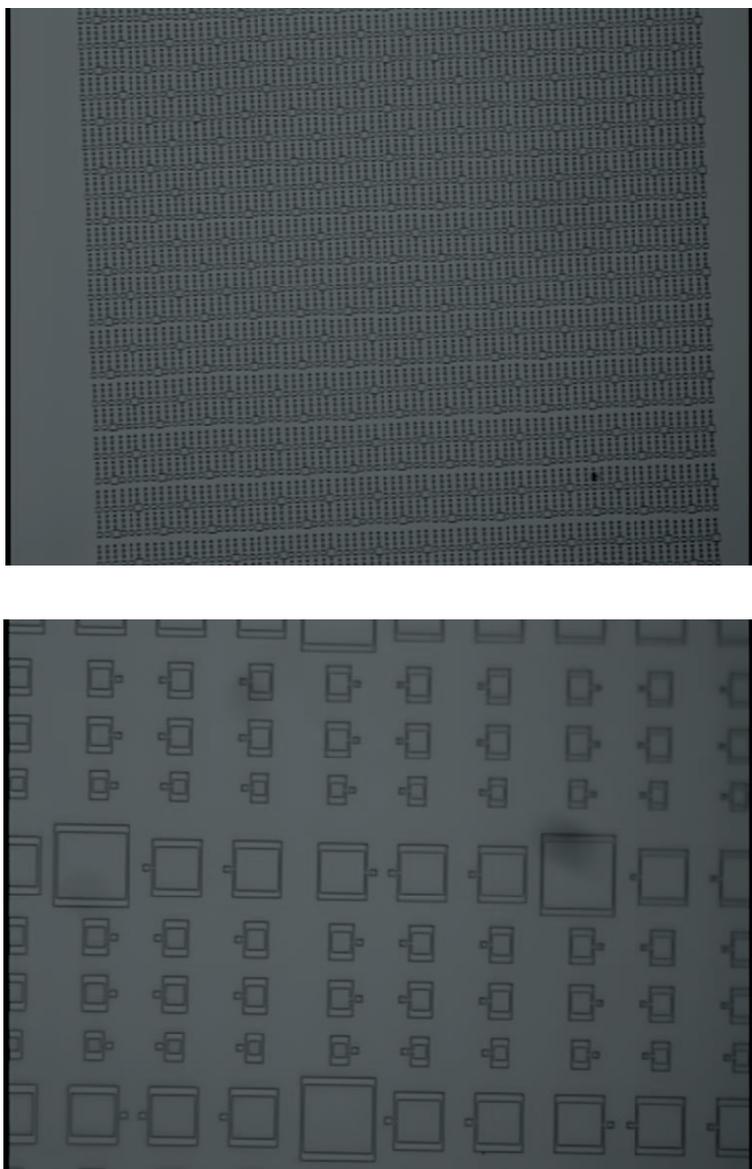


FIG. 6.1: Photos du masque pour l'évaporation d'un réseau contenant des anneaux π et 0

Le premier réseau d'anneaux vient d'être évaporé et les premières mesures sont prévues pour bientôt.

Conclusion

Ce travail a permis de mesurer pour la première fois directement le changement de signe du couplage Josephson dans l'alliage ferromagnétique de $\text{Pd}_{1-x}\text{Ni}_x$ à proximité du supraconducteur conventionnel de Nb, quand on varie l'épaisseur de la couche de PdNi. Ces résultats, combinés aux résultats obtenus par d'autres équipes au cours de cette thèse, montrent d'une manière univoque l'existence de la jonction π à base des jonctions Josephson ferromagnétiques, phénomène qui était une question ouverte au début de cette thèse.

Les mesures directes du signe du couplage Josephson ont été effectuées par une mesure de SQUID fabriqué par lithographie électronique. Pour la réalisation des SQUIDs π , nous avons effectué une étude systématique d'une résine thermostable, le Victrex, permettant la fabrication des SQUIDs à base de niobium avec de très bonnes propriétés supraconductrices. La présence d'une jonction π se manifeste par un décalage du spectre de diffraction d'un demi-quantum de flux par rapport au spectre d'un SQUID contenant deux jonctions avec le même signe du couplage Josephson. Nous avons mesuré ce décalage de $\phi_0/2$ entre un SQUID 0-0 ou π - π pour plusieurs SQUIDs, assurant ainsi la reproductibilité de nos résultats.

Nous avons effectué des mesures de transport dans les jonctions Nb/PdNi/Nb d'une taille de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ avec l'objectif de mettre en évidence une transition 0- π en fonction de la température. Toutes ces jonctions - indépendamment de l'épaisseur et de la concentration de l'alliage de PdNi - montrent des spectres de diffraction de mauvaise qualité et des courants critiques trop élevés pour permettre l'observation d'une transition 0- π en fonction de la température. Nous supposons que la mauvaise qualité des spectres de diffraction est liée aux effets de bord dans ces jonctions, créant ainsi une densité de supercourant hétérogène. Ceci peut résulter d'une mauvaise définition des motifs par les masques servant à évaporer ces jonctions. La valeur du courant critique peut être diminuée en réduisant la taille de la jonction.

