

Effet de Josephson dans des systèmes supraconducteurs de dimensions réduites

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

Olivier LIENGME
Physicien diplômé
de l'Université de Genève

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Effets Josephson dans des systèmes supra-
conducteurs de dimensions réduites

de Monsieur *Olivier Liengme*

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury,

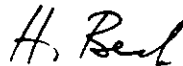
Messieurs P. Martinoli, Y. Baer et

A. Baratoff (Rüschlikon, ZH)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le *28 octobre 1983*

Le doyen :



H. Beck

TABLE DES MATIERES

Chapitre I INTRODUCTION

1.1. Attrait des systèmes de faibles dimensions	1
1.2. Le choix des supraconducteurs	2

Chapitre II FABRICATION

2.0. Introduction	5
2.1. Fabrication des microponts longs : méthodes standard	5
2.2. Méthode du masque suspendu unique pour la réalisation lift-off d'un circuit intégré complet	6
2.2.1 Application aux microponts longs	8
2.2.2. Application à l'effet de proximité	14
2.3. Le microscope optique appliqué à l'impression des masques suspendus	20
2.4. Paramètres photolithographiques des masques suspendus	23
<u>Références du chapitre II</u>	28

Chapitre III THEORIES APPLIQUEES AUX MICROPONTS LONGS

3.1. Introduction à l'effet de Josephson	29
3.1.0. Intérêt général	29
3.1.1. Supraconductivité : concepts-clés et distances caractéristiques	30
3.1.2. Effet de Josephson stationnaire (OC) et courant critique d'échantillons supraconducteurs de petites dimensions transverses	32
3.1.3. Effet de Josephson alternatif et modèle "RSJ" (Resistively Shunted Junction)	33
3.2. Phénoménologie des centres de déphasage des microponts longs	35
3.3. Description microscopique du déséquilibre entre quasiparticules et paires de Cooper	40

3.4. Modèle dynamique de centres de déphasage (PSC)	45
3.4.1. Ondes de déséquilibre de charge et modèle de Kadin et al.	45
3.4.2. Autres modèles et observations	52
3.5. Systèmes inhomogènes	56
<u>Références du chapitre III</u>	58
 <u>Chapitre IV RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR L'ALUMINIUM</u>	
4.1. Caractéristiques des échantillons	61
4.2. Courant critique de champ moyen et déviation	66
4.3. Divergence de la distance de diffusion des quasiparticules pour l'aluminium	72
4.4. La transition résistive	79
4.5. Conclusions de nos observations	81
<u>Références du chapitre IV</u>	82
 <u>Chapitre V EFFET DE JOSEPHSON DANS DES MICROPONTS A EFFET DE PROXIMITE : CONCEPTS ET THEORIE</u>	
5.1.0. Introduction	85
5.1.1. Le courant critique de Ginzburg-Landau	86
5.1.2. Equations d'Usadel et modèle de Likharev	89
5.1.3. Les conditions aux limites	92
5.2. Maximalisation de I_{cN} et R_N	97
5.3. Calcul numérique du produit $I_{cN} R_N$ dans les conditions aux limites rigides	100
5.4. L'état dissipatif	109
5.4.1. Introduction	109
5.4.2. Les structures subharmoniques	111
5.4.3. Les structures de chauffage	114
<u>Références du chapitre V</u>	117
 <u>Chapitre VI RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES MICROPONTS A EFFET DE PROXIMITE</u>	
6.1. Effet de Josephson stationnaire et produit $I_{cN} R_N$	119

6.1.0. Introduction	121
6.1.1. Valeurs limites de $I_{C_N} R_N$ et R_N à basse température	121
6.1.2. Dépendance en température du produit $I_{C_N} R_N$	124
6.1.3. Effet du couplage fort électron-phonon sur le produit $I_{C_N} R_N$	129
6.2. L'état dissipatif	131
6.2.1. Caractéristiques I-V	131
6.2.2. Hystérèse dans les caractéristiques I-V	133
6.2.3. Structures dans les caractéristiques I-V des microponts fortement couplés	136
6.2.4. Synchronisation radiofréquence	143
6.3. Conclusions	150
<u>Références du chapitre VI</u>	152
Appendice I	153
Appendice II	156
Remerciements	160

TABLE DES FIGURES

Fig. 1. Image optique d'un micropont d'aluminium obtenu par attaque chimique. Ses dimensions sont de 130 microns de longueur, typiquement 2 microns de largeur et 0.1 micron d'épaisseur. Remarquer l'attaque chimique le long des raies du substrat. 6

Fig. 2. Masque typique pour la réalisation d'échantillons de dimensions submicroniques. La largeur de coupe w définie sur le masque peut être réduite à volonté par l'utilisation d'un angle à l'évaporation. Passé un angle critique α_c , le substrat n'est plus métallisé. 7

Fig. 3. a) Vue de dessus des ouvertures d'un masque aboutissant à un microcontact. b) Coupe AB du masque et de la métallisation du substrat. Ici, l'angle de métallisation 2 est précisément α_c , et la dimension u est telle que le contact est établi sur le flanc du micropont l ($u = u_{\max}$, voir le texte). 9

Fig. 4. Vue générale au microscope électronique d'un masque comprenant une ouverture centrale pour un micropont de 3 microns de largeur incluant une constriction, ainsi que deux séries de fentes orthogonales pour la réalisation d'électrodes de tunnel. 10

Fig. 5. Vue au microscope optique de la région du masque correspondant à la figure 4 (SEM). Les larges plages grises sont les régions de support sous le masque. La zone claire bordant chaque ouverture est la zone suspendue du masque ($n_{\text{photoresist}} = n_{\text{saphir}} 1.3$). 11

Fig. 6. Détail de la figure 4 montrant l'ouverture d'une électrode perpendiculaire à celle du micropont central. Elle est séparée par un plot de photoresist suspendu ($u = 1$ micron). En haut de la figure, on distingue une constriction de 0.8 micron de largeur dans l'ouverture du micropont de 3 microns de largeur. 11

Fig. 7. Détail au microscope optique de la métallisation de la région du masque présentée à la figure 6. La métallisation du contact traverse celle du micropont (surimpression), malgré son épaisseur de 0.4 micron. Remarquer la variation d'épaisseur à la constriction. 12

Fig. 8. Détail au microscope électronique d'une jonction tunnel de 2×2 microns entre un micropont d'aluminium et une microélectrode en or. 13

Fig. 9. Détail au microscope électronique d'une constriction longue dans un micropont d'aluminium de 3 microns de largeur. Noter la variation d'épaisseur. 13

Fig. 10. Conception d'un masque pour des microponts à effet de proximité SNS. Les évaporations sont faites sous trois angles différents pour le (1) micropont de métal normal (Cu) et les deux plages supraconductrices (2, 3) reliées par le micropont de cuivre. 15

Fig. 11. Coupe AB de la figure 10. Les métallisations (1, 2, 3) sont réalisées sous trois angles différents pour les trois ouvertures. L est la longueur finale effective de l'échantillon. 15

Fig. 12. Masque à 3 admittances selon la figure 10 permettant la réalisation d'échantillons SNS de type I1 (voir fig. 14 et 15). 16

Fig. 13. Micropont SNS du premier type. La largeur du micropont est de 8 microns. Un trait d'échelle correspond à 2 microns. 17

Fig. 13 bis. Micropont du second type. La largeur du micropont est d'environ 2 microns contre 8 microns pour les plages supraconductrices. Cette image a été prise au microscope optique avec une lentille $100 \times$ à immersion d'huile. Un trait d'échelle correspond à 0.54 micron. 17

Fig. 14. Micropont SNS oxydé réalisé avec un masque du deuxième type (voir le texte). On distingue nettement sous l'oxyde de plomb les échangeurs de chaleur reliés par le micropont, le tout sous oxyde de plomb (transparent). Un trait d'échelle est 0.54 micron et la longueur de l'élément est comparable à celle de la fig. 13. 19

Fig. 15. Vue sous angle au microscope électronique d'un micropont SNS court. Le micropont de cuivre de 200 nm de longueur et de 30 nm d'épaisseur est pratiquement invisible entre les 300 nm d'épaisseur des deux plages de plomb. Un diamètre typique de grain de plomb est de l'ordre de 300 nm, alors que la largeur du micropont de cuivre est de 200 nm. 19

<u>Fig. 16.</u> Schéma du microscope optique adapté à l'impression de photoresist.	23
<u>Fig. 17.</u> Etapes de la réalisation d'un masque suspendu.	24
<u>Fig. 18.</u> Caractéristique I-V d'un élément de Josephson RSJ	34
<u>Fig. 19.</u> Caractéristique courant-tension selon le modèle SBT d'un micropont long ($L = 5 \lambda_0$). Toutes les 3 marches de résistance tendent vers un même courant à tension nulle, le courant supraconducteur moyen \bar{I}_s (voir le texte).	36
<u>Fig. 20.</u> Valeurs moyennes dans le temps : a) des potentiels électrochimiques et b) des courants associés dans le modèle phénoménologique SBT.	39
<u>Fig. 21.</u> Expérience de Dolan et Jacker : a) configuration de la mesure avec les deux types de sondes tunnel. b) dépendance spatiale des potentiels mesurés par ces sondes.	39
<u>Fig. 22.</u> Excitations (quasiparticules) dans un supraconducteur d'après la théorie BCS : a) relations de dispersion b) probabilité d'occupation des branches c) charge	41
<u>Fig. 23.</u> Effet du déséquilibre de "charge imbalance" : a) sur la probabilité d'occupation de l'état k b) sur les relations de dispersion des quasiparticules	41
<u>Fig. 24.</u> Ligne de transmission équivalente aux équations de relaxation dynamique de Q^* . Les paramètres électriques équivalents par unité de longueur sont donnés aux équations 3.28.	48
<u>Fig. 25.</u> Nombre d'onde normalisé en fonction de la température définissant τ_0 et de la tension définissant ω (voir le texte).	48
<u>Fig. 26.</u> Vitesse de phase pour les mêmes paramètres qu'à la figure 25 (voir le texte).	49
<u>Fig. 27.</u> Absorption normalisée pour les mêmes paramètres qu'à la figure 25 (voir le texte).	49
<u>Fig. 28.</u> Dépendance spatiale de Q^* pour une relation courant-phase	

linéaire (dent de scie), $\tau_E/\tau_0 = 280$, $\omega\tau_0 = 5.5$, $T/T_C = 0.99$ (modèle de Kadin et al.)

51

Fig. 29. Caractéristique I-V de l'échantillon 4 à température réduite $t = 0.973$ (voir le texte). Remarquer que les droites de résistance différentielle ne sont pas issues du même point à tension nulle \bar{I}_S .

62

Fig. 30. La distance de diffusion Λ en fonction du libre parcours moyen λ pour les échantillons présentés au tableau 1.

64

Fig. 31. Courant critique de l'échantillon 11 du tableau 1 et comportement de champ moyen.

67

Fig. 32. Courant critique de champ moyen et déviation pour l'échantillon 9. Selon le modèle de Owin et Deutscher, T_{Cg} est la température critique de grain inférieure à T_C^{mf} la température critique de champ moyen. $T_C(\lambda)$ est la température critique donnée par la divergence de Λ , coïncidant avec l'interprétation du grain comme zéro-dimensionnel pour le micropont. Le produit $I_C R_N$ correspondant est reporté sur l'échelle de droite (voir le texte).

$\tau_0 = \tau_E \quad T_C - T = 7.4 \cdot 10^{-5} \text{ k}$ avec $\tau_E = 7 \text{ nsec}$ (divergence).

70

Fig. 33. Caractéristiques I-V de l'échantillon 9 dans le domaine de température $T_{Cg} < T < T_{Cf}$. Les croix correspondent aux points de mesure reportés en figure 32. Quelques courbes à plus haute température sont également reportées.

71

Fig. 34. Comparaison des grandeurs $R(I=0)/R_N$ et $(R_{PSC}/R_N)^2$ dans le domaine des fluctuations pour l'échantillon 9.

72

Fig. 35. Mesure de la résistance différentielle de l'échantillon 11 du tableau 1 très près de la température critique. La courbe 6 est mesurée pratiquement à la température critique de champ moyen T_C . Les températures sont données graphiquement à la prochaine figure (mesure sous hélium).

73

Fig. 36. Convergence de Λ^{-4} vers $T_C(\lambda)$ pour l'échantillon 11 du tableau 1 correspondant aux mesures de la figure 34.

74

Fig. 37. Divergence de Λ pour l'échantillon 9 du tableau 1. Ici, la température critique du grain est $T_{Cg} = 1.220 \text{ k}$, voir fig. 32.

77

- Fig. 38. Apparition de l'hystérèse de nucléation du PSC et singularité de la tension en fonction de la température. 78
- Fig. 39. La transition résistive de l'échantillon 11. 81
- Fig. 40. Potentiel des paires pour les conditions aux limites rigides (micropont SNS longs, fréquence fondamentale de Matsubara). 88
- Fig. 41. Fonction $1/\theta'$ pour $j_n = 0.1$ et $n = 0$. θ est défini supérieur à θ_0 . L'intégrale donnant λ est faite de θ_0 à $\theta_8 < \pi/2$. Sauf pour des longueurs réduites très grandes où θ_0 est petit, l'intégrale est principalement donné par la contribution de la divergence. 90
- Fig. 42. Fonction $1/\theta' \sin^2 \theta$ pour les mêmes paramètres qu'à la fig. 41. Ici l'effet de la divergence se fait sentir pour $\lambda(T)$ faible, l'intégrale dans les autres cas donnant $\phi = \pi/2$ pour $I = I_c$. 91
- Fig. 43. Dépendance de I_{cR_N} en température et en longueur $\lambda(T_c)$ réduite à T_c des microponts SNS dans le modèle des conditions aux limites rigides (d'après Likharev). 92
- Fig. 44. Conditions aux limites, cas général : $\psi_N(L/2)|_{\psi_\infty} = Af(T)$ par opposition aux conditions aux limites rigides $\psi_N(L/2) = \psi_\infty$. 93
- Fig. 45. Géométrie coplanaire conventionnelle. 94
- Fig. 46. La fonction $f(T)$ en fonction de $x(T)$ (équ. 5.11). 95
- Fig. 47. Géométrie coplanaire modifiée. 96
- Fig. 48. Dépendance en température du gap avec l'approximation polynomiale d'ordre 7 utilisée pour le calcul d' I_{cR_N} (voir listing appendice 2). 101
- Fig. 49. Valeur numérique de l'intégrale λ pour $\theta_B = \pi/2$, $n = 0$ en fonction de θ_0 et j_n . 103
- Fig. 50. Fonction $f = 1 - 2 \int_{\theta_0}^{\theta_8} d\theta/\theta'$ pour les mêmes paramètres que la figure 49. 103
- Fig. 51. Constante de préintégration de la divergence 5.21 pour l'intégrale λ (voir le texte). On remarque des déviations importantes pour θ_0 petit et θ grand par rapport à θ_0 . $j_n = 0.1$ et $n = 0$. 106
- Fig. 52. Calcul numérique de $I_{cR_N}(t)$ dans le cas du couplage faible 8CS (traits tillés) et dans le cas où la théorie est étendue au couplage

électron-phonon fort (traits pleins). Remarquer les déviations substantielles dans le cas de microponts courts ($\lambda(T_C) < 2$). Toutes les courbes ont été calculées avec le même programme. 109

Fig. 53. Illustration énergétique d'un processus à 6 réflexions d'Andreev (numérotées chronologiquement de 1 à 6) dans un système SNS soumis à une tension V . L'énergie gagnée à chaque passage est eV . 113

Fig. 54. Comparaison entre résultat expérimental et théorique donné par le modèle original Klapwijk-Blonder-Tinkham. 113

Fig. 55. $I_C R_N$ en fonction de R_N : valeur limite à basse température pour les échantillons présentés au tableau 3. Les échantillons les plus performants sont en haut à droite du diagramme. 122

Fig. 56. Produit $I_C R_N$ en fonction de la température réduite T/T_C pour les échantillons 1, 2, 4 et 6 du tableau 3. La courbe en trait d'axe vaut pour $\lambda(T_C) = 0$. 124

Fig. 57. Produit $I_C R_N$ en fonction de la température réduite t pour l'échantillon 5. Le fit en traits tillés vaut pour $\lambda(T_C) = 0$ et $A^2 = 0.59$ en utilisant la valeur BCS du gap. La même courbe est obtenue pour $\lambda(T_C) = 1$ et $A^2 = 0.67$ avec le gap du plomb. 130

Fig. 58. Comparaison de la caractéristique I-V de l'échantillon 4 à $t = 0.53$ (courbe continue) avec le modèle TDGL (courbe en traits tillés) pour $u = 12$ et $R_N = 0.255 \Omega$. La courbe en traits d'axe vaut pour $u = 0$ (RSJ). 131

Fig. 59. Comportement hystérétique réentrant de l'échantillon 2 autour du point λ (transition superfluide de l'hélium). L'échantillon est mesuré dans l'hélium. L'effet disparaît lors d'une mesure sous vide. 134

Fig. 60. Dérivées des caractéristiques I-V de l'échantillon 6 en fonction de la tension pour deux températures. La courbe du haut se rapporte à l'échelle de droite où $T = 4$ K et la courbe du bas se rapporte à l'échelle de gauche où $T = 3$ K. La structure à la plus haute tension (de l'ordre de millivolt) est baptisée $V_1(\Delta)$. La tension de dénucléation (voir le texte) est environ 0.2 mV. 137

Fig. 61. Caractéristiques I-V de l'échantillon 6 pour différentes températures. La structure $V_1(\Delta)$ n'apparaît sur cette échelle qu'au-dessous de $T = 6$ K.

137

Fig. 62. Valeur absolue (points, échelle de gauche) et valeur relative au gap du plomb (croix, échelle de droite) de la tension du pic $V_1(\Delta)$ en fonction de la température réduite à la température critique de plomb (7.28 K mesuré pour cet échantillon 6).

139

Fig. 63. Résultats linéarisés en fonction de la température des courants et tensions associés à la structures $V_1(\Delta)$.

141

Fig. 64. Caractéristique I-V de l'échantillon 7 avec et sans irradiation radiofréquence. Noter le déplacement de la structure de chauffage en haut à droite.

144

Fig. 65. Courbes I-V servant à déterminer la figure 66. La dépendance en courant rf est de type Bessel, comme on peut le remarquer déjà par inspection. Les zéros sont décalés en k, et l'intensité rf va en décroissant de gauche à droite.

146

Fig. 66. Dépendance de l'amplitude des marches de tension en courant radiofréquence comparée avec le calcul analogique de Russer pour le modèle RSJ (voir le texte).

147

Fig. 67. Marches de courant induites à des multiples de $\nu_0 = 8.3$ GHz pour l'échantillon 6. La fréquence de coupure est bien donnée par $I_C R_N(T = 7$ K).

148

Fig. 68. Saturation des marches induites à la fréquence $14 \nu_0$ ($\nu_0 = 8.137$ GHz) ($T = 5.6$ K, $I_C R_N = 0.744$ mV) pour l'échantillon 6.

149

Fig. 69. Echantillon 6 à $T = 4.485$ irradié à la fréquence $\nu_0 = 8.137$ GHz. Les pics pour $n = 13$ et $n = 14$ sont à peine visibles, mais bien identifiables en variant la température, la fréquence ou l'amplitude. Remarquer la relation $\bar{V}\Delta V = \text{cte}$ ainsi que la décroissance exponentielle de l'enveloppe.

149

EFFET DE JOSEPHSON DANS DES SYSTEMES SUPRACONDUCTEURS

DE DIMENSIONS REDUITES

Chapitre I INTRODUCTION

1.1 Attrait des systèmes de faible dimension.

L'ère technologique actuelle connaît un nouveau stade de développement qui passe par la miniaturisation jointe à l'augmentation des performances de ses produits. Si les premiers pas de notre société industrielle peuvent être symbolisés par le développement des grandes machines thermodynamiques, comparables aux grands sauriens de l'évolution de la vie terrestre, ce dernier quart de siècle sera caractérisé par l'avènement des circuits intégrés. Les circuits à technologie semiconductrice en sont les leaders aujourd'hui. Mais d'autres systèmes sont appelés à les compléter, voir les supplanter au moins dans certains domaines. Ici, nous pensons plus particulièrement aux systèmes exploitant l'optique non linéaire et à ceux basés sur l'emploi des supraconducteurs. Aujourd'hui, les critères de leur compétition sont bien établis, les principaux étant la miniaturisation, la rapidité de l'opération, la fiabilité et la faible consommation énergétique. De fait, tout système à réponse non linéaire est un candidat potentiel, soit par exemple les systèmes de dimensions suffisamment faibles pour présenter des effets quantiques, dimensions en principe à l'échelle atomique. Mais à ce niveau, peu de systèmes sont encore d'accès assez aisé aujourd'hui pour nos moyens technologiques pour pouvoir être utilisés dans un avenir proche avec un succès comparable à la technologie semiconductrice. Ainsi les développements technologiques porteront donc plutôt sur des systèmes de dimensions plus grandes où l'effet collectif de la matière condensée domine. Un exemple typique est la technologie semiconductrice, où le nombre d'atomes pour chaque élément du circuit doit être gardé suffisamment grand pour que les bandes de valence et de conduction soient quasi-continues. Les dimen-

sions correspondantes sont alors de l'ordre du dixième de micron.

1.2 Le choix des supraconducteurs.

Plus intéressant à nos yeux est le cas du supraconducteur. En effet, les électrons supraconducteurs étant condensés à l'état de liquide quantique, on obtient à une échelle macroscopique des phénomènes relevant habituellement du niveau atomique. Ici, l'échelle caractéristique est la distance de cohérence, et la dimension correspondante peut varier de quelques distances atomiques (10^{-9} m = 1 nm) à quelques microns (10^{-6} m). En outre, et c'est un des thèmes de cette thèse, le comportement du supraconducteur est modifié par sa géométrie à cette échelle. Pour les raisons citées au paragraphe précédent, cette caractéristique fascinante est aujourd'hui plus que jamais le motif de recherches extensives. De plus, les conditions d'équilibre y sont d'autant plus vite dépassées que les volumes y sont plus petits, donnant lieu à de nouveaux effets. On entrevoit alors l'attrait d'un tel champ de recherche.

Jusqu'à présent, les systèmes intégrés de dimension inférieure au micron ont toujours été considérés comme difficiles à réaliser sans une technologie de pointe extrêmement onéreuse. Par exemple, l'industrie du semiconducteur a choisi pour l'instant le microscope électronique, outil environ 100 fois plus onéreux que le microscope optique. Nous démontrons ici que ce choix n'est pas impératif et qu'avec la technique des masques suspendus alliée à l'impression par microscope optique (chapitre II) nous réalisons actuellement des structures de l'ordre du dixième de micron; nous montrerons comment améliorer encore ces performances. Le champ d'application de cette méthode est très vaste puisqu'elle s'applique à tout matériau évaporable en couche mince, et non seulement à des métaux supraconducteurs. Ici, la seule condition dans la version actuelle est la température du masque qui ne doit pas dépasser 70° environ à l'évaporation.

Les chapitres suivants sont dévolus à la description de deux applications de cette technique à l'effet de Josephson dans des systèmes

à une dimension (chapitre III et IV) et zéro dimensionnels à effet de proximité (chapitre V et VI). Plus spécifiquement, le chapitre III décrit le comportement de supraconducteurs à une dimension (filaments). Ici nous le verrons l'effet de Josephson est lié à la nucléation de centres de déphasage appelés Phase Slip Centers (PSC). Ces centres sont des régions du filament où la supraconductivité est hors équilibre. Dans une analyse simplifiée, nous omettrons en première approximation les excitations énergétiques du supraconducteur en ne gardant que les modes chargés responsables de la tension mesurée aux bornes de l'élément. Nos mesures sur l'aluminium sont décrites au chapitre IV. Le choix de ce matériau est dû au temps de relaxation électron-phonon considérablement plus élevé que pour d'autres éléments mesurés, l'étain par exemple. En particulier nous verrons que les PSC dans ce métal possèdent les mêmes propriétés que dans l'étain mesuré par l'équipe de Harvard, mais que seul le régime d'observation change. En particulier, la divergence de la taille d'un PSC dans l'aluminium n'est observable que dans une gamme de température d'un ordre de grandeur plus proche de la température critique que pour l'étain. Plusieurs explications de la cause de ce changement de régime seront examinées. A la lumière des modèles existants, on verra que l'aluminium n'est définitivement pas un bon candidat pour une expérience de couplage dynamique entre PSC (réseaux cohérents à une dimension), et que pour cela le choix d'un matériau à plus faible temps de relaxation électron-phonon est indispensable.

Nous décrivons ensuite l'application de notre méthode de fabrication à la réalisation d'échantillons à effet de proximité où l'effet de Josephson est obtenu par couplage de deux régions supraconductrices via un métal normal (jonction SNS). Le chapitre V décrit les concepts liés à cette expérience, alors que le chapitre VI présente les résultats de nos mesures sur le système plomb-cuivre-plomb. Nous verrons en particulier que le couplage entre les deux supraconducteurs devient effectif quand la longueur de métal normal est de l'ordre de la distance de cohérence induite par l'effet de proximité dans ce métal. Comme l'effet dépend de la température, toute une gamme de comportements est observée. Ici, l'accent a été mis sur des systèmes à couplage fort, pour leur intérêt pratique évident. Nous avons pu en particulier

établir des critères de fabrication optimisant effectivement ce couplage. Les effets liés aux conditions de couplage extrême seront décrits et analysés à la lumière des modèles actuels.