Le deuxième résultat de cette thèse est la mise en oeuvre d'une nouvelle technique d'évaporation à l'aide de masques en membranes de silicium. Cette technique permet d'évaporer des jonctions d'une taille de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ *in situ*, et dispense du recours à la lithographie, qui est la technique standard de fabrication des jonctions de cette taille. Les premiers résultats montrent que cette technique pourrait devenir une alternative pour la fabrication des échantillons de pareilles dimensions. La caractéristique d'une première

jonction Nb/Al/Al₂O₃/Nb évaporée suivant cette technique n'a pas pu être mesurée, car le courant critique de cette jonction dépassait celui des électrodes en niobium. Il faut d'abord trouver les conditions d'oxydation adéquates, qui devraient permettre la mesure des caractéristiques de ces jonctions. Si les spectres de diffraction sur ces jonctions sont appropriés, nous pourrions commencer à évaporer des jonctions Nb/PdNi/Nb avec ce système.

Reste un défi expérimental : la mesure directe du supercourant spontané créé par une jonction π dans un anneau supraconducteur. Ce supercourant amène à la pénétration d'un demi-quantum dans l'anneau π . Nous avons fabriqué des réseaux contenant des anneaux π et 0 pour pouvoir effectuer la mesure de ce supercourant par une mesure de l'imagerie magnétique à l'aide d'un Micro-SQUID.

L'existence de la jonction π est démontrée et les recherches de plusieurs équipes ont permis un contrôle de l'état π et 0 dans les jonctions Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb, Nb/NbO_x/PdNi/Nb et Nb/Al/Al₂O₃/PdNi/Nb. Ceci permet d'envisager ces jonctions dans des circuits plus complexes, à base de supraconducteurs.

Bibliographie

- [1] A.A. ABRIKOSOV, L.P. GOR'KOV, AND I.E. DZIALOSHINSKY. *Quantum field theoretical methods in statistical physics*. Dover Publications, Inc., New York, 1963.
- [2] K.B. ALBAUGH. "Mechanism of anodic bonding of silicon to pyres glas". *IEEE*, p. 109, 1988.
- [3] A.F. ANDREEV. "The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors". *Sov. Phys. JETP*, **19** : p. 1228, 1964.
- [4] C. ATTANASIO, C. COCCORESE, L. V. MERCALDO, S.L. PRISCHEPA, M. SALVATO, AND L. MAROTATO. "Critical-temperature-oscillations dependence on Mn concentration in superconducting Nb/CuMn multilayers". *Phys. Rev. B*, **57** : p. 14 411, 1998.
- [5] A. BARONE AND G. PATERNO. *Physics and Applications of Josephson Effect*. Wiley, NewYork, 1982.
- [6] J.J.A. BASELMANS, A.F. MORPURGO, B.J.VAN WEES, AND T.M. KLAPWIJK. "Reversing the direction of the supercurrent in a controllable Josephson junction". *Nature*, **397** : p. 43, 1999.
- [7] J.J.A. BASELMANS, B.J.VAN WEES, AND T.M. KLAPWIJK. "Controllable π SQUID". *Appl. Phys. Lett.*, **79** : p. 2940, 2001.
- [8] J. BEILLE. "Contribution à l'étude de l'appatition du magnétisme dans les alliages désordonnés Pt-Ni et Pd-Ni". thèse doctorale, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 1975.
- [9] A.I. BEZUGLYI, I.O. KULIK, AND TU.N. MITSAL. "Theory of superconductor junctions with an interlayer of normal metal". *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **1** : p. 27, 1975.
- [10] O. BOURGEOIS. "Mesures de transport sur des jonctions supraconducteur/composé magnétique". thèse doctorale, Université Joseph Fourier Grenoble 1, septembre 1999.
- [11] R.F. BROOM. "Some temperature-dependent properties of niobium tunnel junctions". *Journ. Appl. Phys.*, **47** : p. 5432, 1976.
- [12] L.N. BULAEVSKII, V.V. KUZII, AND A.A. SOBYANIN. "Superconducting system with weak coupling to the current in the ground state". *JETP Lett*, **25** : p. 291, 1977.
- [13] A. BUZDIN. "Density of states oscillations in a ferromagnetic metal in contact with a superconductor". *Phys. Rev. B*, **62** : p. 11377, 2000.
- [14] A.I. BUZDIN, B. BUIJCIC, AND M. YU. KUPRIYANOV. "Superconductor-ferromagnet structures". *Sov. Phys. JETP*, **101** : p. 231, 1992.
- [15] A.I. BUZDIN, L.N. BULAEVSKII, AND S.V. PANIUKOV. "Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in a SFS Josephson junctions". *JETP Lett.*, **35** : p. 178, 1982.