Chapitre II FABRICATION

2.0. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre notre méthode de fabrication d'échantillons supraconducteurs à l'échelle submicronique. La motivation de cette méthode est la production, indépendante et avec des moyens techniques relativement réduits, de circuits intégrés à l'échelle submicronique. Appliquée à des supraconducteurs, une telle méthode permet de mesurer ou même de créer des phénomènes¹ de type effet de Josephson à l'échelle de la distance de cohérence, unité de longueur caractéristique des supraconducteurs.

Le procédé fait appel à l'utilisation de résine photosensible en couche mince (photoresist) exposée à l'aide d'un microscope optique². Ceci évite les problèmes d'exposition sous vide (microscope électronique) et par contact direct (masque traditionnel) sensible aux irrégularités de surface. Par contre le résultat sera lié à la maîtrise d'autres facteurs tels l'achromatisme ou la diffraction par exemple.

L'originalité de notre méthode est l'utilisation du microscope optique pour imprimer directement un système à deux couches de photoresist épais³. Cette alternative avait peut-être été négligée à cause de la profondeur de champ limitée associée au microscope optique, en plus des autres problèmes sus-mentionnés.

Ce système à deux couches permet d'obtenir, après révélation, un masque de photoresist suspendu⁴ à quelques microns du substrat par la deuxième couche support.

Après un premier paragraphe montrant les inconvénients des méthodes classiques d'impression telles que nous les avons expérimentées et

la nécessité pour nous de développer une technique plus évoluée, nous présentons au deuxième paragraphe notre alternative et nos applications à l'effet de Josephson. Le troisième paragraphe décrit les techniques appliquées au microscope optique et les paramètres qui lui sont liés. Au dernier paragraphe les problèmes spécifiques du masque suspendu sont discutés et une méthode est proposée pour les optimiser.

2.1 Fabrication de microponts longs : méthodes standard

On discerne deux méthodes standard de fabrication de structures métalliques en couches minces, à savoir :

i) Lift-off : cette technique consiste à protéger le substrat par du resist sauf à l'endroit où la métallisation est désirée. Après métallisation, on élimine l'excédent en dissolvant le photoresist. Celui-ci peut donc être considéré comme un négatif de la structure désirée. Notre expérience confirme que dans le cas de structures de l'ordre du micron la métallisation est souvent décollée du substrat en dissolvant le photoresist.

ii) Attaque chimique : cette méthode permet des structures plus fines; néanmoins le profil en est irrégulier si la métallisation n'est pas faite dans des circonstances idéales. Un exemple est donné par la figure 1 où la définition du micropont est réduite par l'attaque chimique le long de raies ou d'imperfections du substrat. De plus, l'échantillon est partiellement attaqué chimiquement, ce qui peut être un inconvénient pour certaines applications.

Pour des expériences de type PSC (voir chap. III et IV), un meilleur contrôle de la géométrie est souhaité dans la mesure où des variations de section sont susceptibles de créer un ancrage spatial de l'élément de Josephson (PSC) via une variation locale du courant critique. Un des buts de nos mesures a été d'observer l'effet de cet ancrage (malheureusement non effectif dans notre cas). Ceci nous a conduit à déposer des sondes de tunnel le long d'un micropont présentant des constriction de taille contrôlée et à une échelle submicronique.

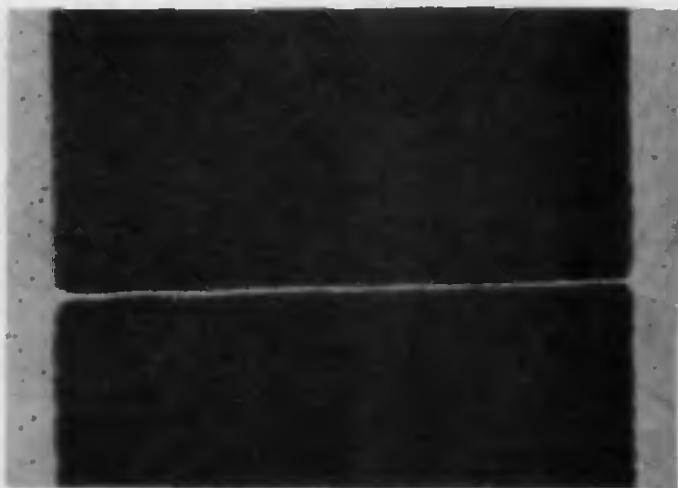


Fig. 1. Image optique d'un micropont d'aluminium obtenu par attaque chimique. Ses dimensions sont de 130 microns de longueur, typiquement 2 microns de largeur et 0.1 micron d'épaisseur. Remarquer l'attaque chimique le long des raies du substrat.

Ce problème est similaire à la réalisation de circuits intégrés, avec des conditions particulières quant aux états de surface entre éléments (sondes de tunnel).

D'autre part, une telle méthode permet la réalisation de circuits à l'échelle de la distance de cohérence supraconductrice. Par là, elle donne accès à la fabrication d'éléments de Josephson d'un nouveau type, les microponts à effet de proximité⁵.

Le principe de cette méthode, inventée par Dunkleberger, a été développé par Dolan⁴ pour la première fois. A l'époque, un microscope électronique était utilisé pour créer un masque d'impression par contact direct.

2.2 Méthode du masque suspendu unique pour la réalisation lift-off d'un circuit intégré complet.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la technique lift-off conventionnelle est limitée en résolution par la rupture de la structure sur le substrat pendant l'opération de lift-off. Par contre,

si l'échantillon est mécaniquement dissocié du masque, aucun effort n'est plus exercé sur lui au lift-off et une structure même arbitrairement petite est laissée intacte. Ceci est l'idée conductrice pour la réalisation d'échantillons submicroniques. La méthode du masque suspendu en est un exemple de réalisation⁶. Ici, le masque est suspendu au-dessus du substrat, la couche support étant creusée par dessous. La géométrie obtenue est schématisée en figure 2. Nous avons réalisé cette structure en couches minces de photorésist, où la couche support est préexposée. La distance de creusage est un paramètre ajustable (voir paragraphe 2.3).

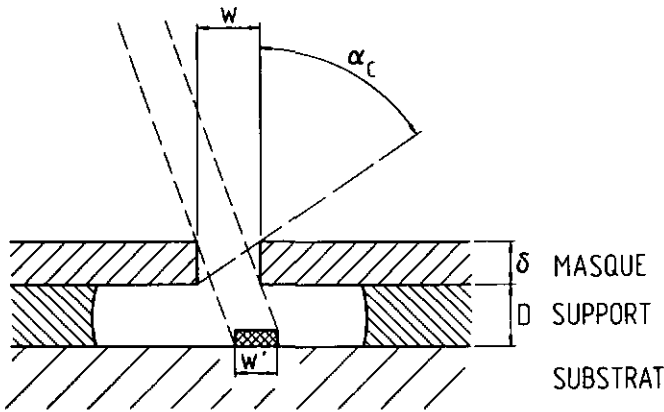


Fig. 2 . Masque typique pour la réalisation d'échantillons de dimension submicronique. La largeur de coupe w définie sur le masque peut être réduite à volonté par l'utilisation d'un angle à l'évaporation. Passé un angle critique α_c , le substrat n'est plus métallisé.

Une évaporation sous angle α permet de réduire la largeur w originelle sur le masque à une largeur $w'=w-d\tg\alpha$. De plus, aucune métallisation ne sera obtenue pour des angles supérieurs à l'angle critique donné par $\alpha_c = \text{arc tg } w/\delta$ où δ est l'épaisseur du masque de photoresist. Cette particularité permet de réaliser, à partir d'un masque épais suspendu à deux dimensions, un circuit intégré composite où chaque

élément est associé à un angle d'évaporation. Si désiré, des structures parasites provenant d'autres ouvertures peuvent être éliminées en utilisant un angle suffisant et/ou des dimensions d'ouverture suffisamment petites (voir section 2.2.1.), ce qui permet une densité d'intégration accrue. De plus, on peut utiliser un matériau différent pour chaque angle, ce qui permet la réalisation de circuits intégrés composites à une échelle submicronique. Deux applications de ce concept sont présentées dans les deux prochaines sections de ce paragraphe. Pratiquement, cette technique permet d'abaisser la largeur de trait métallisé à concurrence de la définition de la coupe dans le photoresist (voir paragraphe 2.3). Il s'avère que pour notre application de cette méthode des dimensions de l'ordre du dixième de micron sont réalisables. Des résultats encore meilleurs seraient envisageables par l'automatisation de certaines étapes. En effet, actuellement chaque étape est réalisée à la main.

2.2.1 Application aux microponts longs.

Nous avons appliqué les principes décrits au paragraphe précédent à la réalisation de microponts longs le long desquels des électrodes de tunnel sont régulièrement disposées. La géométrie du masque est donnée en figure 3 a), où l'ouverture du micropont (verticale) est séparée physiquement de celle d'une électrode (horizontale) par un plot de photoresist suspendu de largeur u . La métallisation correspondante est illustrée en figure 3 b), coupe AB de la figure 3 a). Une première métallisation (1) sous incidence normale donne la réplique du masque métallisé sur le substrat. Puis le contact tunnel entre électrode et micropont est réalisé par évaporation sous angle (2). Plus précisément, la figure 3 est l'illustration du modèle appliqué pour l'estimation de l'effet des métallisations. On sait que l'effet de la métallisation d'un tel masque est non seulement de le rendre plus épais, mais qu'il réduit également la largeur des ouvertures par la formation de lèvres métalliques adhérant aux parois verticales des ouvertures. Par contre, comme facteur de correction au premier

ordre, on ne suppose le contact établi que lorsque la métallisation 2 couvre la tranche de la métallisation 1 sur toute son épaisseur h .

Ce modèle apporte la simplification suivante : seule l'épaisseur disponible sous le masque $d = D-h$ est prise en considération pour la métallisation sous angle (2), et la condition de contact électrique devient $u < d \tan \alpha$. D'autre part, on évite toute métallisation parasite par l'ouverture du micropont en utilisant un angle supérieur à son angle critique : $\alpha > \alpha_c = \text{arc tg } w / \delta$. Dès lors, la valeur maximum de u répondant à ces deux conditions est pour h négligeable :

$$u_{\max} = w d / \delta$$

Remarquons ici que de ce point de vue, l'application aux microponts longs est plus exigeante que celle à l'effet de proximité où, du fait de la géométrie du masque, les métallisations parasites n'ont pas d'effet sur l'échantillon.

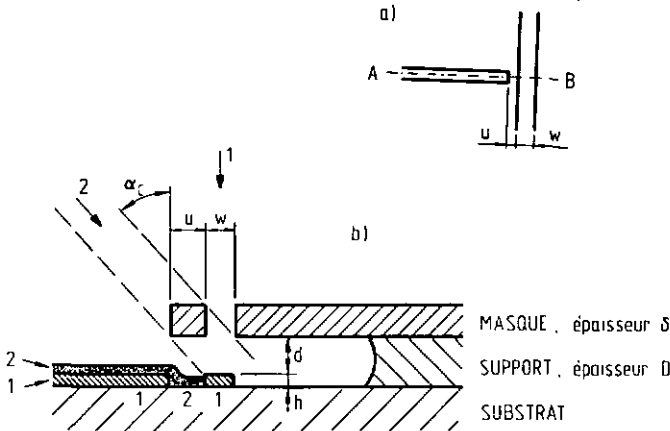


Fig. 3. a) Vue de dessus des ouvertures d'un masque aboutissant à un microcontact.
b) Coupe AB du masque et de la métallisation du substrat. Ici, l'angle de métallisation 2 est précisément α_c , et la dimension u est telle que le contact est établi sur le flanc du micropont 1 ($u = u_{\max}$, voir le texte).

Une vue générale du masque prise au microscope électronique est donnée à la figure 4. Ici, on discerne en haut à gauche une extrémité de l'ouverture du micropont (ouverture centrale). De part et d'autre de celle-ci sont disposées les ouvertures des électrodes de tunnel.

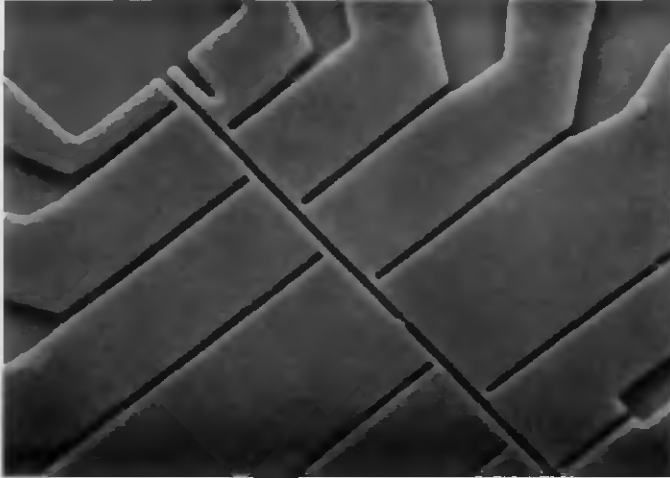


Fig. 4 . Vue générale au microscope électronique d'un masque comprenant une ouverture centrale pour un micropont de $3\ \mu\text{m}$ de largeur incluant une constriction, ainsi que deux séries de fentes orthogonales pour la réalisation d'électrodes de tunnel.

En figure 5 on remarque que l'information contenue dans une vue au microscope optique est complémentaire à celle du microscope électronique: on distingue clairement ici la taille de la zone suspendue du masque.

Pour toutes nos applications nous sommes partis de deux couches de photoresist d'épaisseur égale (vitesse de rotation égale au spinnage). Ceci devrait nous donner $u_{\text{max}} = w$. A cause de l'exposition résiduelle parasite due à l'utilisation du microscope optique (diffraction, etc....) nous obtenons une épaisseur de masque réduite après la révélation (voir § 2.3). Pour le masque de la figure 6 cela correspond à une augmentation de l'angle critique de 45° à près de 60° .

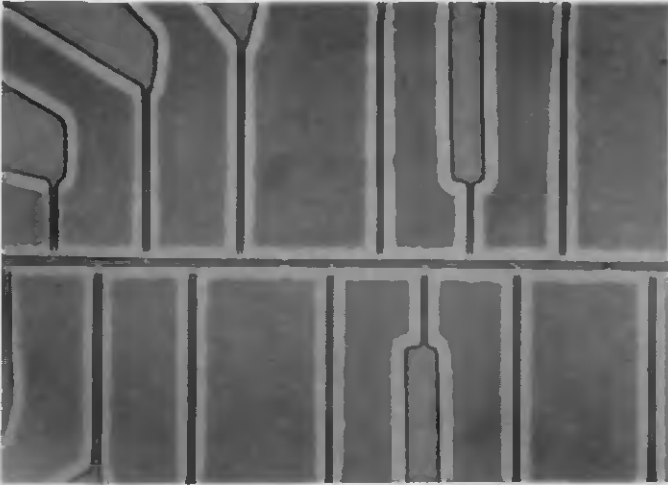


Fig. 5 . Vue au microscope optique de la région du masque correspondant à la fig. 4 (SEM). Les larges plages grises sont les régions du support sous le masque. La zone claire bordant chaque ouverture est la zone suspendue du masque ($n_{\text{photoresist}} = n_{\text{saphir}} = 1.5$).



Fig. 6 . Détail de la fig. 4 montrant l'ouverture d'une électrode perpendiculaire à celle du micropont central. Elle est séparée par un plot de photoresist suspendu ($u = 1 \mu\text{m}$). En haut de la figure, on distingue une constriction de $0.8 \mu\text{m}$ de largeur dans l'ouverture du micropont de $3 \mu\text{m}$ de largeur.

En pratique, la métallisation du contact de tunnel est opérée (après oxydation préalable de l'aluminium) sous un plus grand angle. On évite ainsi l'effet de variations locales de l'épaisseur du masque dépendantes de la géométrie (par exemple effet de proximité à l'exposition dans la région des plots de photoresist suspendus). De plus, la surface de contact est augmentée.

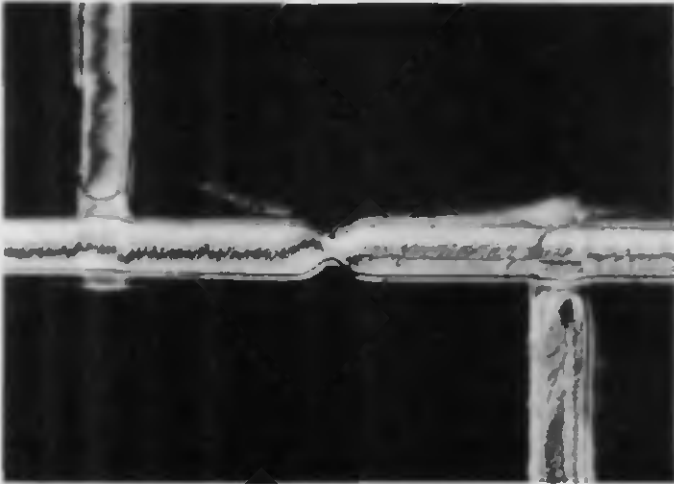


Fig. 7 , Détail au microscope optique de la métallisation de la région du masque présentée à la figure 6. La métallisation du contact traverse celle du micropont (surimpression), malgré son épaisseur de 0.4 microns. Remarquer la variation d'épaisseur à la constriction.

Par ailleurs, des surfaces de contact beaucoup plus grandes sont possibles en rendant un minimum, en évaporant le contact sous un angle extrême et en augmentant l'épaisseur du support. Les deux premières conditions ont été réalisées pour la jonction de la figure 8.

Revenons sur le profil de la constriction dans l'ouverture du micropont présentée à la figure 6. Les lèvres en bas de la constriction sont dues à la focalisation de l'image (à l'impression) sur l'interface semi-réfléchissante d'aluminium entre les deux couches de photoresist (isolation mécanique, voir paragraphe 2.4). Sa largeur de 0.8 micron est déjà assez faible pour provoquer une modulation de l'épaisseur

du micropont à l'évaporation (fig. 7).



Fig. 8 . Détail au microscope électronique d'une jonction tunnel de 2×2 microns² entre un micropont d'aluminium et une microélectrode en or.

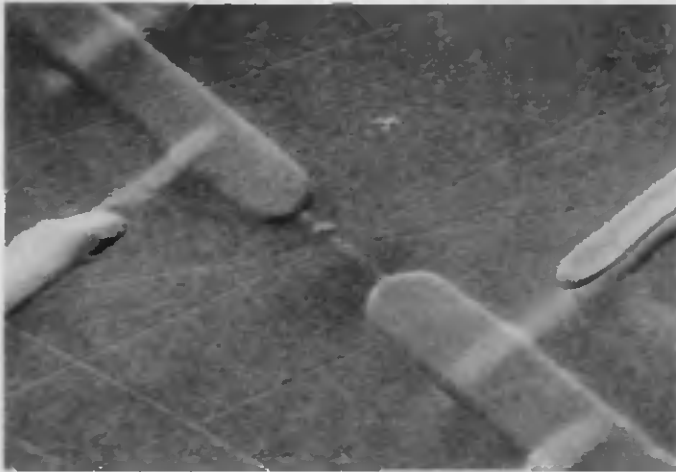


Fig. 9 . Détail au microscope électronique d'une constriction longue dans un micropont d'aluminium de 3 microns de largeur. Noter la variation d'épaisseur.

Ceci est dû à la métallisation du masque, dont la constriction se bouche pendant l'évaporation. Cet effet n'est donc pas prévu par notre modèle. Il est similaire à celui observé par P.J. Coane et al.⁷ pour des systèmes réalisés avec l'aide d'un microscope électronique. Ici, on a utilisé cette particularité pour obtenir des rapports de section à la constriction jusqu'à un facteur 80 environ. Une telle constriction sur une longueur de $8\mu\text{m}$ est présentée à la figure 9.

2.2.2. Application à l'effet de proximité.

Cette application exploite pleinement les conditions de propreté dans lesquelles se fait la métallisation de l'échantillon. En effet, pour obtenir un effet de proximité (SNS) entre deux supraconducteurs (S) via un métal normal (N), il est indispensable de n'avoir aucun oxyde ou isolant aux interfaces entre métal N et supraconducteur. Ceci est réalisé ici dans la mesure où les métallisations des différentes composantes de l'élément sont réalisées sans ouvrir l'évaporateur, l'atmosphère étant contrôlée pendant toutes ces manipulations. Un seul masque est utilisé pour toutes ces dépôts, et l'échantillon achevé, ce masque peut être dissout dans un bain d'acétone. Nous n'avons pas observé d'altération de la qualité de l'échantillon par ce dernier procédé. Cette ultime étape avant la mesure de l'échantillon n'est d'ailleurs pas indispensable, elle n'a d'autre but que de pouvoir observer ce dernier au microscope.

Un schéma de la configuration du masque est présenté en figure 10. Trois ouvertures sont pratiquées pour trois métallisations, le tout étant suspendu sur une distance plus grande que celle entre les ouvertures.

Dans l'ordre chronologique, on effectue les trois évaporations suivantes. Une fine couche de cuivre est d'abord évaporée sous l'angle 1, donnant lieu à la métallisation du micropont de métal normal (cuivre). Ensuite et aussi rapidement que possible sont réalisées les métallisations sous angle 2 et 3 donnant deux plages de plomb recouvrant le cuivre. L'absence d'angles composites évite la formation de courts-circuits pour un tel masque, aussi aucune précaution n'est à prendre

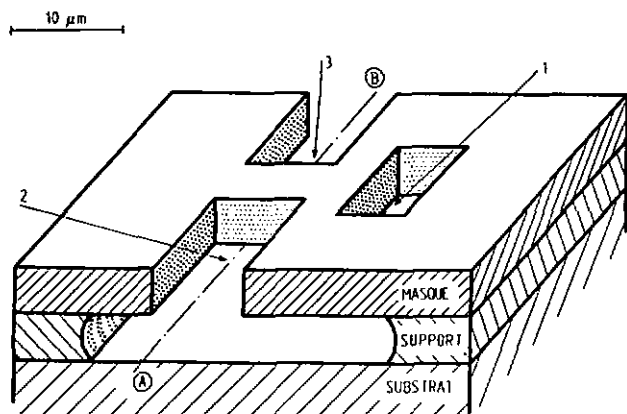


Fig. 10 . Conception d'un masque pour des microponts à effet de proximité SNS. Les évaporations sont faites sous trois angles différents pour le (1) micropont de métal normal (Cu) et les deux plages supraconductrices (2,3) reliées par le micropont de cuivre.

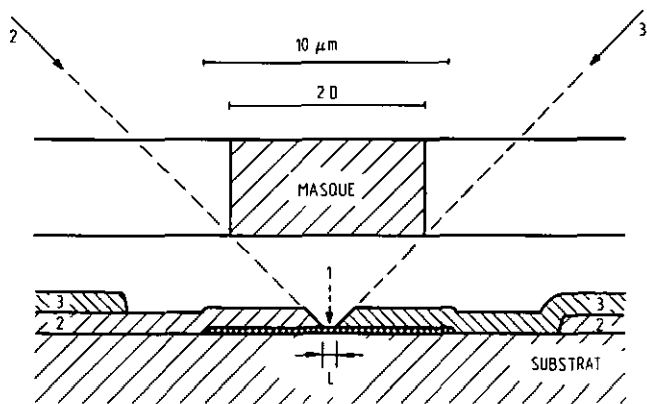


Fig. 11 . Coupe AB de la fig. 10. Les métallisations (1,2,3) sont réalisées sous trois angles différents pour les trois ouvertures. l est la longueur finale effective de l'échantillon.

à cet égard quant aux largeurs des fenêtres. Une vue en coupe AB de l'échantillon de la figure 10 après métallisation est présentée en figure 11.

Remarquons encore une particularité du masque ainsi conçu. Ici, chaque dimension du micropont de cuivre peut être ajustée à l'évaporation dans une très large mesure à partir d'un même masque, et ce en jouant sur les angles (et épaisseur) de métallisation : la largeur du micropont w'_{Cu} (ainsi que sa position transverse) sont ajustés par l'angle 1, alors que sa longueur L est déterminée par les angles 2 et 3. Ainsi avec deux masques on a réalisé toutes les géométries donnant les différents comportements présentés au chapitre VI.



Fig. 12 . Masque à 3 admittances selon la figure 10 permettant la réalisation d'échantillons SNS de type II (voir fig. 14 et 15).

La géométrie du centre est choisie pour des angles 2 et 3 de l'ordre de 45° ($L_p = 2D$). Ces deux masques et leur utilisation sont maintenant décrites dans plus de détails, alors que la motivation de ceci sera donnée au chapitre V, paragraphe 5.2. Dans le premier cas, (voir fig. 13) la fenêtre d'admission du cuivre est ajustée de manière

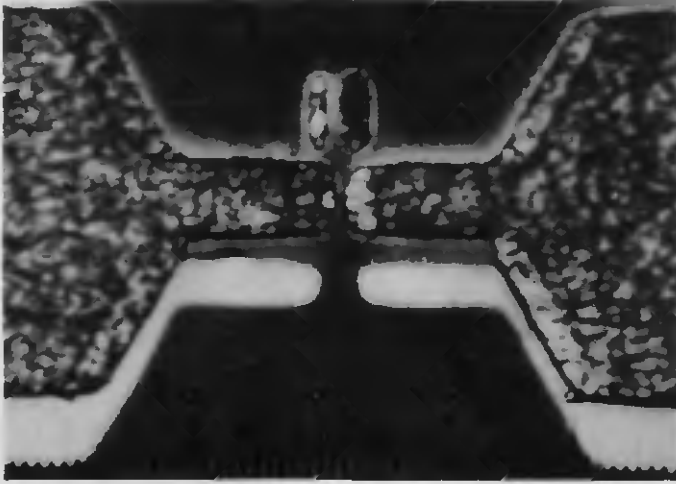


Fig. 13. Micropont SNS du premier type. La largeur du micropont est de 8 microns. Un trait d'échelle correspond à 2 microns.