- [16] B. CAMAROTA, F. PARAGE, F. BALESTRO, P. DELSING, AND O. BUISSON. “Experimental evidence of one-dimensional modes in superconducting thin wires”. *Phys. Rev. Lett.*, **86** : p. 480, 2001.
- [17] B. CHESCA, R.R. SCHULZ, B. GOETZ, C.W. SCHNEIDER, H. HILGENKAMP, AND J. MANNHART. “d-wave induced zero-field resonance in dc π - superconducting quantum interference devices”. *Phys. Rev. Lett.*, **88** : p. 177003, 2002.
- [18] P. DAUGUET. “Développement de dispositifs de mesure de très faibles résistances à très basses températures”. thèse doctorale, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- [19] P.G. DE GENNES. *Superconductivity of metals and alloys*. W.A. Bejamin, Inc., New York, 1966.
- [20] E.A. DEMLER, G.B. ARNOLD, AND M.R. BEASLEY. “Superconducting proximity effects in magnetic metals”. *Phys. Rev. B*, **55** : p. 15174, 1997.
- [21] P. DUBOS. “Transport électronique dans des nanojonctions supraconducteur-métal normal-supraconducteur”. thèse doctorale, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2000.
- [22] G. EILENBERGER. “Transformation of Gorkov’s equation for type II superconductors into transport-like equations”. *Z. Physik*, **214** : p. 195, 1968.
- [23] A. FURUSAKI AND M. TSUKADA. “Current carrying states in Josephson junctions”. *Phys. Rev. B*, **43** : p. 10164, 1991.
- [24] J.F. GARNIER. thèse doctorale, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1984.
- [25] G.HAWKINS AND J.CLARKE. “Nb-Nb thin-film josephson junctions”. *Journ. Appl. Phys.*, **47** : p. 1616, 1976.
- [26] F.W. GROVER. *Inductance calculations : Working Formulas and Tables*. Dover New York, 1964.
- [27] D.J. VAN HARLINGEN. “Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors-evidence for $d_{x^2-y^2}$ ”. *Rev. Mod. Phys.*, **67** : p. 515, 1995.
- [28] M. HARZ. “Anodoc bonding for the third dimension”. *IEEE*, **2** : p. 161, 1992.
- [29] K. HASSELBACH, D. MAILLY, AND J.R. KIRTLEY. “Micro-superconducting quantum interference device characteristics”. *J. Appl. Phys.*, **91** : p. 4432, 2001.
- [30] CHIKARA ISHII. “Josephson currents through junctions with normal metal barriers”. *Progress of Theoretical Physics*, **44** : p. 1525, 1970.
- [31] CHIKARA ISHII. “Thermodynamical properties of Josephson junctions with a normal metal barrier”. *Progress of Theoretical Physics*, **47** : p. 1464, 1972.
- [32] J.S. JIANG, D. DAVIDOVIC, D.H. REICH, AND C.L. CHIEN. “Oscillatory superconducting transition temperature in Nb/Gd multilayers”. *Phys. Rev. Lett.*, **74** : p. 314, 1995.
- [33] T. KONTOS. “Cohérence et interférence quantique dans les nanostructures supraconducteur/ferromagnétique”. thèse doctorale, Université Paris XI, UFR Scientifique d’Orsay, Janvier 2002.
- [34] T. KONTOS, M. APRILI, J. LESUEUR, F. GENET, B. STEPHANIDIS, AND R. BOURSIER. “Josephson junction trough a thin ferromagnetic layer : Negative coupling”. *Phys. Rev. Lett.*, **89** : p. 137007, 2002.

- [35] T. KONTOS, M. APRILI, J. LESUEUR, AND X. GRISON. "Inhomogenous superconductivity induced in a ferromagnet by proximity effect". *Phys. Rev. Lett*, **86** : p. 304, 2001.
- [36] I.O. KULIK. "Magnitude of the critical Josephson tunnel current". *Soviet. Physics JETP*, **22** : p. 841, 1966.
- [37] I.O. KULIK. "Macroscopic quantization and the proximity effect in SNS junctions". *Soviet. Physics JETP*, **30** : p. 944, 1970.
- [38] I.O. KULIK. *Weak Superconductivity*. Izd. IFM Akad. Nauk SSSR, Sverdlosk, 1973.
- [39] DUCK-JUNG LEE, BYEONG-KWON JU, JIN JANG, KWANG-BAE LEE, AND MYUNG-HWAN OH. "Effects of a hydrophilic surface in anodic bonding". *J. Microchem. Microeng.*, **9** : p. 313, 1999.
- [40] TH. MÜHGE, K. WESTERHOLT, AND H. ZABEL. "Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers". *Phys. Rev. Lett.*, **77** : p. 1857, 1996.
- [41] Z. RADOVIC, M. LEDVIJ, L. DOBROSAVLJEVIC-GRUJIC, A. I. BUZDIN, AND J. R. CLEM. "Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices". *Phys. Rev. B*, **44** : p. 759, 1991.
- [42] V.V. RYAZANOV, V.A. OBOZNOV, A.YU. RUSANOV, A.V. VERETENNIKOV, A.A. GOLUBOV, AND J. AARTS. "Coupling of two superconductors through a ferromagnet : evidence for a π - junction". *Phys. Rev. Lett.*, **86** : p. 2427, 2001.
- [43] V.V. RYAZANOV, V.A. OBOZOV, A.V. VERETENNIKOV, AND A.YU. RUSANOV. "Intrinsically frustrated superconducting array of superconductor-ferromagnet-superconductor π junctions". *Phys. Rev. B*, **65** : p. 020501, 2001.
- [44] C.W. SCHNEIDER. "communication privée". 2002.
- [45] H. SELLIER. "Courant supraconducteur au travers d'un métal ferromagnétique". thèse doctorale, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2002.
- [46] C. STRUNK, C. SÜRGERS, U. PASHEN, AND H. V. LÖHNEYSEN. "Superconductivity in layered Nb/Gd films". *Phys. Rev. B*, **49** : p. 4053, 1994.
- [47] L.R. TAGIROV. "Proximity effect and superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet sandwiches". *Physica C*, **307** : p. 145, 1998.
- [48] Y. TANAKA AND S. KASHIWAYA. "Theory of Josephson effect in superconductor-ferromagnetic-insulator-superconductor junction". *Physica C*, **274** : p. 357, 1997.
- [49] MICHAEL TINKHAM. *Introduction to superconductivity*. McGraw Hill, New York, 1996.
- [50] Y.N.G. TONG. thèse doctorale, Université Scientifique et Médicale et Institut National Polytechnique de Grenoble, 1980.
- [51] K.D. USADEL. "Generalized diffusion equation for superconducting alloys". *Phys. Rev. Lett*, **25** : p. 507, 1970.
- [52] C. VEAUUVY. "Imagerie magnétique par micro-squid à basse température". thèse doctorale, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, Janvier 2001.
- [53] A. TH. A. M. DE WAELE AND R. DE BRUYN OUBOTER. "Quantum - interference phenomena in point contacts between two superconductors". *Physica*, **41** : p. 225, 1969.
- [54] H.W. WEBER, E. SEIDL, C. LAA, E. SCHACHINGER, M. PROHAMMER, A. JUNOD, AND D. ECKERT. *Phys. Rev. B*, **44** : p. 7585, 1991.