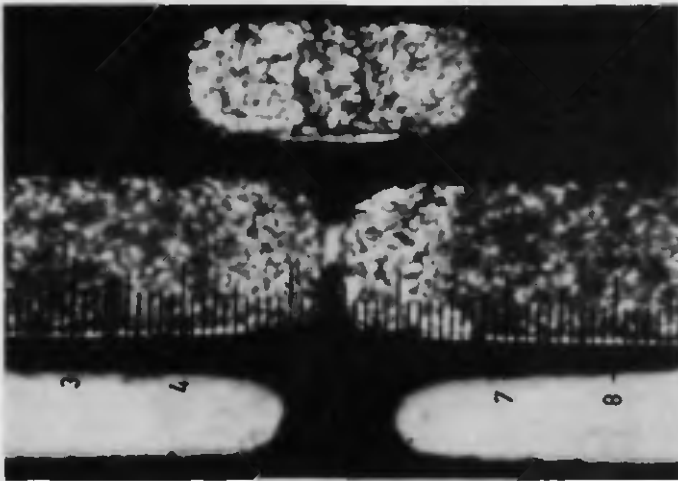


Fig. 13 bis. Micropont SNS du second type. La largeur du micropont est d'environ 2 microns contre 8 microns pour les plages supraconductrices. Cette image a été prise au microscope optique avec une lentille 100x à immersion d'huile. Un trait d'échelle correspond à 0.54 micron.

que sous un angle (1) d'environ 60° la largeur du cuivre disposé w'_{Cu} coïncide avec celle des plages supraconductrices w_{pb} ($w_{pb} = w'_{Cu} = w_{Cu} - d \operatorname{tg} 60^\circ$). On réalise ainsi la jonction la plus triviale dans le sens qu'elle se rapproche le plus de celle d'une jonction de type sandwich.

Le deuxième type de masque permet de créer de part et d'autre d'un micropont de cuivre étroit des réservoirs de paires de Cooper (électrons supraconducteurs). De plus, des pattes de refroidissement supplémentaires en cuivre sont attachées à chaque extrémité du micropont en cuivre, à une certaine distance de la jonction. On obtient cet effet en utilisant une admission de cuivre plus étroite et à plus grande distance du lieu de la future jonction. Sa longueur est supérieure à $L_p = 20$ le micropont de photoresist suspendu. Ainsi on dépose ici chronologiquement les pattes de refroidissement en cuivre sous incidence normale, puis le micropont sous angle 1 (toujours de l'ordre de 60°), et finalement le plomb sous angles 2 et 3. Le résultat est clairement illustré à la figure 14. Ici le plomb a été partiellement oxydé. Il se trouve que l'oxyde de plomb a un indice de réfraction proche de celui de l'huile d'immersion qui le rend transparent à l'observation. On en discerne cependant le contour extérieur sous forme d'un trait fin, rappelant le bord d'une bulle de savon.

Un de nos buts dans ces recherches a été d'investiguer la limite pour des couplages forts produits dans des jonctions très courtes. En effet, c'est le domaine le plus utile pour des utilisations potentielles d'éléments de ce type. Un tel élément d'une longueur de 0.2 micron de long est présenté à la figure 15. Ici, le micropont est si fin qu'on ne le distingue plus, surtout du fait de l'épaisseur de plomb (300 nm de plomb sur 30 nm de cuivre).

Remarquons la granularité du matériau supraconducteur (Pb). Seules ses propriétés métallurgiques et supraconductrices ont déterminé son choix. Les éléments plomb et cuivre sont connus pour être non miscibles. D'autre part, la température critique du plomb est de 7.2°K , c'est donc l'élément au plus haut T_c après le niobium (9.2°K).

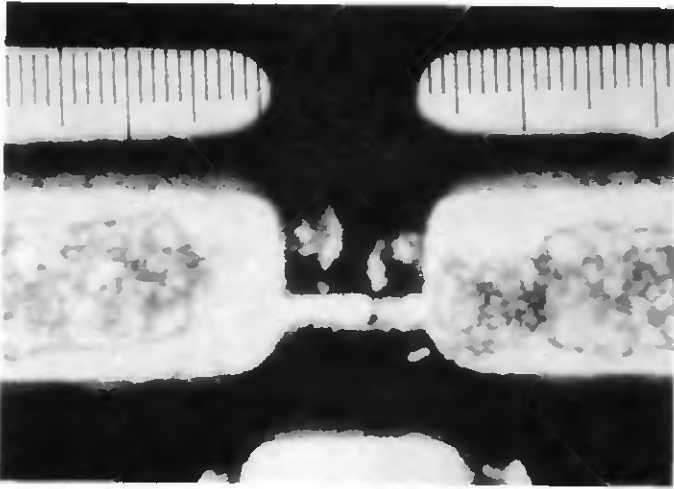


Fig. 14. Micropont SNS oxydé réalisé avec un masque du deuxième type (voir le texte). On distingue nettement sous l'oxyde de plomb (transparent) les échangeurs de chaleur reliés par le micropont. Un trait d'échelle est 0.54 micron et la longueur de l'élément est comparable à celle de la figure 13.

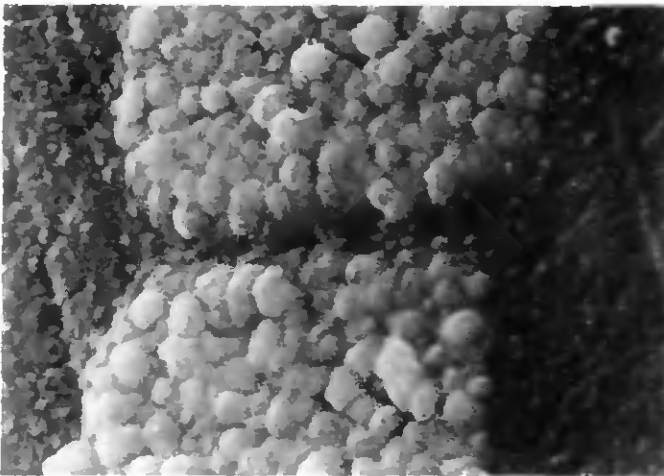


Fig. 15. Vue sous angle au microscope électronique d'un micropont SNS court. Le micropont de cuivre de 200 nm de longueur et de 30 nm d'épaisseur est pratiquement invisible entre les 300 nm d'épaisseur des deux plages de plomb. Un diamètre typique du grain de plomb est de l'ordre de 300 nm, alors que la largeur du micropont de cuivre est de 200 nm.

De plus, c'est un élément où le couplage électron-phonon est très fort, ce qui est une caractéristique des matériaux de haut T_c . Toutes ces raisons font que le plomb est un bon matériau d'investigation préliminaire pour ce type d'élément (voir également le chapitre 5, paragraphe 5.2). L'inconvénient de ce matériau est qu'il a une température de Debye très basse (matériau mou). Pour nous, cela signifie surtout que des atomes de plomb évaporés sur un substrat sont capables de se déplacer très loin sur sa surface avant de lui céder toute leur énergie cinétique et de s'immobiliser (processus de "hopping"). Nous avons observé de telles distances de "hopping" de plusieurs microns dans des conditions d'évaporation standard optimales, ce qui conduit à des court-circuits supraconducteurs du métal normal.

La méthode adoptée pour pallier cet inconvénient a été de thermaliser le plomb pendant son temps de vol du creuset au substrat par évaporation sous atmosphère d'hélium pur à basse pression (10^{-5} Torr). Ainsi, le plomb fait de multiples chocs avec des atomes d'hélium et lui cède progressivement son énergie cinétique. D'autre part, les chocs entre atomes de plomb produisent des amas d'atomes ou clusters, lesquels collent au substrat. La nature de cette granularité est donc très différente de celle observée d'habitude et donnant lieu à des phénomènes de percolation. En particulier on s'attend à observer des libres parcours moyens électroniques inférieurs à la taille d'un grain.

2.3. Le microscope optique appliqué à l'impression des masques suspendus.

L'utilisation d'un microscope optique pour l'impression de photoresist possède incontestablement quelques avantages intrinsèques sur d'autres techniques d'impression. Le premier est l'absence de technologie du vide. Ceci supprime toute contrainte mécanique sur des surfaces fragiles, évitant tout dégât même pour des surfaces non régulières (marches, aplanéité, etc...). Evidemment tel n'est pas le cas pour un masque à impression directe. En comparaison avec la microscopie électronique, outre son prix, le temps de chargement, son déplacement et son alignement sont ici plus aisés, permettant facilement des expositions multiples (éventuellement chargement continu). Par contre,

l'inconvénient majeur de l'optique est le diamètre d'exposition, de l'ordre du demi millimètre pour un objectif de 40x, valeur bien inférieure aux *inches* utilisés actuellement pour la technique du silicium. Par contre, un des avantages provient de la réduction de l'image sur le masque. De ce fait, tout défaut de l'image réduit à une dimension inférieure à celle de la longueur d'onde de la lumière utilisée ne sera pas imprimé. Ce qui permet, avec des facteurs de réduction nets de l'ordre de 20x (pour une lentille de 40x), de réaliser les images du masque sur diapositives par exemple, avec une définition de 8 microns. Rappelons que cette définition est déjà atteinte dans l'industrie du silicium pour des masques de contact. A l'échelle du laboratoire, cela nous a permis d'utiliser des objectifs standards pour la prise de vue de l'image, tel l'objectif macro Mikro-Nikkor de Nikon. La seule précaution à prendre est d'obtenir un contraste suffisant sur l'image. Dans certains cas particulièrement exigeants, nous avons été conduits à utiliser des "diapositives métallisées" en utilisant la technique de l'attaque chimique pour y graver le dessin (voir paragraphe 2.1). L'image de cette diapositive est ensuite projetée sur le masque à travers le microscope par illumination de Kohler (fig. 16). Suivant l'expérience de Berchier et Sanchez⁸, nous avons utilisé le microscope MeF2 de Reichert. Entre autres caractéristiques, il possède une lentille d'illumination de Kohler réglable séparément. Cette lentille permet d'ajuster le facteur de réduction global du microscope, la diapositive étant positionnée dans le plan focal conjugué de celui de l'échantillon (effet zoom). De fait, pour des lentilles complexes, l'image n'est pas forcément nette sur un plan, mais plutôt sur un paraboloïde dont la courbure est déterminée par la position relative des lentilles. Ce fait est responsable de la variation de largeur du micropont présenté à la figure 1.

D'autre part, l'achromatisme se traduit par une dépendance de la distance focale en fonction de la longueur d'onde. L'exposition se fait en lumière blanche pour éviter l'effet d'onde stationnaire dans le photoresist, voir paragraphe 2.4. Ainsi la variation de la distance focale (de 380nm à 430nm de longueur d'onde environ) doit

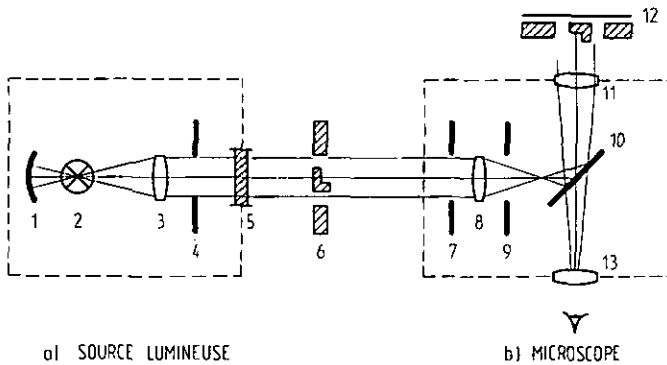
être gardée petite par rapport à la profondeur de champ. Cet effet de l'achromatisme a été mesuré par le jeu de filtres de couleur.

Une série d'essais d'impression nous donne un facteur de réduction global 19.5x pour une lentille 40x, avec un diaphragme 1. La focalisation de Kohler étant relativement peu aisée et la marge de réglage peu importante, nous avons ensuite gardé ce réglage fixe, préférant adapter la dimension de l'image sur la diapositive en conséquence. De plus, le diamètre d'exposition du substrat étant de 0.5 mm, le diamètre de l'image sur la diapositive est d'environ 1 cm, ce qui permet souvent deux images par diapositive (24x36 mm).

Une fois le microscope aligné de la sorte, l'exposition d'un échantillon est réalisable. Toutes les opérations sont faites avec un brûleur Xenon. On focalise d'abord le masque à pleine ouverture de diaphragmes avec l'aide d'un filtre bleu profond (Kodak 45 A) doublé d'un filtre gris pour réduire la luminosité. Une automatisation de ce réglage serait souhaitable dans deux cas. D'abord la géométrie du masque serait plus reproductible encore, permettant des applications en dessous de 100nm. Deuxièmement, c'est une étape indispensable pour une application industrielle. Des mesures préliminaires utilisant l'intensité réfléchie donnent une précision de la mise au point par réflexion de l'ordre du micron pour l'objectif 40x Reichert et une cellule de mesure au silicium ultrasensible (10 nW/cm^2) réalisée pour d'autres besoins, tels la mesure d'intensité de faisceaux d'interférence (réseaux, hologrammes). Cette application requiert une réflexion optique constante, ce qui est loin d'être toujours le cas pour nous (voir paragraphe 2.4).

La bande passante étroite du filtre 45 A est centrée à 470nm de longueur d'onde (densité optique minimum de 0.7 pour une densité optique atteignant 2 déjà à 430nm). Le photoresist est déjà légèrement sensible dans ce domaine, alors que la sensibilité de l'oeil est encore suffisante. Dans nos conditions, le temps de réglage ne dépassera pas 10 secondes sans affecter la largeur de trait sur le masque par préexposition. C'est à cause de cette préexposition que l'automatisation de la focalisation peut améliorer la qualité du masque. Actuellement

déjà, la focalisation peut être contrôlée à l'aide d'un comparateur mesurant la distance objectif-platine au micron près. La distance optique pourrait être mesurée par ondes stationnaires de lumière rouge (laser He-Ne) dans une cavité comprenant l'objectif. A notre avis, la combinaison de ces deux dernières méthodes est idéale. L'observation de l'échantillon n'est alors plus indispensable.



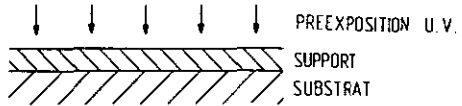
- | | |
|--|----------------------------|
| 1) Miroir (condensateur 1) | 7) Diaphragme de champ |
| 2) Brûleur au xénon | 8) Lentille Kohler |
| 3) Lentille (condensateur 2) | 9) Diaphragme d'ouverture |
| 4) Diaphragme de source | 10) Séparateur de faisceau |
| 5) Jeu de filtre | 11) Lentille de microscope |
| 6) Image d'impression
(diapositive) | 12) Substrat |
| | 13) Oculaire |

Fig. 16 . Schéma du microscope optique adapté à l'impression de photorésist.

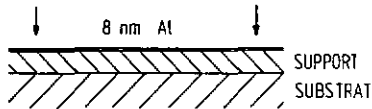
2.4 Paramètres photolithographiques des masques suspendus

IL est relativement aisé d'obtenir des résultats préliminaires pour des masques suspendus en utilisant la méthode de projection d'images par un microscope optique. Un tel résultat a été rapidement atteint

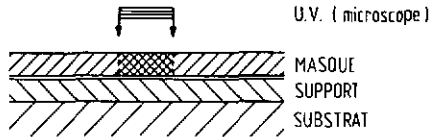
- 1) Déposition de la couche d'aluminium (photorésist) et préexposition



- 2) Evaporation d'une couche d'aluminium mince (isolation mécanique)



- 3) Déposition du masque (photorésist) et exposition sous le microscope



- 4) Développement de la structure (révélation unique)

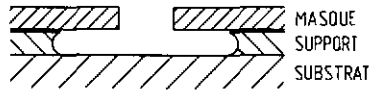


Fig. 17 : Etapes de la réalisation d'un masque suspendu.

dans des conditions conformes aux standards d'utilisation du photoresist (modes d'emploi du producteur Shipley). Par contre, toute tentative d'optimisation des paramètres s'est d'abord soldée par un échec, malgré le nombre de paramètres ajustables inhérents à une telle méthode. Pour apprécier pleinement la qualité de nos masques capables de réaliser des structures de quelques dixièmes de microns, on doit faire deux observations. Non seulement chaque paramètre est optimisé indépendamment par une série d'essais et d'observations, méthode habituelle en photolithographie; mais encore il a fallu déterminer expérimentalement l'ordre dans lequel chacun de ces paramètres doit être ajusté de manière à améliorer le résultat final. Ceci provient du fait que plusieurs paramètres sont interdépendant mais qu'aucun degré de liberté n'existe pour leur détermination. Nous présentons ici ces paramètres

dans leur ordre d'utilisation chronologique pour la réalisation d'un masque en décrivant leurs principales interconnexions et en indiquant leur domaine d'utilisation. Un résumé des opérations est donné à la figure 17.

Après nettoyage et attaque chimique du substrat (saphir), une première couche de photoresist est déposée (Shibley AZ 1350 J ou 1375). L'épaisseur en est déterminée par la vitesse de rotation du substrat, variée de 2000 à 5000 rpm (conditions normales). Un premier précuit est nécessaire pour sécher cette couche avant tout autre traitement. Ici, un précuit à haute température donne de meilleurs résultats du point de vue mécanique, mais l'homogénéité de la largeur de la zone suspendue du masque après révélation peut en souffrir. En effet, plus la température du précuit est élevée, moindre est la sensibilité de la couche. Avec nos conditions de précuit standard ($80^{\circ}\text{C} - 25'$) l'énergie de préexposition est de l'ordre de 0.1 J/cm pour 5 microns de zone suspendue, soit 20 secondes sous exposition directe à la lampe Xenon du microscope MeF2 (brûleur 150 W). Ici l'intensité totale d'exposition en spectre continu est de l'ordre de 5 mW/cm^2 . D'autre part nous avons obtenu des zones suspendues jusqu'à environ une centaine de microns, sans rupture du masque (traitement particulièrement soigneux).

On évapore ensuite à faible vitesse une couche intermédiaire d'isolation mécanique en aluminium. Une fois le photoresist isolé mécaniquement, l'azote produit par une température excessive (dépassant 70°C pour nos standards) crée des bulles ou vagues donnant à la surface une apparence rappelant la peau de l'orange. La couche d'isolation mécanique est très fine, de manière à laisser la couche support observable par transparence ce qui permet, après révélation, de contrôler la taille de la zone suspendue (figure 5 paragraphe 2.2). De plus, la couche semi-transparente permet de surexposer la couche support sous les ouvertures du masque, ce qui crée une attaque préférentielle du support, évitant des traces de photoresist parasite en place des futures métallisations après révélation. Le choix du matériau (Al) est dû à plusieurs facteurs. D'abord des couches ultraminces (8 nm typiquement) s'avèrent suffisamment résistantes mécaniquement. Mais

surtout, l'aluminium est très sensible aux bases puissantes des révélateurs de photoresist. Ainsi, cette couche intermédiaire n'est pas un obstacle au développement du support, et toute la structure suspendue est révélée en une seule opération. Ceci est un grand avantage car le surdéveloppement du masque lié à une révélation en deux étapes conduit à un élargissement des ouvertures, et on agrandit ainsi la largeur de trait.

Enfin la dernière couche de photoresist est préparée. Nous choisissons ici la même vitesse de rotation que pour la couche support, la condition d'égalité d'épaisseur des deux couches nous donnant la simplification mentionnée au paragraphe 2.2. Nous verrons plus loin qu'après développement, ce ne sera plus le cas, comme le montrent les résultats des métallisations sous angle. Ceci est dû au taux d'exposition résiduel dans les zones noires résultant de l'usage du microscope (diffraction, réflexion internes, etc...). Pour l'instant, cette couche du masque doit encore être précuite : une température de précuit inférieure à celle de la première couche est imposée sous peine de formation de "peau d'orange" (70°C-20 minute pour nos standards).

Maintenant le masque est exposé sous le microscope. Sur la figure 6, détail de masque vu au microscope électronique, on remarquera la coupe du photoresist absolument verticale. On sait que l'utilisation de lumière monochromatique conduit à des modulations de la largeur de coupe en fonction de la hauteur dans le photoresist. Cet effet est attribué aux variations d'exposition liées à la présence d'ondes lumineuses stationnaires (réflexion aux interfaces air-photoresist et photoresist-couche inférieure). La largeur de coupe maximale est atteinte ici à un ventre d'intensité par surexposition. Habituellement on supprime cet effet par un recuit fondant légèrement le photoresist. Cette opération est irréalisable pour nos masques qui s'affaissent dans la région suspendue dès la température de 70°C environ pour nos standards. Par contre, l'utilisation de lumière blanche (Xenon) permet d'éliminer complètement ce problème par superposition des ondes stationnaires, ce qui donne une intensité homogénéisée. De sorte qu'aucun recuit n'est jamais nécessaire après révélation.

Abordons maintenant les problèmes de développement. Le paramètre à contrôler est la largeur de coupe. La largeur de trait à l'exposition est essentiellement déterminée par la définition du microscope, la distance transverse sur laquelle le trait est défini étant déterminée par la position du diaphragme de profondeur de champ. Pour de grandes profondeurs de champ, c'est-à-dire à fort diaphragme, la largeur de trait sera grande (faible définition). En modifiant des paramètres tels que l'énergie d'exposition ou la concentration du révélateur, nous pouvons varier sensiblement la largeur de coupe à partir d'une même image exposée. Ici, le principal paramètre source d'erreur aléatoire est l'épaisseur de l'aluminium (typiquement 80nm). En effet, dans ce régime, son coefficient de réflexion dépend fortement de son épaisseur, ainsi que, dans de moindres proportions, de sa granularité.

De ce point de vue, des couches d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) transparentes donnent des résultats plus reproductibles, mais sont mécaniquement plus fragiles et nécessitent donc des épaisseurs plus grandes; de plus, elles sont plus difficiles à attaquer avec le révélateur de photoresist. Nous avons même constaté d'importantes variations de vitesse d'attaque entre aluminium propre et aluminium granulaire. Ainsi nos meilleurs résultats sont obtenus avec des couches métalliques les plus propres possible. A notre échelle expérimentale, le prix à payer est souvent le sacrifice du premier échantillon de la série pour des essais de temps de pose. Pour une reproductibilité idéale des résultats, il faudrait un obturateur électrique déclenché par une cellule intégrant l'intensité réfléchie. D'autre part, on peut agir systématiquement sur la largeur de coupe en jouant sur la concentration du révélateur ainsi que sur le temps de révélation. Une approche de l'effet de ces paramètres est donnée par R. A. Bartolini⁹. Plus forte est la concentration du révélateur, plus rapide est le développement; mais en outre, l'épaisseur attaquée est une fonction non linéaire de l'énergie d'exposition. Il est donc ainsi possible de réduire la largeur de coupe pour une même exposition en augmentant la concentration du révélateur et en réduisant le temps de révélation. Ce procédé a une limite naturelle, la reproductibilité de l'opération. A cette

fin, le temps de révélation ne doit pas être abaissé trop au dessous de la minute. C'est pourquoi nous avons pris pour standard un temps de révélation d'une minute et une concentration de 1 : 2 de révélateur AZ 351, ce qui nous impose un temps de pose de l'ordre de la seconde pour un diaphragme de 1.

Maintenant que tous les paramètres sont fixés, il est intéressant de mesurer la variation résiduelle d'épaisseur du masque dans les zones sombres. Ici nous trouvons par l'observation des métallisations sous angle une variation moyenne d'épaisseur du masque de 300nm, soit un développement moyen résiduel de 18nm/sec. Nous pouvons maintenant comparer ce résultat avec celui d'un photoresist totalement non exposé et plongé dans un autre révélateur, le AZ 303 (qui a la propriété d'attaquer légèrement le photoresist non exposé). R.A. Bartolini trouve ici un taux de 15nm par seconde. On peut donc considérer notre résultat comme tolérable. Remarquons encore que pour nous, la réduction d'épaisseur se fait asymétriquement en haut et en bas : le masque étant suspendu, il est révélé des deux côtés.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- 1) K. K. Likharev, Rev. of Mod. Phys. 51, 101 (1979)
et M. Tinkham, Festkörperprobleme XIX, 363 (1979)
- 2) O. W. Palmer et S. K. Decker, Rev. of Sci. Instr. 44, 1621 (1973)
- 3) O. Liengme et P. Martinoli, Microcircuit Engineering Conference
p. 323 (1982)
et O. Liengme, licence No 1695/82-8.
- 4) G. J. Oolan, Appl. Phys. Lett. 31, 337 (1977)
- 5) O. Liengme, P. Lerch, W. Liu et P. Martinoli, Applied Superconductivity Conference, IEEE Trans. Mag. 19, 995 (1983)
- 6) Pour un autre type de masque suspendu, voir aussi : J. M. Shaw, M. Hatzakis, B. J. Canavello, IBM J. Res. Dev. 24, 452 (1980)
- 7) P. J. Coane, O. P. Kern, A. J. Speth et T. H. P. Chang, Microcircuit Engineering Conference Proceeding, p. 373 (1982)
- 8) J. L. Berchier et O. H. Sanchez, Rev. Sci. Instr. 49, 10 (1978)
- 9) R. A. Bartolini, Appl. Optics 13, 129 (1974)

Chapitre III THEORIES APPLIQUEES AUX MICROPONTS LONGS

3.1. Introduction à l'effet de Josephson

3.1.0. Intérêt général

La supraconductivité¹ et en particulier l'effet Josephson² ont été depuis leur découverte jusqu'à nos jours des sujets d'investigation d'intérêt croissant pour la communauté scientifique. Alors qu'il est couramment admis que la supraconductivité à l'équilibre est aujourd'hui bien comprise, en revanche les phénomènes complexes liés à la supraconductivité hors équilibre³ représentent des sujets en plein développement tant en complexité qu'en diversité. Dans ce domaine, ce n'est que récemment que certains concepts-clés ont été développés, par exemple la distinction entre modes d'excitations énergétiques et modes chargés (liés à la répartition des charges électriques, "charge imbalance"); cette distinction a été clairement mise en évidence pour la première fois par Schmid et Schön⁴ (voir certaines implications aux paragraphes 3.3. et 3.4.).

Similairement, l'effet de Josephson intrinsèque, c'est-à-dire l'effet d'un couplage faible entre deux supraconducteurs à l'équilibre, est maintenant bien connu⁵. L'élément physique le plus représentatif de cette approche est la jonction de Josephson à faible densité de courant critique. Ses applications technologiques font déjà irruption de manière éclatante dans des activités humaines aussi diverses que l'informatique, la médecine, l'astrophysique, la géologie, etc... et ceci du fait de ses performances alliant sensibilité et rapidité. Mais pour une autre classe d'éléments de Josephson (microponts, etc...), du fait de leur haute densité de courant (perturbations statiques ou dynamiques) le supraconducteur ne peut plus être considéré à l'équilibre. Réciproquement⁶, de tels éléments sont souvent utilisés pour déterminer les propriétés des supraconducteurs hors équilibre. Un tel effort scientifique est probablement motivé par la fascination théorique⁷ actuelle pour les systèmes hors équilibre en général d'une part et de l'autre par la perspective d'applications plus performantes

encore, souvent radicalement nouvelles⁸.

3.1.1. Supraconductivité : concepts-clés et distances caractéristiques.

Décrire ici extensivement la supraconductivité telle qu'elle est aujourd'hui est un objectif dépassant de très loin la raison d'être de ce mémoire, mais nous allons cependant rappeler quelques concepts que nous croyons utiles à la compréhension du cadre dans lequel nous avons travaillé. Il a fallu presque un demi-siècle pour pouvoir décrire à l'échelle microscopique la transition à l'état supraconducteur. C'est la théorie de Bardeen, Schieffer et Cooper⁹ (BCS). A ce niveau, la difficulté principale était que seule une part extrêmement réduite des électrons d'un métal participe au phénomène collectif de la supraconductivité (au plus de l'ordre de $0.1\% = T_C/T_F$ où T_F est la température de Fermi). La théorie de BCS a montré que les électrons responsables de la transition de phase supraconductrice sont condensés en paires de Cooper à un niveau collectif énergétiquement inférieur à l'énergie de l'état normal. De plus, les relations de dispersion des électrons et trous sont modifiées à basse énergie par la présence d'une barrière interdite, le "gap". Ce gap représente l'énergie de condensation des électrons en paires de Cooper. On appelle alors les excitations au-dessus du gap des quasiparticules.

Auparavant, des théories phénoménologiques avaient permis de caractériser le phénomène. En particulier Pippard¹⁰ avait mis en évidence l'existence d'une distance caractéristique fondamentale et gigantesque à l'échelle interatomique, la distance de corrélation de la paire. Ce concept repose sur le principe d'incertitude de Heisenberg (position et quantité de mouvement ne peuvent être mesurés ensemble avec une précision meilleure que h , la constante de Planck.). Ici, l'incertitude sur la position correspond à la dimension sur laquelle la paire de Cooper est définie, soit la distance de corrélation de la paire : $\xi_0 \equiv h/\Delta p = \hbar v_F/k_B T_C = 0.1 \mu\text{m} = 1000 \text{ \AA}$ où $k_B T_C$ est l'énergie correspondant à la température de transition, v_F la vitesse de Fermi (vitesse des électrons de conduction dans un métal) et $\hbar = h/2\pi$. $\xi(T)$ est la distance de cohérence des paires, soit la distance caractéristique

sur laquelle la fonction d'onde des paires change; cette grandeur dépend de la température ainsi que de ξ_0 . D'autre part, l'effet Meissner montre qu'un supraconducteur massif s'écrante de tout champ magnétique sur une autre distance, la profondeur de pénétration¹¹. Suivant sa valeur par rapport à la distance de cohérence $\xi(T)$, le comportement du supraconducteur en champ magnétique sera très différent. L'effet Meissner sera observé sur tout l'échantillon si la distance de cohérence domine (supraconducteurs de type I), alors que dans le cas inverse, l'énergie de surface étant négative, des quantas de flux peuvent être admis dans l'échantillon soumis à un champ suffisamment grand (supraconducteurs de type II). Signalons que le mouvement de ces quantas peut également donner lieu à l'effet de Josephson : c'est le domaine appelé de "flux flow", un sujet de recherche également investi dans le cadre du groupe du Professeur Martinoli à Neuchâtel¹². Personnellement, nous avons été impliqués dans des recherches sur le phénomène intrinsèque, soit en l'absence de vortex. Pour des films minces d'épaisseur d , du fait de l'effet de taille $\lambda \sim d \ll \xi(T) (\lambda \div \lambda^{-\frac{1}{2}}$ dans la limite sale, soit pour des libres parcours moyens électroniques $\lambda \ll \xi_0$), les dimensions transverses de l'échantillon devront être réduites à moins de quelques distances de cohérence (précisément¹⁶ $3.5\xi(T)$). La raison de cette condition peut être comprise dans le cadre de la théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau¹³. Elle décrit la supraconductivité en termes de fonction d'onde pour des électrons supraconducteurs; plus tard Gor'kov¹⁴ a pu montrer la validité de cette hypothèse par une dérivation à partir de la théorie microscopique de BCS. Théorie de la transition de phase, la théorie de Ginzburg-Landau part d'un développement en série de l'énergie libre du supraconducteur en termes de la fonction d'onde (supposée d'amplitude petite). En particulier, elle prédit une divergence de la distance de cohérence à $T = T_c$ de la forme :

$$\xi(T) = (D \cdot \tau_{GL})^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\pi \hbar D}{8k_B(T_c - T)} \right)^{\frac{1}{2}} \approx D.85 \left(\frac{\xi_0 \lambda}{1-t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{équ. 3.1}$$

dans la limite sale, où $t = T/T_c$ est la température réduite et $D = \frac{1}{3}v_F\lambda$ est le coefficient de diffusion des électrons.

Ainsi les dimensions transverses de l'échantillon doivent être assez petites pour que le paramètre d'ordre ne puisse s'annuler sous l'effet du champ produit par le courant traversant l'échantillon.

3.1.2. Effet de Josephson stationnaire (DC) et courant critique d'échantillons supraconducteurs de petites dimensions transverses

La propriété spécifique d'un supraconducteur est qu'il peut supporter un courant I_S sans développer de tension à ses bornes (résistance électrique nulle). Ce courant, dû au déplacement cohérent (superfluide) des paires de Cooper, a une densité $j_S = n_S e v_S$, où $p_S = 2m v_S = \hbar \Delta_0$ est la quantité de mouvement d'une paire représentative, caractérisée par la fonction d'onde $\psi = |\psi| e^{i\chi}$. Comme la densité $n_S(T) \propto |\psi|^2$ des électrons condensés diminue avec p_S ¹³, le courant critique est atteint lorsque $p_S = \hbar/\xi(T)$. La première équation de Josephson traduit l'évolution de la phase relative $\phi = \Delta\chi$ entre les deux extrémités du système en termes du courant supraconducteur :

$$I_S = I_C f(\phi) \quad \text{équ. 3.2}$$

où $f(\phi)$ est une fonction de période 2π dépendant de la géométrie¹⁵ et I_C est le courant critique ou courant maximum des paires de Cooper. Ici, la phase χ est en tout point stationnaire.

Dans le cas d'un filament long ($L \gg \xi(T)$), la dépendance en température du courant critique $I_C = w d J_C$ est facilement déterminée par la théorie de Ginzburg-Landau près de la température critique¹⁶ :

$$J_C = 1.55 \frac{H_C(0)}{\lambda(0)} (1-t)^{3/2} \quad \text{équ. 3.3}$$

en unités MKSA, où J_C est la densité de courant critique, H_C le champ critique, et λ la profondeur de pénétration.

Par contre, dans le cas d'un micropont court¹⁵ ($L \ll \xi(T)$) la dépendance en température devient linéaire près de T_C :

$$I_C = \frac{635 \mu W}{R_N} (1-t) \quad \text{équ. 3.4}$$

où R_N est la résistance de l'échantillon à l'état normal. Alors la relation courant-phase devient sinusoïdale¹⁵ $f(\phi) = \sin\phi$. De plus, le passage d'une description à l'autre est continu¹⁷ en $L/\xi(T)$. Ces

descriptions sont faites dans l'hypothèse où la densité de courant est uniforme à travers l'échantillon, ce qui est réalisé si $A = d\omega < \lambda^2(T)$.

3.1.3. Effet de Josephson alternatif et modèle "RSJ" (Resistively Shunted Junction)

Lorsque le courant critique est dépassé, une tension se développe aux bornes de l'échantillon : on entre dans un état dissipatif. Si des paires de Cooper peuvent encore traverser l'échantillon sans être découplées (par effet thermique ou fluctuation par exemple) la fonction d'onde supraconductrice reste non nulle. La différence de phase évolue alors dans le temps en accord avec la deuxième relation de Josephson² :

$$\dot{\phi} = \omega_J = \frac{2eV}{\hbar} \quad \text{éq. 3.5}$$

ou en termes de conservation de l'énergie :

$$h\nu = 2e\bar{V} \quad \text{éq. 3.6}$$

Ici le facteur 2 montre que l'effet est dû à des paires de charge $2e$. Cette oscillation de fréquence ν est une oscillation relative du courant supraconducteur I_S par rapport au courant normal I_N ; l'élément de Josephson est alors couplé au champ électromagnétique de fréquence ν . En décrivant le système avec un modèle à deux fluides (développé pour la première fois par Gorter et Casimir¹⁸ pour décrire l'électrodynamique d'un supraconducteur massif) on obtient pour un micropont court :

$$I = I_S + I_N = I_C \sin \omega_J t + V/R_N = I_C \sin \phi + \frac{\hbar}{2eR_N} \frac{d\phi}{dt} \quad \text{éq. 3.7}$$

Cette équation (modèle RSJ à courant constant) a pour solution la tension moyenne :

$$\bar{V} = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\phi}{dt} = I_C R_N \left(\frac{I}{I_C} \right)^2 - 1 \quad \text{pour } I > I_C \quad \text{éq. 3.8}$$

La caractéristique courant-tension d'un tel élément est donc une hyperbole (voir figure 18).

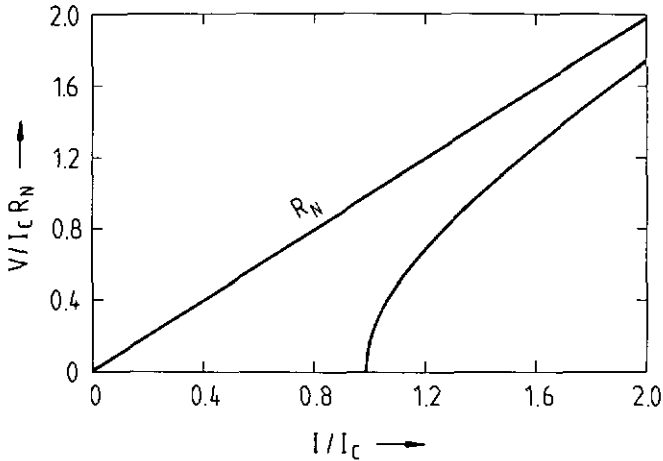


Fig. 18. Caractéristique I-V d'un élément de Josephson RSJ.

Par l'équation 3.4, la fréquence correspondante est extrêmement élevée. Par unité de résistance d'un ohm et par unité de courant critique d'un microampère, la fréquence atteinte pour $I = 2I_C$ est déjà de 3.5 GHz, soit le même ordre de grandeur que la fréquence maximum à laquelle peut travailler la logique des ordinateurs semiconducteurs. Mais l'analyse dynamique de ce modèle révèle l'existence d'harmoniques de la fréquence fondamentale $\nu = 2e\bar{V}/h$, harmoniques atténuées progressivement jusqu'à la fréquence critique (une description plus proche de l'observation donne également l'atténuation de la fréquence fondamentale) :

$$\nu_C = \frac{2e}{h} I_C R_N \quad \text{éq. 3.9}$$

soit à la tension $V_C = I_C R_N$ et au courant $I = (2 I_C)^{\frac{1}{2}}$. Ces harmoniques correspondent à une largeur de pulse $\tau = 2\pi/\nu_C$. Par ce modèle simple (mais cependant toujours au moins qualitativement valable) on voit que pour travailler à des fréquences très élevées, il faut rendre maximum le produit $I_C R_N$. Physiquement, la valeur limite est celle correspondant à l'énergie de condensation (gap) :

$$v_{\max} = \frac{2\Delta}{h} = 3.5 k_B T_C / h \quad \text{pour } T \rightarrow 0$$

équ. 3.10

où cette valeur limite est calculée au chapitre V; le facteur 3.5 vient de la théorie BCS et k_B est la constante de Boltzmann. Une analyse plus détaillée tenant compte de l'augmentation dynamique du gap via l'excitation des modes longitudinaux (voir paragraphe 3.3) laisse entendre que cette limite pourrait être encore plus élevée¹⁹. En pratique le régime des fréquences très élevées est limité par l'énergie dissipée qui croît comme $I_C^2 R_N$. C'est donc une première raison de rendre I_C minimum pour un $I_C R_N$ maximum, c'est-à-dire de maximaliser R_N plus vite que le courant critique correspondant ne décroît. La deuxième raison de maximaliser R_N est plus évidente, c'est que pour un bon couplage dynamique avec son environnement, l'impédance de l'échantillon doit être adaptée à celle de son milieu détecteur, généralement plus de 50 Ω . Habituellement l'impédance très faible des microponts de métal homogène les rend difficiles à utiliser pour de telles applications. Nous verrons plus loin que dans certaines conditions (justifiées théoriquement au paragraphe 5.1) les microponts à effet de proximité peuvent faire exception (voir les résultats expérimentaux paragraphe 6.1)

3.2. Phénoménologie des centres de déphasage des microponts longs

Ces microponts sont certainement la classe d'élément de Josephson dont les caractéristiques courant-tension sont le moins proches de l'hyperbole, signature du modèle RSJ. Néanmoins la plupart des concepts restent valables; il faut encore tenir compte ici des phénomènes hors équilibre qui s'y développent. Appliquons donc à un micropont long un courant dépassant son courant critique. Expérimentalement on observe²⁰ en fonction du courant des marches de résistance différentielle de plus en plus élevées en fonction du courant, jusqu'à rejoindre la résistance de l'échantillon à l'état normal. La caractéristique courant-tension correspondante est donnée à la figure 19.

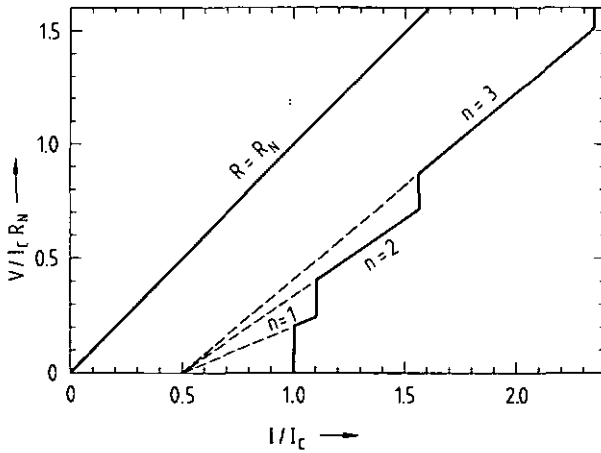


Fig. 19. Caractéristique courant-tension selon le modèle SBT d'un micropont long ($L = 5\lambda_0$). Toutes les 3 marches de résistance tendent vers un même courant à tension nulle, le courant supraconducteur moyen \bar{I}_S (voir texte).

Skocpol, Beasley et Tinkham²¹ (SBT) proposèrent un modèle phénoménologique où chacune de ces marches est associée à la nucléation d'un centre de déphasage appelé "Phase Slip Center" (PSC). Le lieu du premier centre créé correspond à la région de courant critique le plus faible (dû à une imperfection comme une température critique localement plus faible, ou à une constriction), et où les conditions du système sont réunies pour que l'effet de Josephson ait lieu dans cette région (le coeur du PSC). La phase relative évolue donc selon l'équation 3.5 sur une distance de l'ordre de la distance de cohérence. Le fait que les marches de résistance extrapolent vers un courant supraconducteur moyen \bar{I}_S non nul pour $V \rightarrow 0$ nous indique qu'une part non négligeable du courant est effectivement transporté par des paires de Cooper. Pour maintenir le courant \bar{I}_S constant malgré l'augmentation de la phase de la fonction d'onde impliquée par la deuxième relation de Josephson (équ. 3.5), la fonction d'onde doit se débarrasser de boucles de phase à un taux égal en moyenne à celui auquel elle s'ac-

cumule. Ceci correspond à l'annulation périodique de $|\psi|$, ce qui donne un saut de phase de -2π .

Aux deux fluides N et S de courants I_N et I_S sont associés les potentiels électrochimiques μ_N et μ_S . Considérons leurs valeurs moyennes dans le temps $\bar{\mu}_N$ et $\bar{\mu}_S$. Comme nous le verrons plus en détail au paragraphe 3.3, $\bar{\mu}_S$ est associé à la valeur moyenne de la variation de phase locale $\bar{\mu}_S = \frac{\hbar\bar{\chi}}{2e} = \text{cte}$ (valeur moyenne d'une fonction périodique). Ces grandeurs moyennées dans le temps sont les observables du système pour des mesures de constante de temps inférieure aux temps caractéristiques du système (voir plus bas). Ainsi $\bar{\mu}_S$ est ici une fonction escalier (fig. 20 a) centrée au coeur du PSC. En revanche, $\bar{\mu}_N$ ne peut relaxer vers μ_S que sur une distance beaucoup plus grande, la profondeur de pénétration du potentiel électrique λ . Dans ces régions (les "ailes") le déséquilibre se manifeste par une occupation différente des deux branches possibles d'excitation, soit le "branch" ou "charge imbalance". Ce concept a été introduit à l'origine par Pippard²² pour expliquer la contribution du supraconducteur à la résistance d'un contact métallique entre un métal normal et un métal supraconducteur. Le terme s'applique aussi bien à ce cas statique qu'au cas dynamique, encore que des nuances devraient être introduites (voir les deux prochains paragraphes). Les excitations ou "quasiparticules" mises hors équilibre par les processus dynamiques liés à l'effet de Josephson dans le coeur du PSC relaxent par collisions inélastiques et la distance moyenne parcourue avant relaxation ou recombinaison est la distance de diffusion des quasiparticules $\lambda_D = (D\tau_E)^{\frac{1}{2}}$. Dans le modèle original SBT la différence entre le taux de relaxation total τ_E^{-1} et celui des processus contribuant à l'établissement d'un déséquilibre de charge $\tau_{Q^*}^{-1}$ n'avait pas encore été faite. La présence du gap ou énergie de condensation se manifeste ici par la relation $\tau_{Q^*} = \frac{4k_B T}{\pi\Delta} \tau_E$. L'image physique se dégageant du modèle SBT corrigé de cette façon est donc équivalente à l'insertion d'une résistance correspondant à une section du micropont de longueur $2\lambda = 2(D\tau_{Q^*})^{\frac{1}{2}}$ (les quasiparticules sont émises des deux côtés du coeur).

La distribution des potentiels chimiques est donnée à la figure

20 a, et la distribution correspondante des courants à la figure 20 b. En particulier, une certaine partie du courant étant transportée par les quasiparticules, le courant critique ne peut être atteint à proximité immédiate du premier PSC (fig. 20 b). A plus grande distance, nous verrons que $I_S = \bar{I}_S$; le courant de nucléation du prochain PSC est alors donné par la relation locale $I - \bar{I}_N = I_C$. Ainsi plus le système de PSC généré par le courant I est dense, plus grand est le plateau de résistance correspondant. Ceci décrit l'analogie d'un système de compressibilité finie.

Dans un système expérimental, la longueur du micropont est limitée, et, par la décroissance exponentielle du branch imbalance, on obtient avec ces interactions statiques entre PSC les relations suivantes pour n PSC²³ :

$$\frac{R(n)}{R_N} = \frac{2n\lambda}{L} \tanh \left(\frac{L}{2n\lambda} \right) \quad \text{équ. 3.11 a)}$$

$$I_C(n+1) = I_C \frac{\cosh \left(\frac{L}{2n\lambda} \right) - \beta}{\cosh \left(\frac{L}{2n\lambda} \right) - 1} \quad \text{équ. 3.11 b)}$$

avec $\beta = \bar{I}_S / I_C$.

Une des raisons du succès de ce modèle est qu'il est simple car il néglige les processus du coeur du PSC et qu'il ne considère que des valeurs moyennées dans le temps. Ses résultats reproduisent l'observation dans la mesure où $\xi(T) \ll \lambda$, et que la région de couplage dynamique du coeur peut être négligée²⁴. Nous verrons au paragraphe 3.4 que ceci correspond à une plage de température plus ou moins étroite suivant les matériaux utilisés.

Dans ce cas, en effet, la résistance associée au coeur est négligeable par rapport à celle associée à la relaxation des quasiparticules hors équilibre. La meilleure preuve expérimentale est donnée par la mesure de Dolan et Jackel²⁵ des tensions électriques associées aux potentiels électrochimiques $\bar{\mu}_N$ et $\bar{\mu}_S$ avec deux jeux de jonctions tunnel de type Giaever (oxyde épais ne laissant passer que les quasiparticules) et de type Josephson permettant un couplage cohérent

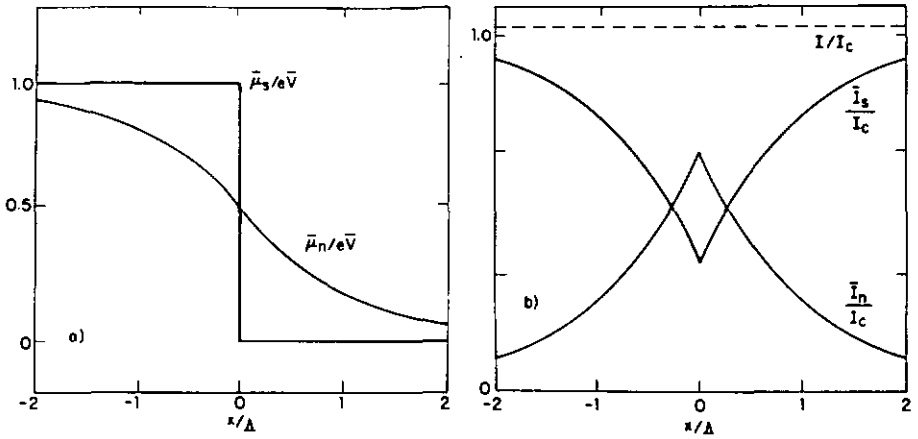


Fig. 20. Valeurs moyennes dans le temps : a) des potentiels électrochimiques et b) des courants associés dans le modèle phénoménologique SBT.

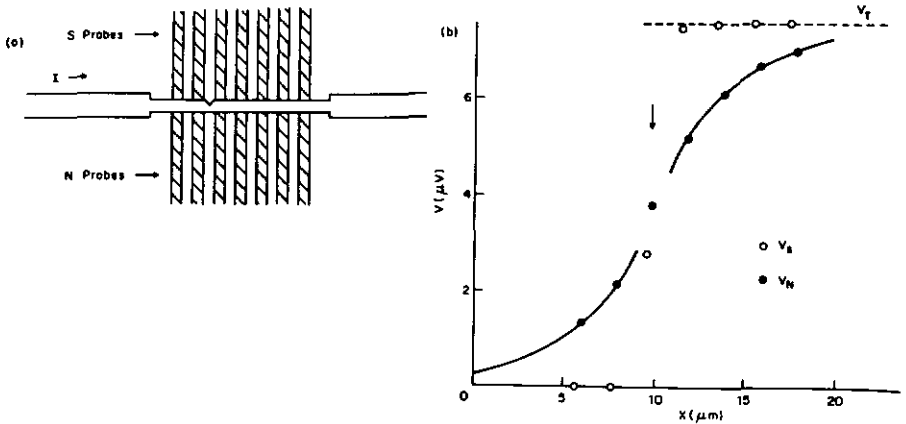


Fig. 21. Expérience de Dolan et Jackel : a) configuration de la mesure avec les deux types de sonde tunnel. b) dépendance spatiale des potentiels mesurés par ces sondes.

des paires, donc un courant supraconducteur. Le résultat et sa comparaison avec le modèle SBT sont reproduits à la figure 21. Ces auteurs ont donné une interprétation plus claire, bien que moins générale, de la théorie microscopique⁴ directement en fonction des quantités introduites par la théorie de BCS⁹.