- [55] D.A. WOLLMANN, D.J. VAN HARLINGEN, W.C. LEE, M. GINSBERG, AND A.J. LEGGET. “Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc squids”. *Phys. Rev. Lett.*, **67** : p. 515, 1995.
- [56] A.D. ZAIKIN AND G.F. ZHARKOV. “Effect of external fields and impurities on the Josephson current in SNINS junctions”. *Sov. Phys. JETP*, **54** : p. 944, 1981.

Annexe

A.1 Phase Sensitive Experiments in Ferromagnetic-Based Josephson Junctions

publié dans Phys. Rev. Lett. 90, 167001 (2003)

Phase Sensitive Experiments in Ferromagnetic-Based Josephson Junctions

W. Guichard,¹ M. Aprili,² O. Bourgeois,¹ T. Kontos,² J. Lesueur,^{2,3} and P. Gandit¹

¹*CRTBT-CNRS, 25 Avenue des Martyrs, 38042 Grenoble, France*

²*CSNSM-CNRS, Bâtiment 108, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

³*ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France*

(Received 13 December 2002; published 25 April 2003)

We have measured the ground state of ferromagnetic Josephson junctions using a single dc SQUID (superconducting quantum interference device). We show that the Josephson coupling is either positive (0 coupling) or negative (π coupling) depending on the ferromagnetic layer thickness. As expected, the sign change of the Josephson coupling is observed as a shift of half a quantum flux in the SQUID diffraction pattern when operating in the linear limit.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.167001

PACS numbers: 74.50.+r, 85.25.Cp

Introduction.—A series of experiments have recently shown that the ground state of a Josephson junction separating two superconductors can be defined by a negative energy. Josephson junctions with such a negative coupling are commonly called π junctions as negative coupling is obtained introducing a π -phase shift in the current-phase relationship of the junction. π coupling was first observed in high temperature superconductors (HTCS) [1] and attributed to a sign change of the superconducting order parameter on the Fermi surface suggesting unconventional pairing. It has been also reported in ³He and related to the p -wave symmetry of the superfluid condensate in the B phase [2]. More recently experiments with conventional superconductors have shown that π coupling does not necessarily require unconventional pairing. In superconductor/normal/superconductor (SNS) junctions, changing the quasiparticle distribution function in the normal layer can reverse the direction of the dissipationless current through the junction [3]. Similarly, a negative supercurrent can circulate when the normal layer becomes ferromagnetic (F).

In SFS junctions, π coupling was first suggested to explain the nonmonotonic dependence of the critical temperature [4] as a function of the ferromagnetic thickness in SF multilayers, in agreement with theoretical calculations [5]. Oscillations of the Josephson critical current as a function of the temperature [6] and the ferromagnetic layer thickness [7] were also observed and interpreted as a transition from 0 to π coupling as predicted by Buzdin *et al.* [8]. The manifestation of these oscillations in the superconducting density of states measured in F by planar tunneling spectroscopy provided a further microscopic signature of π coupling [9].

Here, we present a phase sensitive experiment that probes the superconducting phase directly by the interference of the quantum mechanical phase of two ferromagnetic Josephson junctions. π coupling originates from the microscopic transport mechanism at a S/F interface, i.e., Andreev reflection [10]: an incoming electron in F with energy lower than the superconducting gap is reflected as a hole with opposite spin while a Cooper pair is

transferred into S. The electron and the hole accumulate a phase difference of $\delta\varphi = \Delta Kx$ depending on the traveled distance x from the interface. In a normal metal, the difference between the hole and the electron momenta, $\Delta k = 2E/\hbar v_F$, depends on the energy, E , of the quasiparticles. As Andreev reflections reverse the quasiparticle spin, in a ferromagnet the electron and the hole accumulate an extra momentum $\Delta K = \Delta k + Q$, with $Q = 2E_{\text{ex}}/\hbar v_F$ coming from the spin splitting of the conduction bands. In general the exchange energy is much larger than the superconducting energy gap; thus ΔK is practically independent of the quasiparticle energy and is equal to Q . As a consequence, the phase difference between electron and hole generates a sign reversal oscillating term in the real part of the superconducting order parameter as a function of the distance from the S/F interface. Therefore, when the ferromagnetic layer is coupled with another superconductor, the Josephson critical current through the junction also oscillates as a function of the ferromagnetic layer thickness. Negative critical current gives rise to a negative Josephson coupling. The oscillation length scale and damping in the clean limit is given by $\xi_F = 1/Q = \hbar v_F/2E_{\text{ex}}$, ranging from some angstroms for ferromagnetic materials such as Fe, Co, or Ni to some nanometers for ferromagnetic alloys such as PdNi or CuNi [6,9] where E_{ex} is smaller. Here we have introduced the Andreev reflections in the case where the quasiparticle momenta is a good quantum number; the basic physics is unchanged in the dirty limit [8,11].