3.3. Description microscopique du déséquilibre entre quasiparticules et paires de Cooper.

Nous suivons maintenant la présentation de Kadin et al.²⁶ fondée sur des concepts émis par Tinkham²⁷ et développés par Artemenko et Volkov²⁸ et par Pethick et Smith²⁹.

Nous considérons tout d'abord l'hamiltonien BCS⁹ H pour des paires de Cooper (spins et moments opposés) et sa solution par la transformation canonique de Bogoliubov³⁰ :

$$H = H_e + H_i \quad \text{équ. 3.12}$$

où $H_e = \sum_k \epsilon_k n_k$ est l'hamiltonien des électrons "libres" d'énergie ϵ_k et en nombre à l'état k : $n_k = (C_{k\uparrow}^+ C_{k\uparrow} + C_{k\downarrow}^+ C_{k\downarrow})$

et $H_i = \sum_{k\ell} V_{k\ell} C_{k\uparrow}^+ C_{-k\uparrow} C_{-\ell\downarrow} C_{\ell\downarrow}$ est l'hamiltonien favorisant la formation de paires, les opérateurs $C_{k\uparrow}^{(+)} C_{-k\uparrow}^{(+)}$ (créant) détruisant une paire de Cooper. $V_{k\ell} = V$ est l'énergie d'interaction supposée faible et attractive (couplage indirect par échange de phonons virtuels). Cette interaction conduit à une instabilité du liquide de Fermi³¹, et la théorie de BCS prédit l'existence d'un gap d'énergie Δ autour du niveau de Fermi au-dessous de la température critique T_c (donnée par la condition de self consistence) :

$$\Delta = V \sum_k \langle C_{-k\uparrow} C_{k\uparrow} \rangle \quad \text{équ. 3.13}$$

avec $\langle C_{-k\uparrow} C_{k\uparrow} \rangle = u_k v_k (1 - 2f_k)$ donnant la probabilité d'occupation de l'état k par une paire, où $v_k^2 = 1 - u_k^2$ est la probabilité d'occupation de l'état k par un trou (figure 22 b). Cette description reste valable hors équilibre pourvu que le gap ne subisse pas de perturbation trop rapide dans le temps et dans l'espace.

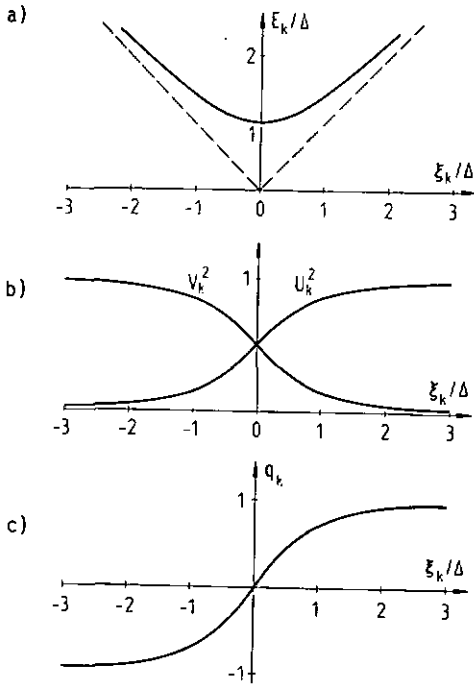


Fig. 22. Excitations (quasi-particules) dans un supraconducteur d'après la théorie BCS :
 a) relations de dispersion
 b) probabilité d'occupation des branches
 c) charge

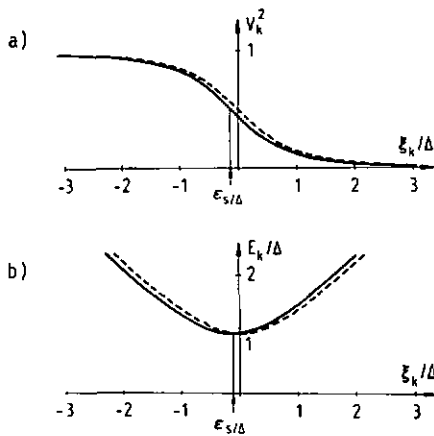


Fig. 23 : Effet du déséquilibre de "charge imbalance" :
 a) sur la probabilité d'occupation de l'état k
 b) sur les relations de dispersion des quasiparticules

f_k est la probabilité d'occupation d'une excitation de moment $\hbar k$ (quasiparticule) égale, à l'équilibre, à la fonction de distribution de Fermi $f^{(0)}(\epsilon_k) = 1/(1 + e^{E_k/k_B T})$.

$E_k = [\epsilon_k^2 + \Delta^2]^{\frac{1}{2}}$ est l'énergie d'excitation de la quasiparticule (figure 22 a)

$\epsilon_k = \epsilon_k - \epsilon_S$ est l'énergie d'un électron dans l'état k mesurée par rapport au potentiel chimique commun des paires $\epsilon_S = \hbar \dot{\chi}/2e$.

Nous sommes intéressés par la densité de charge électrique totale^{29,32} :

$$Q_e = 2e \sum_k [u_k^2 f_k + v_k^2 (1-f_k)] \quad \text{équ. 3.14}$$

Remarquons que la charge électronique d'une quasiparticule est modifiée près du gap (figure 21 c) :

$$q_k = e(U_k^2 - v_k^2) = \frac{\epsilon_k}{E_k} \quad \text{équ. 3.15}$$

On peut donc décomposer l'équation 3.14 en deux termes :

$$Q_e = Q^* + Q_C = 2 \sum_k q_k f_k + 2e \sum_k v_k \quad \text{équ. 3.16}$$

où Q^* représente la charge des quasiparticules et Q_C la charge associée au déplacement du potentiel ϵ_S .

Les perturbations dans un supraconducteur sont divisées en modes transverses (perturbations de la phase χ et de Q^* ou charge imbalance) et modes longitudinaux (de Δ et de la densité des quasiparticules) ou mode énergétiques suivant leur effet sur la fonction de distribution f_k ^{4,6}. Cette composition nous permet de ne considérer en première approximation pour les PSC que les effets de charge imbalance (correspondant au modèle phénoménologique SBT). Nous verrons ensuite quelques cas importants où les modes énergétiques ne sont pas négligeables. En outre nous négligeons le couplage entre ces modes en présence d'un courant supraconducteur non nul³³ (qui existe en principe pour un PSC). A l'équilibre, $Q^* = 0$; par contre dans une situation de déséquilibre de charge, la condition de neutralité électrique $Q_e = 0$ donne²⁶ :

$$Q^* = -2 N(0) e \epsilon_S \quad \text{éq. 3.17}$$

où $N(0)$ est la densité d'états électroniques au niveau de Fermi et ϵ_S est le déplacement compensateur de ϵ_S .

Estimons maintenant la relaxation de Q^* :

$$\dot{Q}^* = 2 \sum_k (\dot{q}_k f_k + q_k \dot{f}_k) \quad \text{éq. 3.18}$$

où \dot{f}_k est le terme reflétant les variations de Q^* par injection, relaxation ou diffusion de quasiparticules, alors que \dot{q}_k provient des variations de ϵ_S :

$$\dot{q}_k = e \epsilon_S \frac{\partial}{\partial \epsilon_S} \left(\frac{\epsilon_k}{E} \right) = -e \epsilon_S \frac{\Delta}{E} \frac{2}{k} \quad \text{éq. 3.19}$$

où on a utilisé l'équation 3.15. On voit alors par l'équation 3.17 que ce terme est lui-même proportionnel à Q^* . En réexprimant \dot{Q}^* à partir des $q_k \dot{f}_k$ seulement on obtient une équation de balance entre les différentes contributions à Q^* :

$$\dot{Q}^* = \frac{4KT}{\pi \Delta} \left(-\frac{Q^*}{\tau_{Q^*}} - \vec{v} \cdot \vec{J}_N + I_{qp} \right) \quad \text{éq. 3.20}$$

Cette expression signifie que la charge associée aux quasiparticules injectées (courant I_{qp}) diffuse avec une densité de courant \vec{J}_N , et que les processus de diffusion inélastique relaxent Q^* à un taux donné par τ_{Q^*} .

Ici le facteur $\frac{4k_B T}{\pi \Delta} \gg 1$ est valable près de T_C ; il provient de l'effet rétroactif (feedback) contenu dans la relation 3.19²⁶. Une équation de balance pour Q^* , indépendante des détails des processus de relaxation, ne peut être rigoureusement obtenue que si l'approximation d'un temps de relaxation unique est justifiée pour la déviation δf_k par rapport à la distribution d'équilibre local $f^{(0)}(\epsilon_k - \epsilon_S(x,t))$ (dans notre cas seule la déviation antisymétrique par rapport à ϵ_k donne $Q^* \neq 0$).

Pour les processus inélastiques électron-phonon et électron-électron dont le taux de relaxation τ_E^{-1} ne varie que lentement sur l'échelle des énergies E importantes pour δf_k , la théorie microscopique donne^{4,27-29} :

$$\tau_{Q^*}^{-1} = \frac{\pi \Delta}{4k_B T} \tau_E^{-1} \div (1-t)^{\frac{1}{2}}$$

Le facteur $4k_B T / \pi \Delta$ représente la fraction des processus inélastiques contribuant effectivement à la relaxation de δf_k^* .³²

On remarque à l'aide de (3.20) que τ_{Q^*} est en principe mesurable dans une expérience d'injection stationnaire et homogène par l'intermédiaire de la relation $\tau_{Q^*} = Q^* / I_{qp}$. Tinkham et Clarke²⁷ ont les premiers exprimé cette relation en fonction de quantités mesurables sur une paire de jonctions tunnel des deux côtés d'une aire commune d'injection/détection dans un film mince³².

Par contre dans une expérience de relaxation homogène suivant un pulse d'injection, Q^* décroît sur le temps caractéristique τ_E et non τ_{Q^*} , grâce à l'oblitération des facteurs dans (3.20) et (3.21)^{4,26}. En bref τ_{Q^*} n'est pas vraiment un temps caractéristique du supraconducteur hors équilibre; c'est plutôt une mesure du degré de déséquilibre de charge produit par injection ou diffusion de quasiparticules moyenné dans le temps.

Pour l'instant nous avons négligé les processus élastiques qui peuvent aussi relaxer δf_k^* , comme la diffusion par des impuretés magnétiques, dont l'effet du champ local est de retourner un spin de la paire de Cooper (spin flip), ainsi que la diffusion par des défauts non-magnétiques en présence d'un champ magnétique extérieur, ou l'effet de variations spatiales de la phase x ou de l'amplitude Δ du superfluide^{4,34}. Ces effets peuvent être introduits⁴ via le taux total correspondant de destruction des paires Γ ("pair breaking") donné par :

$$\Gamma = \tau_S^{-1} + (2\tau_E)^{-1} + (D/2) [(\partial x / \partial x)^2 - \Delta^{-1} \partial^2 \Delta / \partial x^2]$$

équ. 3.22

où τ_S est le temps de relaxation de spin-flip, $1/2\tau_E$ est un terme représentant la contribution des phonons thermiques à la destruction des paires, et le dernier terme est la contribution du superfluide dans la limite sale.

Dans ce cas la théorie microscopique donne :

$$\tau_{Q^*} = \frac{4k_B T}{\pi \Delta} \left(\frac{\tau_E}{2\Gamma} \right)^{\frac{1}{2}}$$

équ. 3.24

tout au moins dans l'intervalle de température où $\tau_{Q^*} > \tau_E^4$.
 Si le deuxième terme de 3.23 domine, on retrouve bien $\tau_{Q^*} = \frac{4k_B T}{\pi \Delta} \tau_E$.

La relation $\Lambda = (D \tau_{Q^*})^{\frac{1}{2}}$ reste valable si (3.23) s'applique bien que l'approximation d'un temps de relaxation unique conduisant à (3.20) n'est plus justifiée si $\tau_{\tau_E} > 1$. Il faut alors retourner à l'équation de Boltzmann gouvernant δf_k^* et calculer τ_{Q^*} pour chaque cas particulier^{4,34}. Pour éviter les complications nous continuerons néanmoins à utiliser (3.20).

On peut estimer par excès la contribution d'un courant supraconducteur en posant la vitesse du superfluide $v_S \div \partial \chi / \partial x$ comme égale à sa vitesse critique, et résoudre ensuite avec sa valeur donnée par la théorie de Ginzburg-Landau. Le troisième terme de 3.22 devient alors $1/6 \tau_{GL}$ où

$$\tau_{GL}^{-1} = (B / \pi \hbar) k_B (T_c - T) = D / \xi^2(T) \quad \text{équ. 3.24}$$

Dans le régime $\tau_S, \tau_E \gg 3 \tau_{GL} (T_c - T) \gg 7 \cdot 10^{-4}$ avec $\tau_E = 12$ nsec pour l'aluminium on devrait obtenir un nouveau type de divergence³⁵:

$$\tau_{Q^*} \approx \frac{4k_B T}{\pi \Delta} (3 \tau_{GL} \tau_E)^{\frac{1}{2}} = 0.55 \left(\frac{\hbar / \tau_E}{k_B T_c} \right)^{\frac{1}{2}} \tau_E (1-t)^{-1} \quad \text{équ. 3.25}$$

Le dernier terme en parenthèse dans (3.22) ne joue un rôle comparable au précédent que dans le cœur d'un PSC; nous l'ignorons comme on l'a fait jusqu'à présent.

3.4. Modèles dynamiques de centres de déphasage (PSC)

3.4.1. Ondes de déséquilibre de charge et modèle de Kadin et al.

Pour notre type d'expérience sur des PSC, à l'extérieur du cœur où Q^* est généré, l'injection est nulle et on peut utiliser (3.20) avec $I_{qp} = 0$. Pour traiter la dynamique des ondes de "charge imbalance" produite à la fréquence de Josephson (équ. 3.6), nous devons tenir compte, en plus de cette équation, de la réponse dynamique du superfluide. A cet effet, il faut considérer qu'il y a un très grand nombre de paires de Cooper par unité de volume ξ^3 à accélérer pour obtenir

une variation du courant superfluide. Puisque le courant total $I_S + I_N$ est conservé, on obtient l'analogie d'un effet d'inertie (inductance cinétique) sur un temps caractéristique τ_0 lié aux pertes ohmiques du métal normal. Pour le voir, dérivons l'équation de Ginzburg-Landau¹³ du courant $\vec{J}_S = 2e|\Psi|^2 \vec{v}_S = \frac{e}{m} |\Psi|^2 (\hbar \vec{\nabla} \times - 2e\vec{A})$. On peut développer $\hbar \vec{\nabla} \times = 2\vec{\nabla} \mu_S$ et $\vec{A} = \vec{\nabla} \phi - \vec{E}$. Avec $\mu_S = \epsilon_S + e\phi$ où ϵ_S est pris en termes de Q^* on tire $\vec{J}_S = \frac{e^2}{m} (\vec{E} + \frac{\vec{\nabla} Q^*}{2N(0)} e^2)$ où $N(0)$ est la densité d'états.

En utilisant la valeur de la conductivité à l'état normal $\sigma = 2N(0)e^2 D$ et tenant compte de la loi d'Ohm $\vec{J}_N = \sigma \vec{E}$, on obtient l'équation désirée²⁶ :

$$\tau_0 \vec{J}_S = \vec{J}_N + D \vec{\nabla} Q^* \quad \text{équ. 3.26}$$

Ce temps de réponse du courant étant donné par :

$$\tau_0 = (m\sigma / n_s e^2) = (2 \hbar k_B T / \pi \Delta^2) = \tau_{GL} / 5.8 = 5.2 \cdot 10^{-13} / (T_C - T) \quad \text{équ. 3.27}$$

Pour un PSC cette équation (3.26) est à une dimension dans la limite sale; τ_0^{-1} est alors identique à la fréquence critique de Josephson définie par les équations (3.9) et (3.4). Ceci souligne la raison physique fondamentale commune des équations (3.7) et (3.26) qui décrivent la dynamique des courants I_S et I_N dans un micropont court et dans un filament supraconducteur homogène, respectivement.

La liaison avec les observations moyennées dans le temps déjà décrites dans la section 3.2 est établie en considérant le cas stationnaire ($\dot{Q}^* = \dot{J}_S = 0$), dans lequel les équations (3.20) et (3.26) se réduisent à $v^2 \bar{Q}^* = \bar{Q}^* / \lambda^2$ avec $\lambda^2 = D \tau_{Q^*}$. La condition (3.17) avec $\delta \bar{\epsilon}_S = \bar{\mu}_S - \bar{\mu}_N$ conduit alors à une pénétration exponentielle de cette quantité sur la profondeur caractéristique λ . Tout courant établi instantanément se traduit d'abord par un courant normal et un déséquilibre de charge imbalance progressivement compensé par l'établissement du courant supraconducteur. Cette équation jointe à l'équation 3.20 avec $I_{qp} = 0$ est identique aux équations de Kirchoff pour une ligne de transmission²⁶ :

$$\frac{dV}{dx} + R I_N - L \dot{I}_S = 0 \quad \text{équ. 3.27 bis}$$

$$\frac{d I_N}{dx} + G V + C \dot{V} = 0 \quad \text{équ. 3.22 bis}$$

en remarquant l'équivalence :

$$\begin{aligned} I &= JA & eV &= \mu_s - \mu_n \\ R &= 1/\sigma A & G &= \sigma A/\Lambda^2 \\ L &= \tau_0/\sigma A & C &= \sigma A \cdot \tau_E/\Lambda^2 \end{aligned}$$

où A est la section du micropont, équ. 3.28

Dans le cas général ces équations conduisent à la propagation d'ondes de "charge imbalance" fortement dispersives pour $\tau_0 \neq \tau_E$. L'atténuation du taux de charge imbalance Q^* se fait sur la distance caractéristique $\Lambda = 1/(RG)^{\frac{1}{2}}$. Par contre, un pulse de tension introduit en un point de la ligne de transmission (charge d'un des condensateurs, voir figure 24) s'amortit en un temps caractéristique $C / G = \tau_E$.

La relation de dispersion est donnée par :

$$-\Lambda^2 k^2 = (1 + i\omega\tau_0) (1 + i\omega\tau_E) \quad \text{équ. 3.29}$$

Soit pour une onde de la forme $V(x,t) = V_0 e^{i(kx - \omega t)}$ avec $k = k' + ik''$

$$2k''^2 \Lambda^2 = \omega^2 \tau_0 \tau_E - 1 + (1 + \omega^2 (\tau_0^2 + \tau_E^2) + \omega^4 \tau_0^2 \tau_E^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$2k''^2 \Lambda^2 = 1 - \omega^2 (\tau_0 \tau_E) + (1 + \omega^2 (\tau_0^2 + \tau_E^2) + \omega^4 \tau_0^2 \tau_E^2)^{\frac{1}{2}}$$

équ. 3.30

Ces résultats et la vitesse de phase correspondante $v_p = \omega/k'$ sont reportés pour l'aluminium ($\tau_E = 12$ nsec, τ_0 donné par l'équation 3.27 et V par l'équation 3.5) aux figures 25, 26, 27.

Ici on remarque en particulier la forte dispersion pour $\tau_0 \neq \tau_E$, avec les valeurs asymptotiques pour $\omega\tau_E \gg 1$, $\omega\tau_0 \gg 1$:

$$v_p = \Lambda / \tau_0 \tau_E \quad \text{équ. 3.31}$$

$$k''^{-1} = 2\Lambda \tau_0 \tau_E / (\tau_0 + \tau_E) \quad \text{équ. 3.32}$$

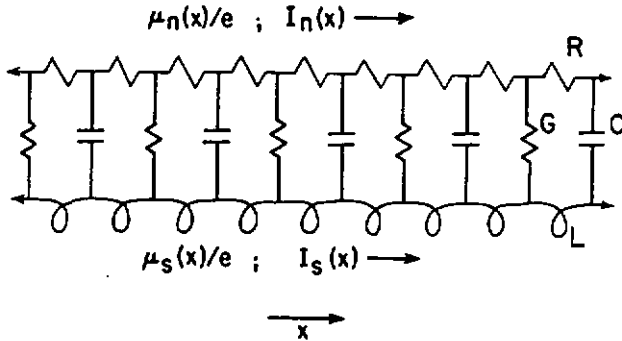


Fig. 24. Ligne de transmission équivalente aux équations de relaxation dynamique de Q^* . Les paramètres électriques équivalents par unité de longueur sont donnés aux équations 3.28.

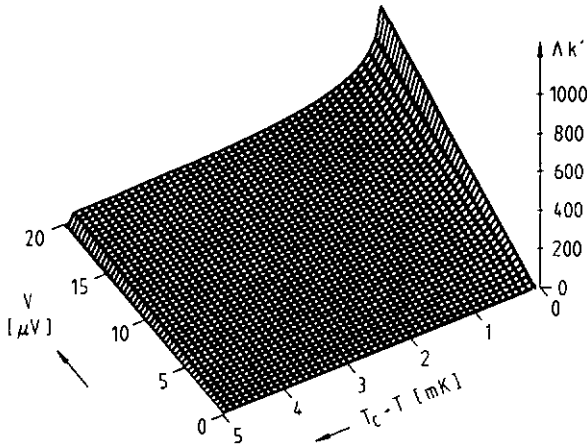


Fig. 25. Nombre d'onde normalisé en fonction de la température définissant τ_0 et de la tension définissant ω (voir le texte).

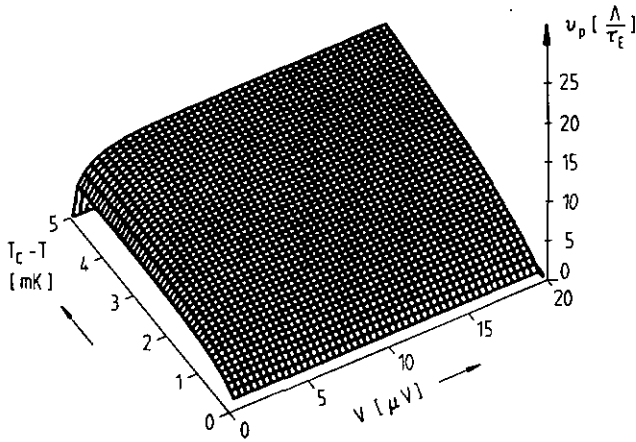


Fig. 26. Vitesse de phase pour les mêmes paramètres qu'à la figure 25 (voir le texte).

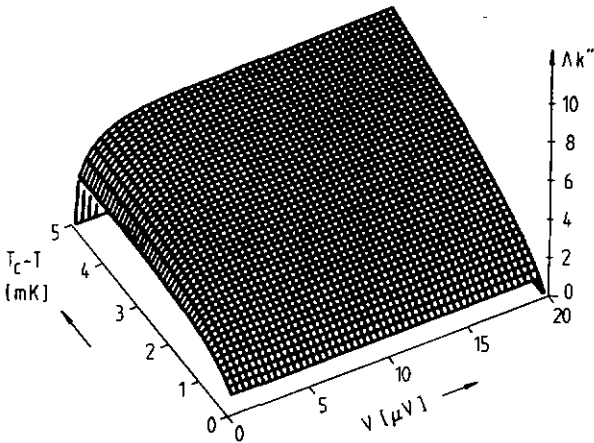


Fig. 27. Absorption normalisée pour les mêmes paramètres qu'à la figure 25 (voir le texte).

On constate sur les figures 24 à 26 la régularité des fonctions liées aux différents régimes tels que prévus par les équations précédentes. Aucune singularité, ni dans k' ni dans k'' , n'est compatible et la divergence devrait être observable dans tout le domaine de température défini par $\Delta \ll k_B T$.

En particulier, à "basse" température où $\tau_0 \ll \tau_E$ (mais $\Delta/k_B T \ll 1$) (fig. 28) on voit que la distance Λ_{hf} sur laquelle les ondes se propagent est beaucoup plus petite que Λ ($\omega\tau_0 \gg 1$):

$$\Lambda_{hf} / \Lambda = 2 \left(\frac{\tau_0}{\tau_E} \right)^{\frac{1}{2}} \div (1 - t)^{-\frac{1}{2}} \text{ ou } \Lambda_{hf} = 2 \left(\frac{4 k_B T}{\pi \Delta} 0\tau_0 \right)^{\frac{1}{2}}$$

équ. 3.33

alors que pour $\tau_0 = \tau_E$ ($T_C - T = 0.05$ mK pour l'Al) on a la condition de pupinisation ($L / R = C / G$) et notre onde devient une onde non dispersive atténuée sur la distance $\Lambda = \Lambda_{hf}$. Cette condition n'est jamais remplie expérimentalement pour l'aluminium, et nous avons toujours $\tau_0 < \tau_E$.

Kadin et al.²⁶ ont aussi proposé une extension dynamique du modèle SBT d'un PSC, consistant en un coeur représenté par un oscillateur Josephson couplé directement à deux moitiés de la ligne de transmission décrite précédemment. L'extension du coeur est toujours négligée (par rapport à Λ et même Λ_{hf}) et la différence de phase $\phi = \Delta x$ d'un côté du coeur à l'autre est supposée obéir aux équations (3.2) et (3.5) où eV est la différence $\Delta\mu_S$ correspondante. Ces équations déterminent les conditions aux limites définissant l'excitation des deux lignes de transmission représentant les ailes du PSC.