The 0 to π transition can be detected using a dc SQUID. In a dc SQUID with junction critical currents I_{ca} and I_{cb} , the total current flowing through the device is $I = I_{ca} \sin\varphi_a + I_{cb} \sin\varphi_b$, where φ_a and φ_b are the gauge invariant phase differences across the junctions. The effective magnetic flux in the loop is given by $\phi = \phi_{\text{ext}} + LI_S$, where ϕ_{ext} is the external flux and I_S is the shielding circulating current. The phase around the loop is subject to the constraint $\varphi_a - \varphi_b = 2\pi\frac{\phi}{\phi_0} + 2\pi n + \delta_{ab}$, where δ_{ab} accounts for the sum of the intrinsic phase differences along the two junctions and, in unconventional superconductors, the intrinsic phase difference of the

condensate. For a dc SQUID with negligible loop inductance ($LI_c \ll \phi_0$, where ϕ_0 is the quantum flux) and equal junction critical currents, i.e., $I_{ca} = I_{cb} = I_0$, the critical current modulates with applied flux from a maximum of $2I_0$ to zero current according to $I_c(\phi_{\text{ext}}) = 2I_0 |\cos[\pi \frac{\phi_{\text{ext}}}{\phi_0} + \delta_{ab}/2]|$ [12]. Thus, for conventional superconductors, if one of the two junctions is a π junction the diffraction pattern is shifted of half a quantum flux as $\delta_{ab} = \pi$. If both junctions are π junctions, $\delta_{ab} = 2\pi$, the diffraction pattern is shifted by a flux quantum and it is identical to the diffraction pattern of a SQUID with two 0 junctions. Recently a superconducting array of identical S/F/S π junctions has been realized in which the transition to the π state is induced by the temperature [13]. Here we present a 0- π interferometer, which involves only one dc SQUID with a thickness dependent transition to the π state.

Sample.—The SQUIDS were obtained by lift-off after angle evaporation through resin masks. The mask was fabricated from a trilayer, PES(0.8 μm)/Ge(45 nm)/PMMA(110 nm), where the poly PhenyleneEtherSulfone (PES) is a thermostable polymer [14]. After patterning the PMMA (polymethylmethacrylate) by electron beam lithography and removing the unprotected Ge layer by reactive ion etching the bottom layer PES was etched by a combination of wet process and oxygen plasma. More details on the fabrication process will be given elsewhere [15]. The samples were deposited by *e*-gun evaporation in a typical base pressure of 10^{-9} Torr, rising to 10^{-8} Torr during deposition. They were prepared in five steps with the arrows in Fig. 1 indicating the direction of the different evaporations: (1) evaporation of the first Nb layer (25 nm), (2) direct oxidation of the Nb just after deposition, (3) evaporation of the first PdNi layer (d_{F1}), (4) evaporation of the second PdNi layer (d_{F2}), and (5) evaporation of the Nb counter electrode (25 nm). The outer dimensions of the superconducting rectangle are $8 \times 12 \mu\text{m}^2$; the junction size is $0.5 \mu\text{m} \times 0.7 \mu\text{m}$. The geo-

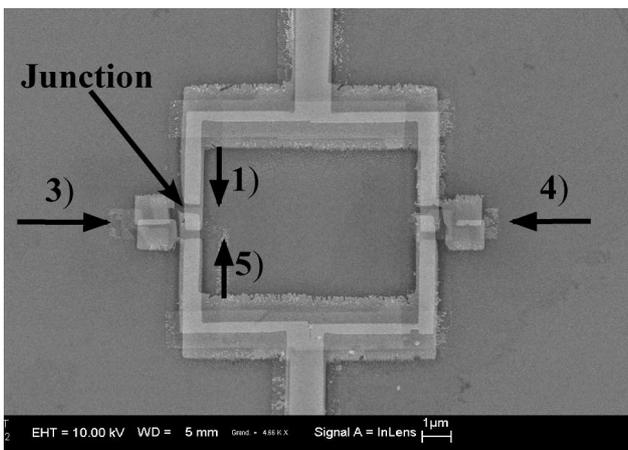


FIG. 1. Picture of a 0- π SQUID. The arrows correspond to the different evaporation directions as described in the text.

metrical inductance of the loop is about $L_G \approx 40 \text{ pH}$ [16,17] so that the SQUID is in the linear limit for critical currents of some microamperes ($LI_c = 0.1\phi_0 < \phi_0/2$). On the same substrate, we prepared four types of masks corresponding to 0-0, 0- π , and π - π SQUIDS with ferromagnetic layers in each junction and to a 0-0 SQUID without a ferromagnetic layer. For 0-0 and π - π SQUIDS, both junctions are obtained from the same PdNi evaporation.

The ferromagnetic layer thickness, d_{F1} and d_{F2} corresponding to 0 and π coupling with similar critical currents, were chosen following the recently reported [7] dependence of the Josephson coupling as a function of the PdNi thickness. As the Ni concentration measured by Rutherford backscattering in that case was smaller (12% [7]) than the one (18%) used here, the ferromagnetic layer thickness was renormalized to account for the increased exchange energy. Assuming that the increase in E_{ex} is linear with Ni concentration as confirmed by a Curie temperature measurement on reference samples [18], the transition from 0 to π junction is expected at about 4.6 nm. The evaporated ferromagnetic layer thickness for a 0 junction was 4.2 nm, and for a π junction it was 8 nm.

Results and discussions.—The $I(V)$ curves were monitored on a digital oscilloscope with the junction current supplied by a sinusoidal oscillator ranging from 100 to 200 Hz. The critical current was measured with a sinusoidal ac current of 0.04 μA amplitude superposed on a dc current fixed by a dichotomy method around the $dV/dI(I)$ transition of the SQUID. The magnetic field was supplied by a superconducting coil without earth field shielding. In order to account for this field offset we always measured the relative shift between two SQUIDS at the same time. Measurements of critical current modulations of identical SQUIDS separated by a distance of 1.5 mm showed that the field inhomogeneity was below 1%. We made also sure that after cooling, heating above the Nb critical temperature did not effect the relative zero of the magnetic field. Figure 2 shows the temperature dependence of the resistance for a Nb/NbO_x/PdNi/Nb SQUID and for a Nb/NbO_x/Nb SQUID. The cross section of the SQUID junctions is sketched in the inset of Fig. 2. The critical temperature, T_c , of the SQUID without PdNi is 7 K. Note that the NbO_x layer decouples the Nb upper layer (25 nm) from the lower one (25 nm). The T_c of the SQUID with PdNi is lower due to the reduced critical temperature of the PdNi/Nb bilayer. The T_c of π - π and 0-0 SQUIDS with PdNi is about $T_c = 5.3 \text{ K}$ and 5.6 K , respectively. The T_c of 0-0 SQUIDS is slightly larger due to the thinner PdNi thickness. As the Nb layer is relatively thin the proximity effect with PdNi produces a strong depairing. When the Nb thickness is risen up to 50 nm and no oxidation of the bottom Nb layer is performed, the SQUIDS T_c with and without PdNi are nearly the same. The $I(V)$ curve (Fig. 2 inset) for a 0- π -Nb/NbO_x/PdNi/Nb SQUID with a typical critical current of

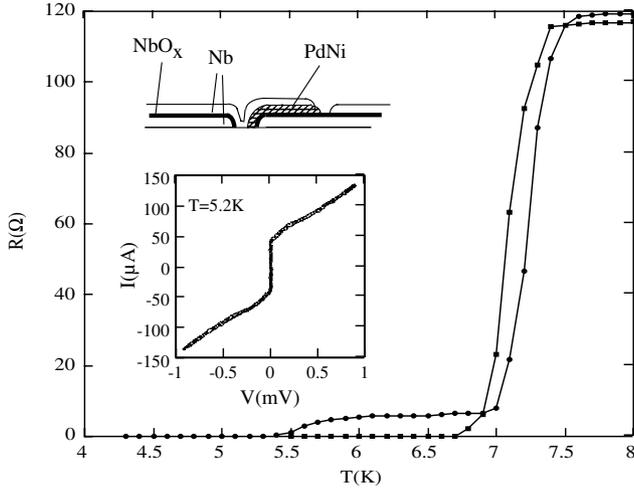


FIG. 2. $R(T)$ curve for a Nb/NbO_x/PdNi/Nb SQUID and for a Nb/NbO_x/Nb SQUID. Inset: a drawing of the cross section of a single SQUID junction and $I(V)$ characteristic for a 0- π Nb/NbO_x/PdNi/Nb SQUID.

40 μA at 5.2 K is nonhysteretic as expected near T_c in the resistive shunted junction model [12]. Two main transitions can be separated: first, the junction with a resistance of 8 Ω , second, the Nb/PdNi bilayer with a critical current of 70 μA and a resistance of 2 Ω . We observed that SQUIDS without NbO_x show a much lower junction resistance and a much higher critical current (typically 200 μA at $T = 7$ K for a Nb layer thickness of 50 nm). They can be hardly used to operate in the linear limit as required. Even when the bottom Nb layer is oxidized, the SQUID is in the linear limit only close to T_c .

The main result of this Letter is shown in Fig. 3: the modulation curves $I_c(B)$ for a 0-0, a 0- π and a π - π SQUID show no shift between a 0-0 SQUID and a π - π SQUID, whereas a shift of $\phi_0/2$ is observed between a 0- π SQUID and a 0-0 SQUID or π - π SQUID. We have reproduced these results on five samples per SQUID type. For each of them we have also checked that there are no changes when warming up above the T_c of Nb and cooling down several times. This rules out aging effects due to a vortex distribution. We always observed the expected $\phi_0/2$ shift for small critical currents (a few μA). Note that the flux quantum of 20 μT is the same for SQUIDS containing ferromagnetic junctions or not and corresponds to the outer dimensions of the SQUID. This is probably due to the phase gradient produced by the finite supercurrents in the loop. An evaluation of the effective penetration length in the dirty limit,

$$\lambda_{\text{eff}}(l, T) = \frac{\lambda_L}{\sqrt{1 - (T/T_c)^2}} \sqrt{\left(\frac{\xi_{\text{BCS}}^{T_c^{\text{Nb}}=7\text{K}}}{l} + 1 \right)},$$

where $l = 9$ nm [18], $\xi_{\text{BCS}} = 0.180\hbar v_F/k_B T_c = 51.4$ nm with $v_F = 2.77 \times 10^7$ cm/s [19] gives $\lambda_{\text{eff}} = 0.15$ μm at $T = 5.3$ K, comparable to the SQUID arm width