Une image instantanée de la variation de $\vec{J}_N \div \vec{v} (\mu_N - \mu_S)$ à "basse" température où la dispersion est importante est donnée à la figure 27 pour l'aluminium²⁶ ($\tau_E = 12$ n sec) pour $T / T_C = 0.99$, soit avec $\tau_E = 280 \tau_0$, et $\omega\tau_0 = 5.5$, c'est-à-dire dans la région de relativement basse tension où la dispersion n'est pas encore trop grande.

L'attrait de ce modèle est dû à sa simplicité relative et à la possibilité qu'il suggère du couplage dynamique et donc d'une synchronisation possible entre plusieurs PSC par l'intermédiaire d'ondes de "charge imbalance". Ceci offrirait la possibilité de réaliser une chaîne

cohérente de PSC, ce qui a motivé initialement nos études. Malheureusement, ces espoirs se sont révélés trop optimistes. En effet, le modèle de Kadin et al.²⁶ montre que la dispersion excessive de ces ondes, et ce particulièrement pour l'aluminium à des températures accessibles, empêche cette synchronisation. De plus, les récents développements présentés au paragraphe suivant montrent que la situation physique peut être pire encore.

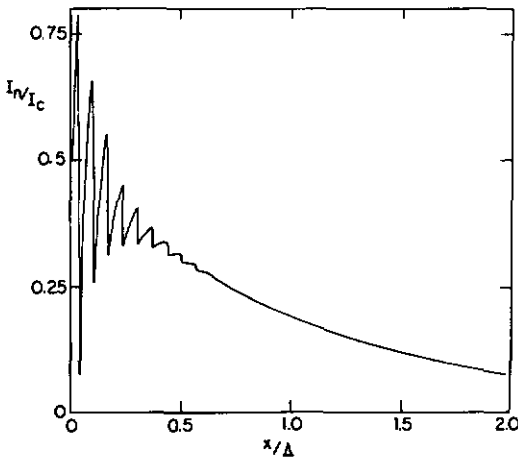


Fig. 28. Dépendance spatiale de Q^ pour une relation courant-phase linéaire (dent de scie), $\tau_E / \tau = 280$, $\omega\tau = 5.5$, $T/T_c = 0.99$ (modèle de Kadin et al.²⁶).*

3.4.2. Autres modèles et observation

Les six dernières années ont vu l'évolution de modèles de PSC plus complexes, basés sur des solutions numériques d'équations tenant compte des processus qui se passent dans et à proximité immédiate du coeur du PSC.

Tout d'abord Kramer et Baratoff³⁷ ont démontré la nucléation spontanée d'un PSC au centre d'un filament homogène dans le cadre du plus simple modèle TDGL (Time Dependant Ginzburg-Landau) où les quasiparticules sont supposées caractérisées par une distribution de Fermi avec $\mu_N(x,t)$. Les phénomènes de relaxation étant négligés, toutes les variations se passent sur l'échelle unique fixée par τ_{GL} et $\xi = (D\tau_{GL})^{\frac{1}{2}}$. Ce modèle n'est valable que si $\Delta \ll \hbar\Gamma$, c'est-à-dire extrêmement près de T_C où la supraconductivité est presque détruite par un agent "pair breaking" suffisamment fort.

Ensuite Kramer et Watts-Tobin³⁸ ont obtenu et analysé une équation TDGL généralisée valable si $\Lambda_0 \ll \xi$ et $\tau_E \ll \tau_0$ (vrai très près de T_C , au dessus de la condition de pupinisation des équations du télégraphe). Ces deux conditions sont équivalentes dans la limite sale si τ_0 est remplacé par τ_{GL} , ce qui d'ailleurs a une justification physique³⁹. Dans ce régime, baptisé "équilibre local" par les auteurs (à ne pas confondre avec la définition employée dans la section 3.3), f_k peut suivre les variations locales de μ_S et $\Delta(x,t)$. Une conséquence paradoxale des solutions obtenues est que le coeur détermine la résistance effective d'un tel PSC, de sorte que

$$A_{eff} = \frac{L}{2R_N} \frac{dV}{dt} \quad 7.5 \xi(T) \div (1-t)^{\frac{1}{2}}$$

équ. 3.34

bien que $\bar{\mu}_N - \bar{\mu}_S \div \exp(-|x|/\Lambda)$ loin du coeur, avec comme précédemment :

$$\Lambda = (0\tau_{Q^*})^{\frac{1}{2}} \div (1 - t)^{-1/4} \quad \text{équ. 3.35}$$

Plus récemment Baratoff³⁹ a obtenu des solutions d'équations couplées permettant un déséquilibre de charge sans restriction sur la forme de δf_k^* dans le régime opposé, $\Lambda > \Lambda_0 > \xi$ et $\tau_E > \tau_{GL}$ c'est-à-dire à des températures plus basses où la plupart des observations ont été faites. On s'attendrait à voir $\Lambda_{eff} = \Lambda$, mais il se trouve que ce n'est pas le cas, à cause de la formation de régions intermédiaires entre le coeur et les ailes où (3.35) s'applique. Ces régions apparaissent car en général δf_k^* ne peut pas s'ajuster facilement dans le coeur et les ailes, soit τ_{GL}, ξ et τ_E, Λ , respectivement, sans changer de forme, ce qui nécessite une certaine distance de raccordement, qu'il estime de l'ordre de $\Lambda_0 = (0\tau_E)^{\frac{1}{2}}$. Ces régions tendent aussi à défavoriser l'excitation d'ondes de charge imbalance, de sorte que les oscillations restent pratiquement piégées au voisinage du coeur à relativement basse température.

Bien que l'image d'un PSC soit plus complexe dans ce modèle, la connection avec le modèle simplifié de Kadin présenté au paragraphe précédent peut être faite de la manière suivante. A la température où $\tau_E = \tau_{GL}$, soit la condition de pupinisation de la ligne de transmission pour les ailes de PSC, les ondes de charge imbalance sont, dans le modèle de Baratoff³⁹ également, non dispersives quoiqu'atténuées sur la distance Λ . A cette température, les ondes produites par le coeur sont dynamiquement couplées directement aux ailes. Si l'extension du coeur peut être effectivement négligée pour une mesure de résistance effective du PSC ($\xi \ll \Lambda$), on retrouve le modèle de Kadin.

Nous donnons avec l'équation 3.36 quelques valeurs indicatives pour différents supraconducteurs pour la température réduite de pupinisation t_p définie ici par $\tau_E = \tau_{GL}$ (et non τ_0).

$$1 - t_p = \frac{\pi \hbar \tau_E^{-1}}{8k_B T_c} = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-4} & \text{pour Al } (\tau_E = 12 \text{ nsec}) \\ 2 \cdot 10^{-3} & \text{pour Sn } (\tau_E = 0.4 \text{ nsec}) \\ 0.1 & \text{pour Pb } (\tau_E = 4 \text{ psec}) \end{cases}$$

équ. 3.36

A plus basse température en revanche, les ailes ne peuvent plus suivre les variations rapides du coeur et les régions intermédiaires du modèle de Baratoff³⁹ doivent se manifester. A notre sens, si cet effet est dominé par le rapport des temps caractéristiques τ_{GL} / τ_E comme le veut le sens physique, le concept de région intermédiaire devient effectif lorsque Λ vaut quelques Λ_{hf} , soit dès la température réduite $1 - t^*$ définie par la condition $\Lambda = x \Lambda_{hf}$, où l'on sait que x doit être défini supérieur à 1 pour les raisons ci-dessus, mais qu'il peut être déjà de l'ordre de quelques unités. A l'heure actuelle, aucun modèle détaillé ne prédit encore de valeur exacte pour x ; le modèle de Baratoff prédit une transition continue à ce mécanisme, sans donner de température indicative pour l'instant. A cet égard, il est intéressant de noter que le critère simplifié ci-dessus $\Lambda = x \Lambda_{hf}$ correspond à une température de passage d'un comportement à l'autre donné par $1 - t^* = x(1 - t_p)$.

Ainsi, toutes choses égales par ailleurs, on s'attend à observer pour Λ_{eff} un comportement divergent au-dessus de t^* , alors qu'en-dessous il doit être essentiellement constant. Les évaluations données par (3.36) expliquent pourquoi, en plus des raisons de chauffage, la divergence de Λ est si difficile à observer pour l'aluminium, alors que c'est moins le cas pour l'étain. Pour le plomb en revanche, les températures accessibles expérimentalement étant bien au-dessus de la condition de pupinisation, le régime de Kramer et Watts-Tobin³⁸ brièvement décrit ci-dessus est réalisable et dans la mesure où $\xi \gg \Lambda_0$, on s'attend à pouvoir observer pour Λ_{eff} le comportement décrit par l'équation 3.34.

De ces considérations nous retirons que le couplage dynamique entre PSC qui a motivé initialement notre travail n'est réalisable que pour des supraconducteurs de produit $T_C \tau_E$ comparable ou légèrement plus grand que celui de l'étain. En effet, sinon la dispersion des ondes de charge imbalance étant très forte au-dessus comme au-dessous de t_p , seul un couplage statique est obtenu. De plus, en-dessous de t_p , l'existence des régions intermédiaires prédites par Baratoff³⁹ empêche tout couplage dynamique de manière encore plus restrictive.

Comme nous l'avons déjà remarqué dans la section 3.2, les publications relatant de la manière la plus complète des mesures sur des PSC se rapportent à l'étude de microponts longs d'étain^{20, 21, 25, 36}. Les plus récentes^{25, 36} montrent une divergence de Λ_{eff} consistante avec (3.35), surtout si une correction pour l'effet de chauffage par effet Joule est appliquée³⁶. Kadin et al.³⁶ ont aussi vérifié que la dépendance observée de Λ_{eff} en τ_S est consistante avec celle prévue par (3.23) pour un effet de pair breaking additionnel produit par un champ magnétique appliqué. Il est intéressant de remarquer ici que la gamme de température où Λ est mesuré (modulo les effets de chauffage) subit effectivement une dépendance en $2\tau_E/\tau(3.24)$ soit jusqu'à une température minimum variant avec t_p lorsque le même paramètre de pair-breaking y est considéré.

Tout récemment, Aponte et Tinkham⁴⁰ ont vu la divergence de Λ dans des microponts d'étain avec constriction sur l'intervalle de température $0.03 < 1-t < 0.001$. En dessous de t_* nos mesures et certaines de Kadin et al.³⁶ montrent que Λ_{eff} tend vers une valeur de saturation de l'ordre de quelques Λ_0 , ce qui a été jusqu'ici attribué uniquement à l'effet chauffage, bien qu'une telle saturation soit également consistante avec le modèle de Baratoff³⁹.

A ce point il convient de rappeler que les premières mesures de Λ_{eff} sur l'étain^{20, 21} ainsi que l'aluminium⁴¹ n'avaient pas révélé de dépendance en température et avaient été interprétées en termes de Λ_0 .

C'est pourquoi une raison supplémentaire à nos yeux pour étudier les PSC dans l'aluminium est que t_p étant beaucoup plus près de 1 que pour les autres supraconducteurs cités, la transition au régime de Baratoff ou à celui gouvernant (3.25) peut en principe être observé avant que les effets de chauffage puissent devenir importants malgré le coefficient de transfert de chaleur estimé plus pauvre pour l'aluminium que pour l'étain⁴¹.

Comme l'ont noté Stuiyinga et al.³⁵ une divergence de type (3.25) serait accompagnée d'une déviation par rapport à la loi de pénétration exponentielle, due à la réduction de \vec{J}_S , donc \vec{v}_x , juste au-delà du

coeur du PSC. Ce comportement n'a pas été observé jusqu'à présent⁴¹. Parallèlement, le résultat de nos mesures semble indiquer que pour l'aluminium, avant de passer au régime gouvernant (3.25), Λ_{eff} sature à quelques Λ_0 , en accord apparent avec le modèle de Baratoff³⁹.

3.5. Systèmes inhomogènes

Kadin et al.³⁶ ont aussi remarqué que l'intervalle de température où Λ_{eff} obéit à la loi (3.35) est plus grand si un point faible (constriction) existe dans le filament et que la divergence peut être observée en-dessus du T_c local observé en ce point. Ce comportement est certainement attendu si les inhomogénéités sont espacées de quelques Λ et piègent le(s) premier(s) PSC par l'intermédiaire d'un paramètre de pair-breaking additionnel. Par contre l'expérience a montré que le piégeage est particulièrement difficile à contrôler pour des raisons qui ne sont pas encore clarifiées.

De fortes inhomogénéités peuvent aussi conduire à des déviations importantes par rapport au courant critique prévu par la théorie GL près de T_c . A l'occasion de mesures d'augmentation dynamique du gap supraconducteur par des ondes électromagnétiques radiofréquence dans des microponts longs d'aluminium, Falco et al.³⁷ ont rapporté l'observation de déviations importantes du courant critique à la théorie du champ moyen (paragraphe 3.1.2). En effet, près de T_c , nous avons souvent observé également un changement de comportement du courant critique (en fonction de la température) qui présente un épaulement. A plus basse température, le courant critique est normalement caractéristique d'un micropont long. Puis, à partir d'une température bien déterminée T' le courant critique diminue moins vite en fonction de la température pour prendre le comportement d'une dimensionnalité plus faible ne correspondant pas aux dimensions physiques du pont (de l'ordre de la centaine de microns dans notre cas). Ce comportement singulier ne peut pas non plus être directement attribué à l'effet de fluctuations de la fonction d'onde. D'après le critère de Ginzburg ces fluctuations tendent à la suppression du courant

critique pour $\tilde{h} I_c / 2e < k_B T_c$, soit à des courants critiques inférieurs au microampère donc des températures plus élevées que T' . Ici, non seulement les courants critiques sont plus élevés, mais encore l'effet est inverse.

Récemment, B. Dwir et G. Deutscher³⁸ ont proposé une explication satisfaisante pour ce phénomène. En effet, on peut remarquer que le système entier n'a pas besoin de passer à une dimensionalité inférieure. Si une seule région du micropont (un grain, par exemple) est de température critique plus faible et que sa dimension est de l'ordre de $\xi(T)$ pour le reste du supraconducteur, le courant critique du micropont entier sera déterminé par cette région à condition que le courant critique y soit effectivement plus faible. Pour cela, il faut encore pouvoir exclure en première approximation l'effet de proximité dans le grain, ce qui est plausible pour l'aluminium qui s'oxyde très facilement.

Formellement, on décrit ce modèle par le jeu de deux ensembles de paramètres, soit $\{T_{cg}, J_{cg}(0), \xi_g(0)\}$ et $\{T_{cm}, J_{cm}(0), \xi_m(0)\}$ où g est l'indice du grain et m l'indice du micropont, T_c la température critique, $J_c(0)$ la densité de courant critique à température nulle et $\xi(0)$ la distance de cohérence à température nulle. Le courant critique global est déterminé sous les conditions de l'alinéa précédent par l'équation :

$$I_c = d \cdot w_g \cdot J_{cg}(0) (1 - t_g) + d \cdot (w_m - w_g) \cdot J_{cm}(0) (1 - t_m)^{3/2}$$

équ. 3.38

où les paramètres connus sont l'épaisseur d et la largeur⁺ w_m du micropont, les températures critiques $T_{cm} \geq T_{cg} = T'$ donc les températures réduites t_m et t_g , et les distances de cohérence $\xi_g(0) = \xi_m(0)$ ($T_{cm} \geq T_{cg}$). La longueur du grain a été prise de l'ordre de $\xi(T)$ (système zéro-dimensionnel).

Pour des cas intermédiaires, on peut utiliser le paramètre de correction $\alpha(\frac{L}{\xi})$ introduit par Likharev¹⁷.

Appliquons maintenant à un tel système un courant supérieur au courant critique observé. Un PSC va être localisé dans la région du grain de température critique moins élevée. On peut se demander si la présence

⁺Dorénavant, nous omettrons les indices primant les dimensions des métallisations (chapitre II seulement).

de cette inhomogénéité affecte la résistance associée au PSC et va fausser notre mesure du temps de relaxation. On a vu que la condition d'observabilité d'une telle inhomogénéité par le comportement du courant critique est précisément que sa longueur n'excède pas quelques distances de cohérence, soit la dimension du coeur du PSC. Or la résistance associée au coeur apparaît négligeable dans la mesure où $\lambda_{eff} \gg \xi(T)$. Ce n'est donc pas une inconsistance dans notre cas que de négliger l'effet de la présence d'un tel grain sur λ_{eff} , tout au moins si $l - t > l - t^*$, une condition remplie en pratique dans la mesure où la divergence de λ est observée (voir.paragraphe 3.4.2).

REFERENCES OU CHAPITRE III

- 1) Kamerlingh Onnes, Leiden Comm. 120b , 122b, 124c (1913)
- 2) B. O. Josephson, Phys. Letts. 1, 251 (1962); Rev. Mod. Phys. 36, 216 (1964); Adv. Phys. 14, 419 (1965).
- 3) voir par exemple : "Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries", Nato Advanced Studies, éd. K. E. Gray Plenum Press (1981)
- 4) A. Schmid et G. Schön, J. Low Temp. Phys. 20, 207 (1975)
- 5) pour un article de revue, voir par exemple J. R. Waldram, Rep. Prog. Phys. 39, 751 (1976)
- 6) par exemple M. Tinkham, Festkörperprobleme XIX, 363 (1979)
- 7) I. Prigogine et I. Stengers, La Nouvelle Alliance, éd. Gallimard NRF (1979)
- 8) par exemple "le transistor supraconducteur", K. E. Gray, ref. 3 p. 147 à 150 et K. E. Gray, Appl. Phys. Letts. 32, 392 (1978)
- 9) J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- 10) A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. A 203, 210 (1950)
- 11) F. et H. London, Proc. Roy. Soc. A 149, 71 (1935)
- 12) P. Martinoli, Phys. Rev. Letts. 32, 218 (1974)
- 13) V. L. Ginzburg et L. O. Landau, Zh. Eksperim. I Teor. Fiz. 20, 1064 (1950)

- 14) L. P. Gor'Kov, Zh. Eksperim. i Fiz. 36, 1918 (1959)
Sov. Phys. JETP 9, 1364 (1959)
- 15) A. Baratoff, J. A. Slackburn et B. S. Schwartz, Phys. Rev. Letts. 25, 1096 (1970) et errata : 25, 1738 (1970)
- 16) M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity", 4.4, Mc.Graw Hill (1975)
- 17) K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. 51, 101 (1979) et part. pp 113-115;
K. K. Likharev et L. A. Yakobson, Z. Tekk. Fiz. 45, 1503 (1975)
(Sov. Phys. - Tech. Phys. 20, 950 (1976))
- 18) C. J. Gorter et H. B. G. Casimir, Physica 1, 306 (1934);
Phys. Z. 35, 963 (1934); Z. Techn. Phys. 15, 539 (1934)
- 19) A. Schmid, G. Schön et M. Tinkham, Phys. Rev. 821, 5D76 (1980)
et M. Rueff et G. Schön, J. Low Temp. Phys. 42, 373 (1981)
- 20) J. Meyer et G. Minnigerode, Phys. Letts. 38A, 529 (1972)
- 21) W. J. Skocpol, M. R. Beasley et M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 16, 145 (1974)
- 22) A. B. Pippard, J. G. Shepherd et O. A. Tindall, Prod. Roy. Soc. A324, 17 (1971)
- 23) M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 35, 147 (1979)
- 24) A. Baratoff, Phys. Rev. Letts. 48, 434 (1982)
- 25) G. J. Dolan et L. D. Jackel, Phys. Rev. Letts. 39, 1628 (1977)
- 26) A. M. Kadin, L. N. Smith et W. J. Skocpol, J. Low Temp. Phys. 38, 497 (1980)
- 27) M. Tinkham and J. Clarke, Phys. Rev. Lett. 28, 1366 (1972);
M. Tinkham, Phys. Rev. 86, 1747 (1972)
- 28) S. N. Artemenko et A. F. Volkov, ZEIT 69, 1764 (1975)
- 29) C. J. Pethick et H. Smith, Ann. Phys. (N. Y.) 119, 133 (1978)
- 30) N. N. Bogoliubov, Nuovo Cimento 7, 794 (1958);
Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 34, 58 (1958)
(Sov. Phys. JETP 7, 41 (1958))
- 31) L. N. Cooper, Phys. Rev. 104, 1189 (1956)
- 32) voir ref. 4 et A. Schmid, ref. 3 p.439
- 33) voir par exemple la discussion très soignée de J. Clarke, ref. 3,
pp. 353-378
- 34) voir aussi J. Clarke, ref. 3, pp 388-399

- 35) M. Stuivinga, J. E. Mooij et T. M. Klapwijk, J. Low Temp. Phys. 46, 555 (1982)
- 36) A. M. Kadin, W. J. Skocpol et M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 33, 481 (1978)
- 37) L. Kramer et A. Baratoff, Phys. Rev. Letts. 38, 518 (1977)
- 38) L. Kramer et R. Watts-Tobin, Phys. Rev. Letts. 40, 1041 (1978)
- 39) A. Baratof, Phys. Rev. Letts. 48, 434 (1982)
- 40) J. M. Aponte et M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 51, 189 (1983)
- 41) M. Stuivinga, Thèse de doctorat, Université de Delft (1983)
- 42) C. M. Falco, T. R. Werner et I. K. Schuller, Sol. State Comm. 34, 535 (1980)
- 43) B. Dwir et G. Deutscher, IEEE Trans. Mag. 19, 587 (1983)

Chapitre IV RESULTATS EXPERIMENTAUX POUR L'ALUMINIUM

4.1. Caractéristiques des échantillons

Dans un premier temps, nous avons réalisé des microponts très longs ($L \sim 250 \mu\text{m} \sim 10 \lambda_0$) par attaque chimique (voir paragraphe 2.1). Outre la probabilité accrue d'inhomogénéités, nous avons observé la nucléation des premiers PSC à des courants très proches du courant critique, et ce en accord qualitatif avec l'équation 3.11 b). De manière à pouvoir dénombrer avec certitude les PSC correspondant à chaque plateau de résistance, nous avons alors ramené la longueur du micropont à moins de $5 \lambda_0$. Un exemple de caractéristique I-V pour un tel micropont est donné à la figure 29, avec $L = 110 \mu\text{m} = 3 \lambda_0$ et $t = 0.973$. Toutes nos mesures sont des mesures à quatre points (voir appendice 1). Ce domaine de température est caractérisé par un comportement du courant critique en $t^{3/2}$ et des plateaux de résistance constants en fonction de la température, (pas de divergence, $\lambda_{\text{eff}} = x \lambda_0$ selon le paragraphe 3.4.2).

On remarque que les résistances associées au nombre de PSC correspondent très bien avec les valeurs du modèle SBT (équ. 3.11 a). En effet, la résistance du premier palier ($R_{(1)} = 1.80 \Omega$) nous donne pour distance de diffusion $\lambda_0 = 37.3 \mu\text{m}$ et les paliers suivants sont respectivement de 2.56Ω et 2.72Ω pour une résistance à l'état normal $R_N = 2.95 \Omega$. Le modèle SBT prédit les valeurs $R_{(2)} = 2.51 \Omega$ et $R_{(3)} = 2.73 \Omega$, l'accord est donc excellent.

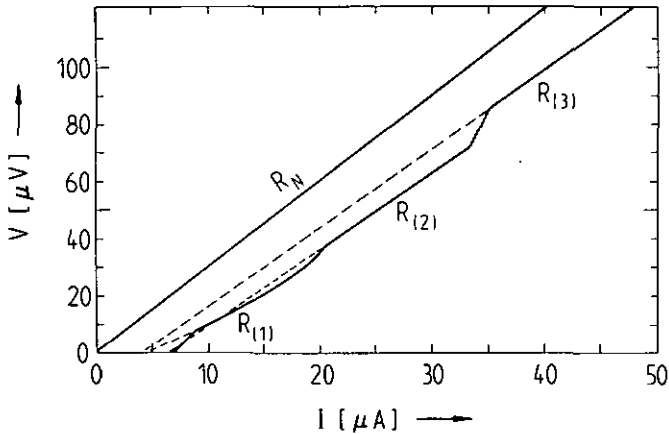


Fig. 29. Caractéristique I-V de l'échantillon 4 à température réduite $t = 0.973$ (voir le texte). Remarquer que les droites de résistance différentielle ne sont pas issues du même point à tension nulle \bar{I}_s .

En revanche, les courants de nucléation observés ne correspondent pas au modèle SBT (équ. 3.11.b). Comme on peut le voir sur la figure 29, déjà le courant \bar{I}_s varie d'une marche à l'autre, ce qui indique des inhomogénéités (variations du courant critique). Ceci n'est pas étonnant si on considère la définition de nos microponts obtenus par attaque chimique (figure 1). D'après la figure 29, on observe un courant critique $I_c = 7 \mu\text{A}$ associé à un courant $\bar{I}_s = 4.75 \mu\text{A}$ soit

$\beta = \frac{\bar{I}_s}{I_c} = \frac{2}{3}$, une valeur très représentative pour nos microponts. Avec ces trois dernières quantités, l'équation 3.11.b) donne des courants de nucléation $I_c(2) = 8.7 \mu A$ et $I_c(3) = 15 \mu A$ soit moins de la moitié des courants mesurés (respectivement $19.5 \mu A$ et $33.5 \mu A$). En accord avec le modèle SBT, le premier élément est localisé au point de courant critique le plus faible. Les éléments suivants vont ensuite disposer de la place restante. Si le courant critique est très irrégulier le long du pont, les éléments peuvent être alors irrégulièrement disposés le long du micropont et le terme correcteur $\tanh(L/2\lambda)$ n'est plus représentatif de la situation physique. Ceci n'est pas notre cas comme le montre l'accord avec la formule 3.11a). On remarque ici que le courant critique peut varier d'un facteur 2 sans que l'effet d'ancrage qui lui est lié ne domine sur les interactions (statiques) entre PSC. En particulier, on entrevoit ici la difficulté d'une expérience de localisation des PSC dans un système de PSC proches. Même pour des échantillons du type de l'échantillon 6 du tableau 1, l'effet d'ancrage s'est avéré insuffisant pour piéger un PSC. De plus, à haute température le bruit associé à la mesure (par une paire d'électrodes donnée) semble avoir un effet de localisation, de sorte que le PSC se déplace avec le point de mesure. A plus basse température, la dénucléation spontanée décrite au paragraphe 4.3 (voir figure 3B pour l'échantillon 1D du tableau 1) est observée, et la température où le comportement attendu est réalisé, est définie dans un intervalle très étroit. En revanche, le nombre de PSC observé est bien celui prédit par le modèle SBT (équation 3.11a)). D'une manière générale, nous avons observé que les inhomogénéités de courant critique sont moins prononcées pour des microponts fabriqués avec la technique des masques suspendus que pour ceux réalisés par attaque chimique, et un accord qualitativement meilleur est obtenu pour les courants de nucléation. En particulier, c'est avec cette méthode que nous avons obtenu l'échantillon 11, le seul ne présentant pas d'anomalie du courant critique, (voir paragraphe 4.2).

Nous aimerions souligner encore que ces inhomogénéités n'affectent pas la valeur de la résistance mesurée pour chaque nombre de PSC,

comme le montre l'accord expérimental avec l'équation 3.11.a). Nous voyons à cela la conjonction de deux raisons fondamentales. Dans tous les cas vérifiés par le modèle de Dwir et Deutscher (paragraphe 3.5), soit tous nos échantillons sauf l'échantillon 11, la région inhomogène est très courte. La contribution de la variation de libre parcours moyen est donc très faible à l'échelle du PSC ($2\Lambda_0 \sim 10^3 \%$). D'autre part, en accord avec Tinkham¹, le temps de relaxation τ_E va en T^{-3} (expérimentalement T^{-5} à T^{-6} , voir référence 2). Ainsi en première approximation les inhomogénéités n'affectent pas τ_E (A. Baratoff, référence 3). Nous pouvons donc utiliser nos résultats à "basse" température ($\tau_0 \ll \tau_E$ mais $\Delta \ll k_B T_C$) comme des mesures de temps de relaxation électron-phonon inélastique τ_E avec la relation $\tau_E = \Lambda_0^2 / D$ où $D = \frac{1}{3} v_F^2 \lambda$ est le coefficient de diffusion des électrons (~ 40 à $400 \text{ cm}^2 / \text{sec}$). Ici nous avons pris la vitesse de Fermi $v_F = 1.3 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$ et un libre parcours moyen déterminé expérimentalement par le rapport de résistance RRR, avec le produit⁵ $\rho \lambda = 4.9 \cdot 10^{-12} \Omega \text{cm}^2$ et la contribution à la résistivité à 300 K par les phonons⁶ $\rho_p(300) = 2.86 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$. L'effet du chauffage a été négligé du fait de l'absence d'évidence expérimentale (pas de hotspot jusqu'à $T_{\min} = 1.05 \text{ K}$, caractéristiques identiques de l'échantillon dans l'hélium ou sous vide).

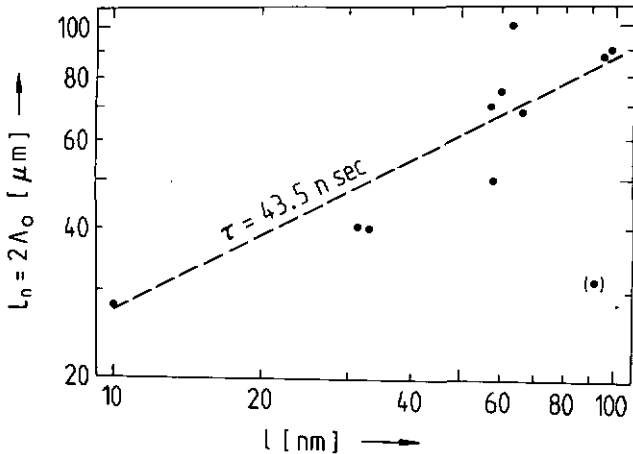


Fig. 30. La distance de diffusion Λ en fonction du libre parcours moyen λ pour les échantillons présentés au tableau 1.

TABLEAU 1

N°	L [μm]	w [μm]	d [nm]	RRR	$\rho(T_c)$ [μΩcm]	λ [nm]	θ [cm ² /sec]	λ_0 [μm]	T_c^{mf} [K]
1 (E)	340	2	150	2.5	5	10	43.3	14	1.314
2 (E)	110	3	75	3.5	1.13	43	186	20	1.222
3 (E)	110	2	75	2.8	1.57	31	135	20.2	1.228
4 (E)	110	2	130	4.43	0.70	60	260	37.5	1.244
5 (E)	110	3	130	4.82	0.74	66	286	33.9	1.272
6 (S)	330	3	300	6.7	0.50	98.4	426	45	1.246
7 (C+J)	106	2	400	6.28	0.53	91.6	397	15.7	1.145
8 (S)	106	3	100	4.36	0.84	58.3	252	25	1.247
9 (S)	106	3	100	4.84	0.735	67	247	35	1.222
10 (S)	106	3	400	4.64	0.776	63	273	50	1.202
11 (S)	106	3	400	6.5	0.514	95.4	413	43.6	1.203

E : fabrication par attaque chimique

S : fabrication par masque suspendu

C + J : échantillon avec 2 constrictionns et 18 électrodes

Le tableau 1 résume les paramètres caractéristiques des échantillons présentés. En figure 30 est présentée la distance de diffusion des quasiparticules en fonction du libre parcours moyen. D'après Tinkham⁷, le temps de relaxation inélastique τ_E peut être estimé (par excès) en utilisant la relation

$$\tau_E(T_C) = \frac{\tau_{\theta_D}}{8.4} \left(\frac{\theta_D}{T_C}\right)^3 = 43.5 \text{ nsec} \quad \text{équ. 4.1}$$

avec $T_C = 1.2^\circ\text{K}$, où τ_{θ_D} est le temps de relaxation élastique par des phonons à la température de Debye $\theta_D = 400^\circ\text{K}$ pour l'aluminium :

$$\tau_{\theta_D} = \frac{v_F}{v_F} \frac{300}{\theta_D} \quad \text{équ. 4.2}$$

Cette estimation est tout à fait compatible avec la valeur⁷ $\tau_E(T_C) = \tau/8.4 = 52 \text{ nsec}$ où τ est défini à la référence 7 (équ. 10). Avec $v_F = 1.3 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$, ce temps de relaxation caractérise une droite sur la figure 29. Tous nos échantillons présentés ici sont sans constriction volontaire ni électrode, sauf l'échantillon 6. Contrairement à Mooij et al.⁸, nous obtenons un très bon accord expérimental. La raison en est que les dimensions de leurs microponts sont beaucoup plus grandes par rapport à Λ_0 , soit $L = 2-3 \text{ mm}$. Par l'équation 3.11.a), même si l'effet d'inhomogénéité du courant critique est d'augmenter la longueur des premiers plateaux de résistance, les courants de nucléation pour différents PSC peuvent être très proches. D'autre part il n'a pas été tenu compte dans leur travail du terme en $\tanh L/2\lambda$, ce qui est justifié dans la limite de faibles densités de PSC. Ces différentes raisons sont certainement la cause de leurs résultats quatre fois plus élevés pour τ_E : en moyenne, leur premier plateau de résistance correspond à la nucléation de deux PSC.

4.2. Courant critique de champ moyen et déviation

Nous présentons en figure 31 le courant critique de champ moyen $I_C^{2/3}$ en fonction de la température pour l'échantillon 11 de la table 1. La droite en pointillé correspond à la valeur expérimentale

$I_c / (1-t)^{3/2} = 0.765 A$. Nous estimons la densité de courant critique de champ moyen avec l'aide de l'équation 3.3 :

$$J_c / (1-t)^{3/2} = 1.55 \frac{H_c(0)}{\lambda(0)} \left(\frac{\lambda}{\xi_0}\right)^{3/2} = 1.89 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2 \quad \text{éq. 3.3}$$

où les paramètres $H_c = 8 \cdot 10^3 \text{ A/m}$, $\lambda(0) = 16 \text{ nm}$, $\xi_0 = 1.6 \mu\text{m}$ sont les valeurs standard pour l'aluminium, et le libre parcours moyen est pour cet échantillon $\lambda = 95.4 \text{ nm}$ comme déterminé par le rapport de résistance $RRR = R(300 \text{ K})/R(2 \text{ K}) = 6.5$.

De manière à éviter des erreurs systématiques dues aux incertitudes sur des paramètres de transport tels que λ ou ρ ainsi que sur des facteurs géométriques tels que L , w ou d , nous définissons une section effective $S = \rho L/R_N = 4 \mu\text{m}^2$ ($R_N = R(2 \text{ K}) = 0.14 \Omega$) pour ce film, les autres valeurs étant données au tableau 1. La densité de courant critique expérimentale est alors :

$$I_c / S (1-t)^{3/2} = 1.91 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$$

Ici l'écart à la valeur théorique ($\sim 1 \%$) est moindre que la résolution de la mesure de I_c par exemple. De plus, les valeurs $H_c(0)$ et $\lambda(0)$ peuvent varier légèrement d'un échantillon à l'autre. Nous considérons donc la qualité de cet accord entre expérience et théorie comme fortuit.

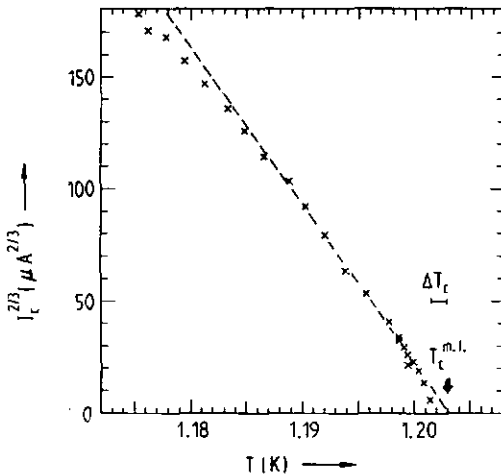


Fig. 31. Courant critique de l'échantillon 11 du tableau 1 et comportement de champ moyen.

Remarquons encore la légère dérive des valeurs de I_C mesurées à basse température. Cette dérive relève de l'imprécision de la qualification de la température (typiquement moins de 1 mK à 1.18 K, voir appendice 1). Plus intéressants sont les deux points de mesure les plus proches de la température critique correspondant à un courant critique réduit par les fluctuations. Dans ce domaine le critère de Ginzburg s'applique. En accord avec LAMH⁹ on peut déterminer¹⁰ une température équivalente des fluctuations

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar}{ek_B} \frac{(\Delta T_C)^{3/2}}{n} \cdot [I_C(T)/(\Delta T)^{3/2}] = 53 \text{ K}$$

$$n = 1n \left(\frac{\hbar^2 n^2 A^2}{4mk_B T_C} \right)$$

où on a pris $\Delta T_C = 1.5 \text{ mK}$, $n = 49$ ($n = 1.8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-3}$, $A = 4 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$)
 et $I_C(T) / (T)^{3/2} = 0.765 \text{ A/K}^{3/2}$ déterminé précédemment.

Nous avons également observé (comme un grand nombre d'expérimentalistes) qu'il est très difficile d'obtenir des échantillons en aluminium avec un comportement du courant critique aussi idéal. Nous verrons au prochain paragraphe que même ici une légère incertitude subsiste quant à l'homogénéité du micropont ($T_C(\lambda) > T_C^{\text{mf}}$). Néanmoins on trouve dans la littérature un échantillon avec un comportement analogue du courant critique reporté par Mooij et al.¹¹. Ce micropont avait été fabriqué par rayage mécanique avec un diamant. Cette méthode de production avait toujours été considérée comme plus propre que les techniques impliquant du photoresist à cause des attaques chimiques de l'échantillon (particulièrement le long des cristallites). Mais la méthode du masque suspendu évite tout contact direct avec le photoresist, révélateur, ou tout agent chimique pour réaliser la structure désirée. De plus, cette méthode évite également les contraintes mécaniques du rayage. Dans notre cas, la rareté de ce type d'observation est peut-être renforcée par l'état des substrats recyclés souvent et pendant des années (l'échantillon 11 a été réalisé sur un substrat fraîchement poli).

D'autre part, on ne peut éviter la naissance de grains dans le film.

Pour l'aluminium, chaque grain peut être isolé électriquement par une couche d'oxyde particulièrement résistante (Al_2O_3). Si la température critique d'un seul grain est inférieure à celle du micropont, des déviations importantes au courant critique de champ moyen peuvent être observées sous les hypothèses du modèle de Dwir et Deutscher (paragraphe 3.5). Un exemple d'application de ce modèle est présenté pour l'échantillon 9 à la figure 32. Ici, le courant critique de champ moyen est donné par la droite $I_c/(1-t)^{3/2} = 10^{-2}$ A extrapolant vers une température critique de champ moyen $T_c^{mf} = 1.222$ K. Avec une résistance à l'état normal $R_N = R_{(1.8 K)} = 2.96 \Omega$, la surface effective $S = 0.263 \mu m^2$ nous permet d'estimer le courant critique théorique : $I_c/(1-t)^{3/2} = J_c \cdot S/(1-t)^{3/2} = 3.85 \cdot 10^{-2}$ A. Ceci donne une largeur de grain de l'ordre de $w/4$, soit environ $0.8 \mu m$. Selon le modèle, sa température de transition est $T_{cg} = 1.220$ K et $\epsilon_{0g} = \epsilon_{0f} = 0.855 (\epsilon_0 \epsilon)^{1/2} \approx 1/3 \mu m$.

Au-dessus de cette température, les caractéristiques I-V deviennent arrondies par le bruit, et les croix sur la fig. 32 correspondent au point d'inflexion de la courbe I-V. Les mesures des caractéristiques I-V correspondantes sont présentées à la figure 33, où les croix sur les courbes sont ces points d'inflexion donnant le courant critique. Pour ce micropont nous pouvons interpréter l'inhomogénéité du grain comme zéro-dimensionnelle pour le micropont ($\epsilon_f(T) > \epsilon_f(T_{cg}) = 2.3 \mu m$ dans ce régime de température). On observe effectivement un courant critique linéaire en température avec $I_c R_N / \Delta T = 4.635 \mu V/K$ (figure 32, échelle de droite). De plus, ce modèle donne une température critique du micropont égale à celle déterminée par la divergence de Λ (voir paragraphe suivant). Ceci vaut pour tous nos échantillons où les conditions de mesure ont été réunies pour l'observation de cette propriété. Ici, nos meilleures conditions de stabilité en température ($\pm 20 \mu K$ dans le vide et $\sim \pm 40 \mu K$ dans l'hélium liquide) se sont révélées indispensables. De plus, la divergence est observée sur un même domaine de température, que l'échantillon soit sous vide ou sous hélium (entre autres échantillon 11).

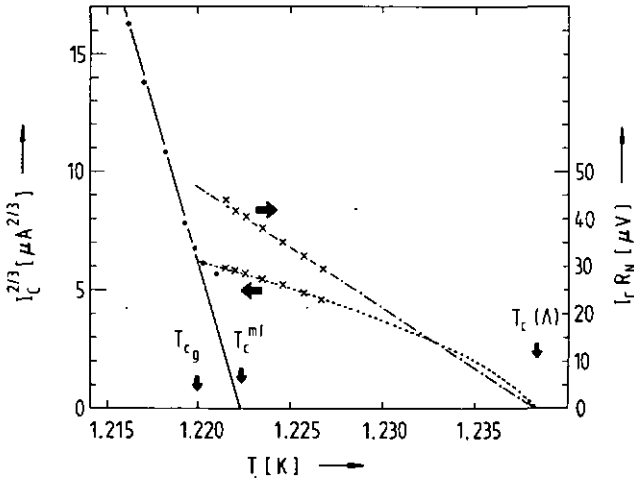


Fig. 32. Courant critique de champ moyen et déviation pour l'échantillon 9. Selon le modèle de Dwir et Deutscher, T_{cg} est la température critique de grain inférieure à T_c^{mf} la température critique de champ moyen. $T_c(\lambda)$ est la température critique donnée par la divergence de λ , coïncidant avec l'interprétation du grain comme zéro-dimensionnel pour le micropont. Le produit $I_c R_N$ correspondant est reporté sur l'échelle de droite (voir le texte).

$$\tau_0 = \tau_E + T_c - T = 7.4 \cdot 10^{-5} K \text{ avec } \tau_E = 7 \text{ nsec (divergence).}$$

A la figure 33 sont reportées les caractéristiques I-V correspondant au régime de température $T > T_{cg}$. Près de T_{cg} (caractéristiques marquées d'une croix), ce régime est caractérisé par un courant critique bien marqué, et la température est en-dessous du critère de Ginzburg. Ici, la résistance à courant nul est déjà appréciable et la tension observée correspond à la valeur moyenne de pulses correspondant à des sauts de phase relativement rares d'une valeur 2π et dont la probabilité varie avec la température. Le courant appliqué donne alors une orientation privilégiée à l'évolution de la phase. Dans ce régime, on peut évaluer par excès la température équivalente des fluctuations avec la théorie d'Ambegaokar et Halperin¹² (bien qu'elle ne soit strictement valable que pour un élément RSJ, soit un micropont court homogène par exemple). La résistance à courant nul mesurée nous donne alors la valeur $T_{max}^{A-H} = 100 \text{ K}$, soit environ un facteur 2 au

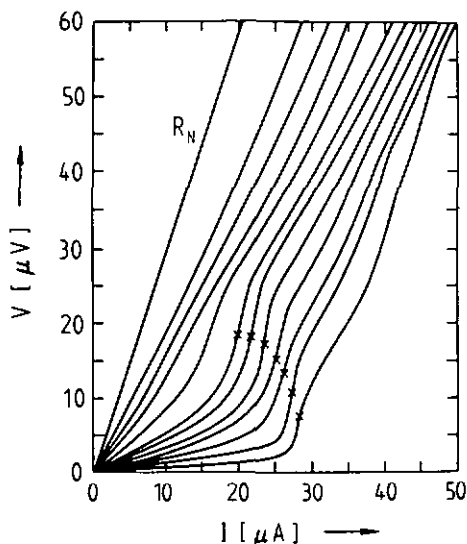


Fig. 33. Caractéristiques I-V de l'échantillon 9 dans le domaine de température $T_{c0} < T < T_c^*$. Les croix correspondent aux points de mesure reportés en figure 32. Quelques courbes à plus haute température sont également reportées.

dessus de T_{eff} . Ce dernier résultat pour T_{max}^{A-H} est valable pour tous nos échantillons et nous pensons que du bruit est injecté sur nos échantillons via les connexions électriques (fils de mesure I-V).

En revanche, quand le critère de Ginzburg est satisfait (énergie de condensation $\frac{\hbar I_c}{2e}$ inférieure à $k_B T_{eff}$), un régime différent s'installe où le micropont est constamment soumis à des fluctuations, à tel point qu'une théorie de champ moyen telle que Ginzburg-Landau perd son sens. On observe alors que la résistance à courant nul tend graduellement vers R_N . Il est ici très difficile de se faire une idée exacte de l'état dans lequel se trouve l'échantillon, hésitant constamment entre l'état normal et l'état supraconducteur. Dans ce sens, la situation physique est un peu similaire aux fluctuations liquide-

solide d'un gaz très près de son point critique.

Une différence essentielle existe néanmoins entre ces deux systèmes : pour nous ces fluctuations quasipermanentes du superfluide¹³ créent un branch imbalance qui se propage dans la ligne de transmission. Suivant Lemberger¹⁴ et en tenant compte du fait que les pulses de branch imbalance peuvent se propager dans les deux sens, on obtient la relation $R(I=0)/R_N = (R_{PSC}/R_N)^2$, relation vérifiée (figure 34) pour cet échantillon pour $1.229\text{K} < T < 1.234\text{K}$. Plus près encore de T_{cf} le concept de ligne de transmission perd certainement son sens.

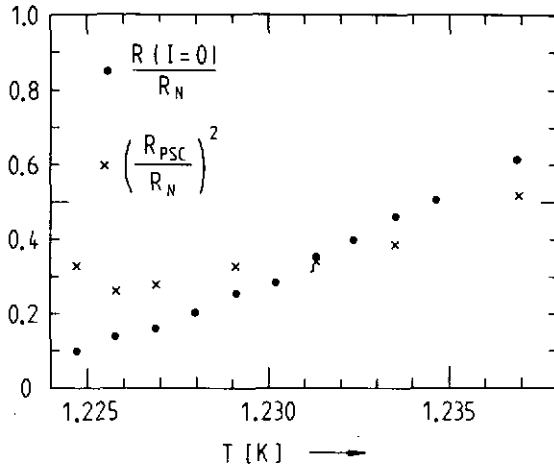


Fig. 34. Comparaison des grandeurs $R(I=0)/R_N$ et $(R_{PSC}/R_N)^2$ dans le domaine des fluctuations pour l'échantillon 9.

4.3. Divergence de la distance de diffusion des quasiparticules pour l'aluminium.

Nous présentons en figure 35 les mesures de résistance différentielle de l'échantillon 11 du tableau I dans le domaine de température où la divergence est observée. La mesure a été faite dans l'hélium superfluide. Ici, la différence de température entre deux courbes

est typiquement 0.1 mK. Un léger décalage en température absolue est observé par rapport à la mesure de courant critique (figure 30). Ceci résulte de la plus grande puissance d'alimentation du germistor utilisée pour une meilleure stabilisation de la température (ici ~20 μ K, voir appendice). La très faible augmentation de résistance différentielle provient de la longueur réduite du micropont ($L / \Lambda_0 = 2.4$). En effet, nous avons cherché à diminuer ainsi la probabilité de défaut.

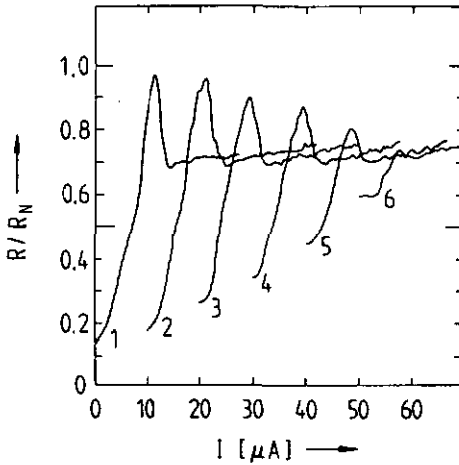


Fig. 35. Mesure de résistance différentielle de l'échantillon 11 du tableau 1 très près de la température critique. La courbe 6 est mesurée pratiquement à la température critique de champ moyen T_c . Les températures sont données graphiquement à la prochaine figure. (mesure sous hélium)

Sur cette figure, la courbe 6 représente notre mesure à la température la plus proche de T_c , avec un écart à T_c réduit $1-t = 2 \cdot 10^{-5}$, soit de l'ordre de notre précision de stabilisation. Ici on observe que la résistance après le courant critique R_{PSC} est encore loin de la résistance à l'état normal. On s'attend alors à observer $T_c(\Lambda) > T_c^{mf}$, ce que ne laissait pas supposer la mesure de courant critique. Un.

effet d'inhomogénéité est par contre clairement visible dans la transition résistive (voir paragraphe 4.4, figure 39). Remarquons que ce fait expérimental est également caractéristique de toutes les mesures de Kadin¹⁵ pour l'étain. On l'observe mieux sur la figure 36. Ici on présente la convergence de Λ^{-4} en fonction de la température (domaine d'observabilité ~ 0.6 mK, en accord avec l'estimation de t^* avec $\Lambda_{\text{eff}} = 3\Lambda_{\text{hf}}$, voir paragraphe 3.4.2. On observe ici $T_c(\Lambda) = 1.204$ mK soit environ 1 mK au-dessus de la température critique de champ moyen T_c^{mf} .

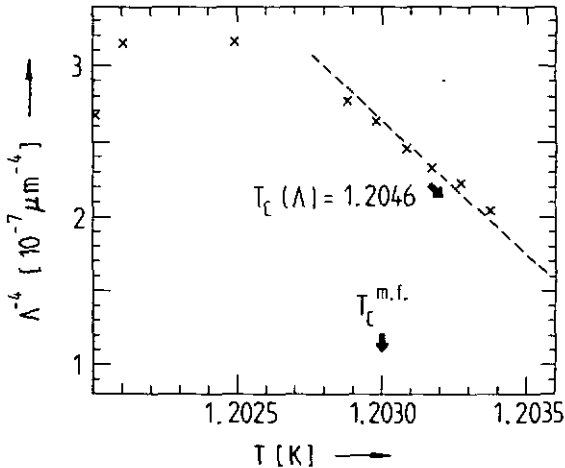


Fig. 36. Convergence de Λ^{-4} vers $T_c(\Lambda)$ pour l'échantillon II du tableau 1 correspondant aux mesures de la figure 34.