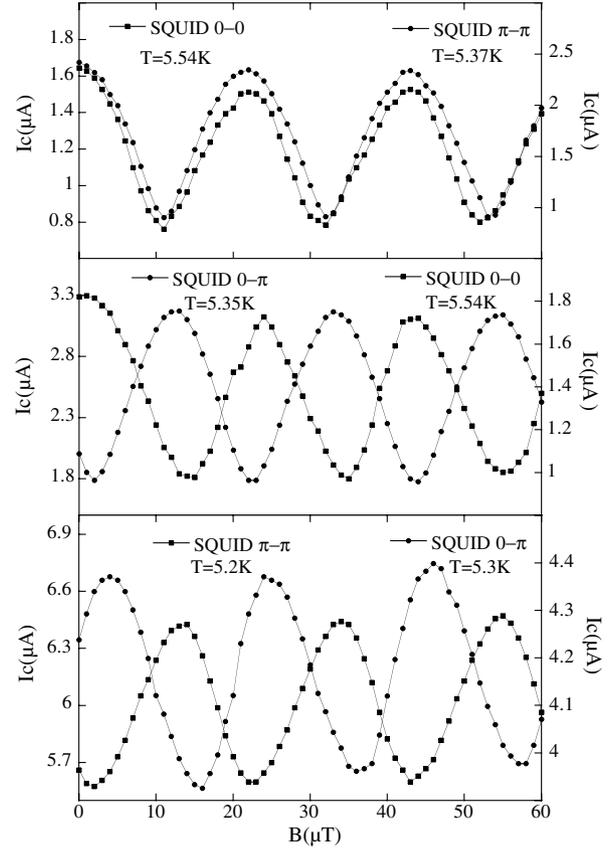


FIG. 3. Critical current modulations showing the expected no-shift between a 0-0 SQUID and a π - π SQUID and of $\phi_0/2$ between a 0- π SQUID and a 0-0 SQUID or π - π SQUID. Each couple of the SQUIDS has been measured at the same time. As the T_c of 0-0, 0- π , π - π SQUIDS are different (as explained in the text), the $I_c(B)$ curves are observed at different temperatures in order to measure in the same range of critical currents for each couple.

(0.5 μm). Therefore the phase quantization in the SQUID loop cannot neglect the shielding supercurrents as usually assumed. The amplitude of the $I_c(B)$ modulations is not $\Delta I_c/I_c = 100\%$ as expected for an ideal symmetric dc SQUID in the linear limit. A reduced modulation depth is usually found in damped SQUIDS with a critical current imbalance between the SQUID arms or large geometric inductance. First, assuming SQUIDS with identical junction critical currents, we estimate the decrease in the modulation depth taking into account the finite screening. From the geometrical inductance $L_G = 40$ pH we find a screening factor $\beta_L/2\pi = L_G I_c / \phi_0$ of about 0.1. Similarly, the increase in the extra phase gradient due to finite supercurrents can be simulated by a kinetic inductance $L_K = \mu_0 \lambda_{\text{eff}}^2 t / \sigma$ and hence a screening factor $\beta_L/2\pi = L_K I_c / \phi_0$ [20], where t is the circumference and σ is the SQUID arm cross section. We estimate $L_K = 33$ pH, comparable to the geometric inductance. Although the amplitude of the critical current modulations decreases lowering the temperature

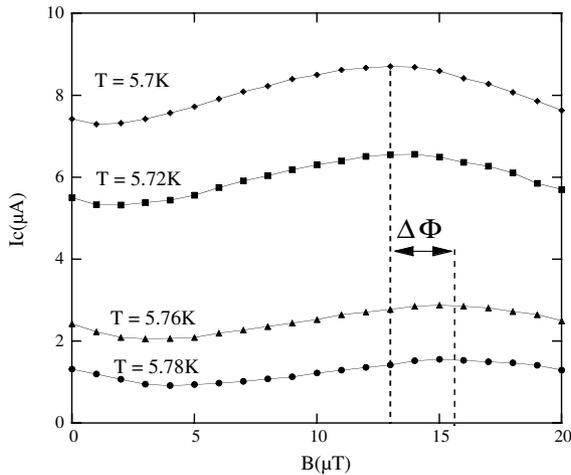


FIG. 4. $I_c(B)$ curves for a 0-0 SQUID with decreasing temperature. The curve is shifted by $\Delta\phi = 0.13\phi_0$ due to critical current imbalance between the SQUID junctions.

as expected because of the increase in the screening factor, the measured modulation depth is usually smaller than that expected theoretically ($\approx 70\%$) obtained adding the geometrical and kinetic inductances. In order to analyze the impact of the junction critical current difference on the critical current modulations we cut one SQUID arm by a focused ion beam and measured the critical current of the junction of the uncut arm. The critical current imbalance at the temperatures indicated in Fig. 3 is still too small to explain the reduction in the critical current oscillations for all the SQUIDs that we have measured [21]. On the other hand, we note a larger critical current imbalance for some 0-0 and 0- π SQUIDs. This may rise from the fact that a small variation in the ferromagnetic layer thickness produces a bigger change of the Josephson coupling for 0 junctions than π junctions [7].

SQUIDs with a significant critical current imbalance show a shift of the diffraction pattern lowering temperature as reported in Fig. 4. This shift results from the self-flux generated by the current imbalance in the SQUID arms. Lowering the temperature, the contribution of the self-flux to the total flux in the SQUID loop increases as does the critical current. The same effect has been observed recently in HTCS SQUIDs [22]. A critical current difference ΔI should result in a $I_c(B)$ shift of $\Delta B = L\Delta I_c/2$ [23]. For the SQUID shown in Fig. 4 the observed shift of $0.13\phi_0$ is consistent to the corresponding measured critical current difference of $6 \mu\text{A}$ at 5.7 K and the total inductance $L = L_G + L_K \approx 75 \text{ pH}$.

In summary, we have produced niobium dc SQUIDs based on ferromagnetic Josephson junctions. The phase difference of the junctions within the SQUID is fixed by

the ferromagnetic layer thickness. SQUIDs with π junction show a half quantum flux shift in the diffraction pattern. Ferromagnetic π junctions could be easily implemented as a π shifter in superconducting networks and devices. In particular, they may be used in macroscopic quantum mechanics experiments and applications in superconducting based Q-bits.

We acknowledge T. Crozes and T. Fournier for their fruitful help in the fabrication of the SQUID masks and F. Lalu for his technical support in setting the angle evaporation system.

-
- [1] D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
 - [2] S. Backhaus, S. Pereverzev, R. W. Simmonds, A. Loshak, J. C. Davis, and R. E. Packard, *Nature (London)* **392**, 687 (1998).
 - [3] J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees, and T. M. Klapwijk, *Nature (London)* **397**, 43 (1999).
 - [4] J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
 - [5] A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii, and S. V. Paniukov, *JETP Lett.* **35**, 178 (1982).
 - [6] V. V. Ryazanov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
 - [7] T. Kontos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
 - [8] A. I. Buzdin, M. Yu. Kurprianov, and B. Vujicic, *Physica (Amsterdam)* **185C**, 2025 (1991).
 - [9] T. Kontos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
 - [10] A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964).
 - [11] Z. Radovic, M. Ledvij, Ljiljana Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **44**, 759 (1991).
 - [12] A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley, New York, 1982).
 - [13] V. V. Ryazanov *et al.*, *Phys. Rev. B* **65**, 020501 (2002).
 - [14] P. Dubos *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 122 (2000).
 - [15] W. Guichard *et al.* (unpublished).
 - [16] J.-F. Garnier, Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique, 1984.
 - [17] F. W. Grover, *Inductance Calculations: Working Formulas and Tables* (Dover, New York, 1964).
 - [18] T. Kontos, Ph.D. thesis, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay, 2002.
 - [19] H. W. Weber, E. Seidl, C. Laa, E. Schachinger, M. Prohammer, A. Junod, and D. Eckert, *Phys. Rev. B* **44**, 7585 (1991).
 - [20] M. Faucher, T. Fournier, B. Pannetier, C. Thirion, W. Wernersdorfer, J. C. Villegier, V. Bouchiat, *Physica (Amsterdam)* **368C**, 211 (2002).
 - [21] Note that small critical current modulations have been also found in K. Hasselbach, D. Mailly, and J. R. Kirtley, *J. Appl. Phys.* **91**, 4432 (2002).
 - [22] C. W. Schneider (private communication).
 - [23] A. TH. A. M. De Waele and R. De Bruyn Ouboter, *Physica (Utrecht)* **41**, 225 (1969).

Résumé

Ce travail porte sur la mesure du couplage π dans les jonctions Josephson ferromagnétiques à base de Nb et de l'alliage ferromagnétique PdNi. Nous avons mis en oeuvre une expérience de type SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) avec laquelle nous avons mesuré directement le signe du couplage Josephson - donc la phase supraconductrice - dans les jonctions Josephson Nb/NbO_x/PdNi/Nb (SIFS) en fonction de l'épaisseur du PdNi. La présence d'une jonction π se manifeste par un décalage du spectre de diffraction d'un demi-quantum de flux par rapport au spectre d'un SQUID contenant deux jonctions avec le même signe du couplage Josephson. Nous avons également étudié le couplage Josephson dans des jonctions Nb/PdNi/Nb (SFS) d'une taille de 100*100 μm^2 , ce qui avait pour objectif de mesurer une transition de 0 à π dans ces jonctions, en fonction de la température. La qualité insuffisante des spectres de diffraction d'une part, et la valeur élevée des courants critiques d'autre part, ne nous ont pas permis de mettre en évidence cette transition. Les problèmes liés à l'impossibilité d'observer cette transition nous ont incitée à développer une nouvelle technique d'évaporation des jonctions à base de membranes en silicium. Ce système permet l'évaporation de jonctions d'une taille de 25*25 μm^2 *in situ*, à l'aide de masques, sans recourir à la lithographie optique.

Mots clés

Supraconductivité, Magnétisme, Jonction π SFS et SIFS, Effet de proximité, Etat lié d'Andréev, Supercourant négatif, SQUID π , Masques en Si

Abstract

We have measured the π -coupling in Ferromagnet Josephson junctions based on the superconductor Nb and the ferromagnetic alloy PdNi. We have measured the ground state of ferromagnetic Josephson junctions Nb/NbO_x/PdNi/Nb (SIFS) as a function of the ferromagnetic layer thickness using a single dc-SQUID (Superconducting QUantum Interference Device). The sign change of the Josephson coupling is observed as a shift of half a quantum flux in the SQUID diffraction pattern. We have also studied the Josephson coupling in Nb/PdNi/Nb (SFS) junctions, 100*100 μm^2 large, with the aim to observe a 0- π transition as a function of the temperature. The quality of the diffraction pattern on one hand, and the large value of the critical current on the other hand did not allow us to observe this transition. The problems associated with the impossibility to observe this transition has motivated us to develop a new evaporation technic using masks made off membranes of silicium. This system allows us the evaporation of junctions with a size of 25*25 μm^2 *in situ*, using masks instead of optical lithography.