Cette mesure ainsi que celles de Kadin¹⁵ sur l'étain montre que Λ tend vers une valeur finie à $T = T_c^{\text{mf}}$. Ceci est possible dans la mesure où la température critique pour les quasiparticules est la valeur augmentée par les fluctuations.

D'autre part, à des températures relativement plus basses, nous observons également en accord avec Kadin¹⁵ une transition à $\Lambda_{\text{eff}} = \chi\Lambda_0$ pour $1-t > 2 \cdot 10^{-3}$, domaine où les régions intermédiaires du modèle de Baratoff dominent (voir paragraphe 3.4.2).

Tous ces résultats sur cet échantillon restent identiques que la mesure soit faite sous vide ou sous hélium. En effet, si près de T_c , la dissipation reste faible. Remarquons néanmoins que ce fait expérimental pourrait également être interprété en termes de température effective des électrons, éventuellement plus élevée que celle des phonons pour τ_E très grand. Dans l'absence d'évidence expérimentale pour ce phénomène, nous le négligeons ici.

Une information quantitative beaucoup plus importante est tirée de la figure 36. En effet, la pente $\Delta\Lambda^{-4}/\Delta T = (5.6 \cdot 10^3)^{-1} [\mu m^4 \cdot K]^{-1}$ est fonction du temps de relaxation inélastique électron-phonon dans le domaine de la divergence par la relation

$$\tau_E = \frac{\Lambda^2}{D} \cdot \frac{\pi_{\Delta}(T)}{4k_B T} = \frac{3}{v_F^2} \cdot \frac{\pi_{\Delta}(0)}{4k_B T_c} \cdot (\Delta\Lambda^4 \cdot \frac{\Delta T}{T_c})^{\frac{1}{2}}$$

où on utilisera la valeur de BCS $\frac{\pi_{\Delta}(0)}{4k_B T_c} = 2.412$.

Pour cet échantillon, ceci nous donne $\tau_E = 4$ nsec, soit un facteur 11 fois moindre que le temps de relaxation estimé à partir de Λ_0 mesuré à basse température. Ce comportement est représentatif de tous nos échantillons et le rapport γ entre les valeurs obtenues par la divergence et celles déterminées par Λ_0 à basse température est reporté dans le tableau 2. Il est intéressant de noter que ce rapport ne dépend pas dans une large mesure des coefficients de transport, et en particulier de ρ_{xx} , $\rho(4.2)$ et RRR, mais plutôt de leur variation possible le long du micropont. En effet, la taille du PSC varie dans le domaine de la divergence et de plus, nous avons observé sur l'échantillon 6 par exemple que la position de nucléation d'un PSC varie avec la température. Pour nos mesures sur l'aluminium, ce rapport est supérieur à 4 avec une valeur typique égale à 6. Mais du fait de la faible plage d'observation de la divergence, l'aluminium n'est pas un bon candidat pour observer cet effet. (Remarquons encore ici que des échantillons moins homogènes du point de vue du courant critique ont un domaine d'observabilité de la divergence plus grand¹⁶, et qu'alors le rapport γ tend à décroître). A l'heure actuelle, nous ne savons pas si ce terme est effectivement un effet de chauffage seulement^{16,17} ou si il est le reflet d'un effet microscopique intrinsèque (identification de γ avec x défini par $\Lambda_{eff} = x\Lambda_0$ pour $t < t^*$

TABLEAU 2

N ^o	RRR	λ [nm]	λ_0 [μm]	$\tau_E(\lambda_0)$ [nsec]	$\Delta\lambda^4 \Delta T$ [$\mu\text{m}^4 \text{K}$]	τ_E [nsec]	γ
8	4.36	58.3	25.	25.	$5.3 \cdot 10^3$	6.2	4
9	4.84	67.	35.	42.	$8.7 \cdot 10^3$	7.0	6
10	4.64	63.	50 *	91. *	$3.2 \cdot 10^4$	14.3 *	6.4
11	6.5	95.4	43.6	46.	$5.6 \cdot 10^3$	4.	11.3

*valable si on admet la nucléation d'un seul PSC pour le premier plateau de résistance (fin du paragraphe 4.3 et figure 38).

Comparons donc avec les mesures sur l'étain publiées par le groupe de Harvard. Kadin et al.¹⁵ trouvent un temps de relaxation inélastique moyen $\tau_E = 0.3$ nsec interprété à partir des mesures de divergence alors que Skocpol et al.¹⁹ donnent la valeur moyenne déterminée par $\lambda_0 : \tau_E = 0.8$ nsec. De plus, ces deux auteurs semblent avoir utilisé les mêmes coefficients de transport, sauf des vitesses de Fermi différentes, soit $v_F = 0.7 \cdot 10^8$ m/sec et $v_F = 10^8$ m/sec respectivement. Ici encore, toutes choses égales par ailleurs, on trouve des valeurs plus élevées dans le cas $\lambda_{\text{eff}} = \text{cte } \lambda_0$ que dans le cas $\lambda_{\text{eff}} = \lambda$, avec un rapport de valeurs moyennes $\gamma = 3.8$.

Pour une interprétation à partir d'un même échantillon, nous nous référons à la figure 5 de la référence 15 où on observe sur la plupart des courbes un coude marquant la température de changement de régime t^* . On peut vérifier que t^* a bien l'ordre de grandeur donné au paragraphe 3.4.2. Mais de plus, t^* varie avec le paramètre de pair-breaking τ_S , et ce en accord avec le facteur $(\tau_E/2T)^{\frac{1}{2}}$. Remarquons ici que si la divergence disparaissait à basse température pour des raisons de chauffage, l'observabilité en termes de température réduite serait moindre à basse température du fait de la dépendance en T^{-3} de la résistance thermique de Kapitza. A champ faible, on retrouve la valeur expérimentale $\gamma = 4$ pour cet échantillon d'étain.

Nous montrons encore à la figure 37 un autre résultat typique pour

$\Lambda_{\text{eff}}(t)$ dans l'aluminium. Il s'agit de l'échantillon 9 dont l'inhomogénéité du courant critique a déjà été établie au paragraphe précédent. Ici, la divergence est observée presque dès la température critique du grain T_{cg} , soit bien avant T_{cf} . Nous attribuons ce fait au pair-breaking supplémentaire à l'inhomogénéité en présence d'un courant supraconducteur. Ici aussi, nous observons un bon accord avec le modèle des lignes de transmission, séparé par une singularité du régime $\Lambda_{\text{eff}} = \text{cte } \Lambda_0$.

Remarquons que les modèles actuels (paragraphe 3.4.2) ne permettent pas de rendre compte d'une telle singularité. La réalité est certainement plus complexe. En particulier nous n'avons pas tenu compte des modes énergétiques développés dans le coeur du PSC. Or à température réduite inférieure à t^* , si $\Lambda_{\text{eff}} = \text{cte } \Lambda_0$ les oscillations de Q^* sont amorties à très faible distance du coeur²⁰. Ici on devrait encore évaluer le branch imbalance dû au couplage des modes énergétiques analogue à l'effet thermoélectrique. Clairement, le domaine de validité de ces modèles est dépassé.

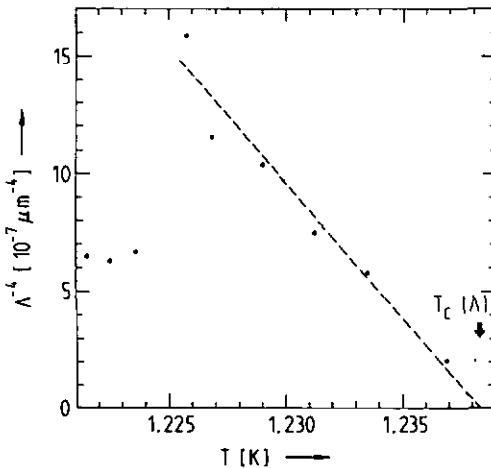


Fig. 37. Divergence de Λ pour l'échantillon 9 du tableau 1. Ici la température critique du grain est $T_{\text{cg}} = 1.220$ K, voir fig. 32.

Plus précisément, à l'aide de notre estimation qualitative, nous pensons que dans ce domaine de température les ondes de branch imbalance ne se propagent pas. A notre sens, ce régime est caractérisé par des oscillations de Q^* et du paramètre d'ordre (mode chargé) (en plus du mode énergétique) dans le coeur lui-même²⁰ et sur une distance de quelque $\xi(T)$. Ces oscillations sont couplées à une ligne de transmission en régime surcritique ($\tau_0 \ll \tau_c$), et ce par les régions intermédiaires du modèle de Baratoff²⁰.

Du côté expérimental, on observe dans ce régime des phénomènes étranges. En particulier apparaît à des courants supérieurs au courant critique une dénucléation spontanée du PSC. Ce phénomène est illustré par la mesure des caractéristiques du micropont 10 du tableau 1, où la température est variée très peu d'une courbe à l'autre avant l'apparition d' hystérèse du courant de nucléation (figure 38).

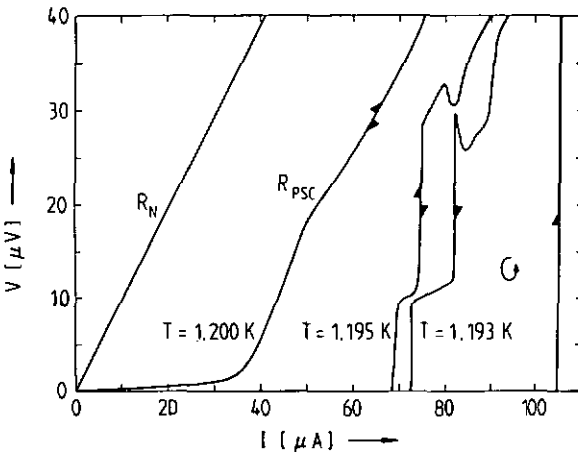


Fig. 38. Apparition de l'hystérèse de nucléation du PSC et singularité de la tension en fonction de la température.

Près de T_c où la divergence est observée et jusqu'à un peu moins de 1.2 K ($T_{c(\lambda)} = 1.253$ K), les caractéristiques I-V de cet élément montrent un premier plateau de résistance correspondant à la nucléation

d'un PSC avec $\lambda_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}$, ce qui donne un temps de relaxation inélastique relativement long $\tau_E = 90 \text{ nsec}$ (valeur maximum de la figure 30). Cette valeur élevée peut correspondre à la nucléation de plusieurs PSC à la fois à haute température, auquel cas la partie relativement linéaire de la caractéristique à plus bas courant refléterait la valeur moyenne dans le temps du nombre de PSC nucléé.

Mais à plus basse température cette valeur moyenne devient elle-même instable comme le montrent les caractéristiques à $T = 1.195 \text{ K}$ et $T = 1.193 \text{ K}$ (hystérétique). Dans notre cas, l'hystérèse se manifeste d'abord par la dénucléation du PSC à tension finie pour $I > I_c$. Cette dénucléation est progressive en température et apparaît pour $\omega\tau_0 < 1$. Nous n'avons pas d'explication de ce phénomène pour l'instant.

D'autre part, la première marche observée à basse température a une valeur de résistance faible pour un PSC ($R = 0.24 \Omega$) donnant pour cet échantillon $\lambda_{\text{eff}} = 13 \mu\text{m}$ et $\tau_E = 6 \text{ nsec}$. Dans ce cas la divergence observée vaut pour 3 PSC et le τ_E tiré de la pente de λ^{-4} est estimé à $\tau_E \approx 1.5 \text{ nsec}$.

Même si des temps de relaxation trop faibles peuvent à la rigueur être acceptés en assumant une contribution de spin flip τ_S , ceci n'explique pas la dénucléation d'un PSC.

4.4. La transition résistive

On sait que très près de T_c ($T > T_c$), la conductance d'un métal normal est augmentée par des fluctuations du paramètre d'ordre (paraconductivité). On trouvera une revue de cet effet à la référence 21).

Aslamazov et Larkin²² ont montré que de manière générale on peut décrire la conductivité dans le cas à 1 dimension par :

$$\sigma^{\text{AL}} = \frac{\pi}{16} \frac{e^2}{h} \frac{\xi(0)}{S} \epsilon^{-3/2}$$

où $\epsilon = (T - T_c)/T_c$ est la température réduite au-dessus de T_c . Ce résultat peut être retrouvé à partir de la fonction d'autocorrélation du courant et du théorème de fluctuation-dissipation. Cela revient

à considérer l'accélération des paires de Cooper induites par des fluctuations. Elles relaxent ensuite à l'état de quasiparticules, avant de repasser à l'état de paire par une nouvelle fluctuation. Ceci nous donne une nouvelle contribution indirecte à la conductivité. Au cas où cette contribution est purement thermique, on obtient dans le cas à une dimension l'expression corrigée par Maki et Thomson²³ :

$$\sigma^{MT} = \sigma^{AL} \cdot 4(\epsilon / \delta)^{\frac{1}{2}} [1 + (\epsilon / \delta)^{-1}]^{-1}$$

Cette contribution indirecte a des effets non négligeables pour $\epsilon / \delta \gg 1$. A partir d'une dérivation tenant compte au départ de tous les paramètres microscopiques, Patton²⁴ a montré la dépendance en température de δ :

$$\delta = \delta_0' + 10^{-5} R / \epsilon$$

où δ_0' est une constante, généralement de l'ordre de 10^{-3} . La conductivité observée dans le cas d'échantillons propres (whiskers,...) et dans un environnement non perturbant correspond parfaitement à cette description. Un exemple est l'échantillon présenté par Mooij¹¹.

En revanche, il n'en va pas de même pour nos échantillons. De plus, leur conductivité à courant nul dépend des perturbations extérieures. En effet nous avons observé sur nos échantillons que la caractéristique tend vers la résistance à l'état normal quand on le soumet à un niveau de bruit supplémentaire (filtres à température ambiante) et la transition est plus étalée en température[†]. De ce point de vue aussi notre meilleur échantillon est certainement de nouveau l'échantillon 11 présenté à la figure 39. En effet, on observe généralement dans les autres cas une série de structures dont l'une peut être corrélée avec $T_c(\lambda)$. Ici apparaît une seule structure peut-être corrélée avec $T_c(\lambda)$. Cette mesure a été réalisée dans un autre environnement par rapport aux autres échantillons (cage de Faraday et pot en plomb). L'échantillon a de plus été réalisé sur un substrat de saphir fraîchement poli. Néanmoins, et ce pour tous nos échantillons, l'égalité $R(T_c(I_{cf})) = R_N/2$ est vérifiée à quelques pourcents près.

[†] On a vu au § 4.2 que la température de bruit minimum appliquée à nos échantillons est de l'ordre de 50 K.

En résumé, nous ne pouvons pas nous prononcer définitivement en ce qui concerne la transition résistive pour nos échantillons, soit que nous observions une forme de bruit, soit qu'ils soient inhomogènes. L'observation de l'échantillon 11 laisse supposer que pour les autres échantillons, il s'agirait d'une combinaison des deux effets.

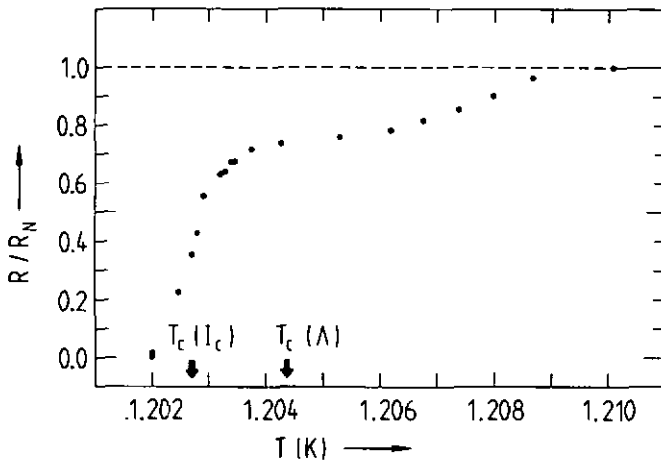


Fig. 39. La transition résistive de l'échantillon 11.

4.5. Conclusion de nos observations.

Malgré le caractère délicat de telles mesures, nous pouvons tirer la conclusion générale suivante de nos observations.

Nous avons établi un critère pour déterminer le domaine de température où s'applique le concept de ligne de transmission. Nous avons trouvé que ce critère correspond bien à la plage où la divergence est observée dans le cas d'un échantillon homogène. En revanche, cette plage semble plus étendue dans le cas d'échantillons inhomogènes en accord avec les observations d'autres auteurs¹⁵. Ce fait reste incompris, et devrait être expliqué par un modèle du coeur compatible avec les

caractéristiques I-V pour $t < t^*$. Dans ce régime, des similitudes sont observées entre les comportements de l'étain et de l'aluminium.

D'autre part, à l'aide de ce critère et de nos observations, nous pouvons conclure que l'aluminium n'est pas un bon candidat pour une expérience de couplage dynamique à la fréquence de Josephson. En particulier une expérience de synchronisation entre PSC via la ligne de transmission telle que nous l'avions envisagée (voir les échantillons du chapitre II) s'avère utopique pour l'aluminium. Le fait que ce critère décrive correctement le domaine de divergence et ce, même en présence d'un paramètre de pair-breaking additionnel, suggère au contraire que ce type de couplage dynamique entre éléments de Josephson est favorisé par un temps de relaxation net faible (respectivement $\tau_E/2\Gamma$ petit).

Des mesures sur le plomb (éventuellement avec un paramètre de pair-breaking additionnel) devraient permettre de tester ce concept. Rappelons que jusqu'ici, faute de critère semi-phénoménologique simple, l'inverse était généralement considéré comme vrai. En effet, de grands temps de relaxation donnent de grands Λ , ce qui rend la réalisation des échantillons plus facile. D'autre part, la condition de haute fréquence $\omega\tau \gg 1$ est alors généralement satisfaite. Nous pensons donc qu'il n'en est rien et que, une fois de plus, la solution est dans la miniaturisation.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- 1) M. Tinkham, Phys. Rev. B6, 1747 (1972)
- 2) C. C. Chi et J. Clarke, Phys. Rev. B19, 4495 (1979)
- 3) A. Baratoff, comm. privée
- 4) Cette valeur est calculée à partir de la vitesse de Fermi des électrons libres pour l'aluminium divisée par la masse effective réduite m^*/m (C. Kittel, "Introduction à la physique de l'état

solide", éd. Junod (3e éd.) (1972)

- 5) G. Brändli et J. L. Olsen, Mater. Sci. Eng. 4, 61 (1969)
- 6) F. R. Fickett, Cryogenics 11, 349 (1971)
- 7) $\tau = Z_1(0)h/2 b(kT_c)^3$ où b est défini par $\alpha^2(\Omega) F(\Omega) = b\Omega^2$.
approximation valable pour Ω pas trop grand (phonons "mous") et $Z_1(0)$ est la partie réelle du paramètre de renormalisation Z pris à énergie nulle (gap petit par rapport à l'énergie des phonons) voir relation 10 de :
S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey et D. S. Scalapino, Phys. Rev. 814, 4854 (1976)
- 8) T. M. Klapwijk et J. E. Mooij, Phys. Letts. 57A, 97 (1976)
- 9) J. S. Langer et V. Ambegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967) et D. E. McCumber et B. I. Halperin, Phys. Rev. 81, 1054 (1970)
- 10) W. W. Webb et R. J. Warburton, Phys. Rev. Lett. 20, 461 (1968)
- 11) J. E. Mooij, N. Lambert et T. M. Klapwijk, Sol. State Comm. 36, 585 (1980)
- 12) V. Ambegaokar et B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. 22, 1364 (1969)
- 13) A. Baratoff, comm. privée
- 14) Remarquons que la dérivation de Lemberger fait appel au théorème de Nyquist strictement valable pour un bruit thermique. Dans notre cas, ceci conduit à deux hypothèses : soit le bruit est bien extérieur et dans ce cas la dérivation de Lemberger a un sens plus général, soit ce bruit est un phénomène intrinsèque près de T_c , auquel cas une transition résistive abrupte ne serait pas observée sous ces conditions (T. Lemberger, LT 16, Physica 107 8 + C, 163 (1981))
- 15) A. M. Kadin, W. J. Skocpol et M. Tinkam, J. Low Temp. Phys. 33, 481 (1978); comparer spécialement avec la figure 9 p. 501.
- 16) Ici, comparer encore avec les deux échantillons de M. Stuivinga, J. E. Mooij et T. M. Klapwijk, LT 16, Physica 107 8 + C, 1023 (1981) : l'observabilité de la divergence est respectivement $1 - t^* = 5 \cdot 10^{-3}$ et 10^{-2} . En accord avec nos observations sur des échantillons inhomogènes nous pensons que ceci est dû à un effet de pair-breaking additionnel ($\tau_E = 1.6$ nsec) et à l'effet de la constriction sur le PSC.

- 17) M. Stuivinga, Thesis, Delft (1983)
- 18) A. Baratoff, comm. privée
- 19) W. J. Skocpol, M. R. Beasley et M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 16, 145 (1974)
- 20) A. Baratoff, Phys. Rev. Letts. 48, 434 (1982)
- 21) W. J. Skocpol et M. Tinkham, Rep. Prog. Phys. 38, 1049 (1975)
- 22) L. G. Aslamazov et A. I. Larkin, Phys. Letts. 26A, 238 (1968)
- 23) K. Maki, Prog. Theor. Phys. 39, 897 (1968)
R. S. Thomson, Phys. Rev. 81, 327, (1970); Physica 55, 296 (1971)
- 24) B. R. Patton, Phys. Rev. Letts. 27, 1273 (1971); LT 13, Boulder 1972 vol. III, éd. W. S. O'Sullivan (N. Y. Plenum Press) pp. 642-8

Chapitre V EFFET DE JOSEPHSON DANS DES MICROPONTS A
EFFET DE PROXIMITE : CONCEPTS ET THEORIE

5.1.0. Introduction.

Parmi les éléments de Josephson à très haute fréquence de travail ($\nu_c = 2eI_c R_N / h = 500 \text{ GHz} - 2 \text{ THz}$) on trouve essentiellement jusqu'à présent les jonctions à haute densité de courant critique et faible capacité¹ et les microponts courts². Quoique ces derniers éléments soient en principe plus prometteurs, leur physique compliquée par la présence des phénomènes liés à la supraconductivité hors équilibre rend l'interprétation de leurs résultats plus lente et plus difficile. Nous verrons que certains des inconvénients liés à ces propriétés peuvent être palliés par l'utilisation de microponts à effet de proximité, sans sacrifier les propriétés haute fréquence de l'élément de Josephson.

Pour un élément de Josephson, la limite de fréquence maximum est principalement la valeur du gap supraconducteur dans les plages à l'équilibre environnant le micropont; en pratique cela veut dire que les conditions de température et d'équilibre doivent être maintenues telles que la région perturbée soit confinée à une distance suffisamment petite par rapport à la distance de cohérence supraconductrice $\xi(T)$ dans le micropont. Ceci représente l'attrait principal des microponts courts d'épaisseur variable³. A ces conditions les propriétés haute fréquence du micropont ne dépendent plus au premier ordre du matériau choisi pour le micropont lui-même. En particulier, et pourvu que les conditions aux limites aux extrémités du micropont soient les bonnes, on peut utiliser un matériau normal pour le micropont où la supraconductivité est induite par l'effet de proximité. Cette configuration confère quelques avantages aux microponts homogènes, avantages décrits dans ce chapitre et dont les observations correspondantes seront reportées au chapitre suivant.

On peut résumer ces avantages potentiels comme suit :

i) En utilisant l'effet de proximité sur des microponts suffisamment courts ($L/\xi_N(T_c) \leq 3$) on observe essentiellement des comportements

haute fréquence comparables à ceux des microponts courts homogènes.

ii) L'effet de proximité réduit l'anharmonicité de la relation courant-phase $J_S(\phi)^4$. Ceci réduit les effets de l'inductance cinétique du superfluide⁵ et supprime une des causes de l'hystérèse du courant critique.

iii) Nous montrerons qu'en agissant sur la géométrie du micropont, en jouant sur l'effet de taille, on peut augmenter à la fois la résistance de l'échantillon R_N et le produit $I_C R_N$ (voir paragraphe 5.2).

iv) Le couplage des plages supraconductrices au métal normal est profondément affecté par les conditions aux limites pour la fonction d'onde supraconductrice, et nous montrons qu'on peut modifier ces conditions aux limites en changeant la géométrie aux extrémités du micropont.

Mais l'avantage iii) a ses limites naturelles. On le voit facilement si l'on considère la distance de cohérence dans le métal normal :

$$\xi_N(T) = (\hbar D_N / 2\pi k_B T)^{1/2} \quad \text{équ. 5.1}$$

avec $D_N = v_{FN} \ell_N / 3$ où v_{FN} est la vitesse de Fermi, ℓ_N le libre parcours moyen électronique effectif (pour nous déterminé par l'effet de taille) et N indice le métal normal du micropont. Le couplage de Josephson à basse température étant donné par la longueur réduite du micropont normal $L / \xi_N(T_C)$ (modulo les conditions aux limites), il s'agit de pouvoir réaliser $L / \xi_N(T_C) < 3$ où d_N est l'épaisseur du métal normal. Inversement, en pratique, de manière à pouvoir observer le comportement à $L / \xi_N(T_C) = 1$ avec une microlithographie de résolution $0.2 \mu\text{m}$, il faut donc garder une épaisseur de métal normal d_N suffisante. Il est alors aisé d'observer un découplage progressif par des fluctuations du paramètre d'ordre en augmentant cette longueur.

5.1.1 Le courant critique de Ginzburg-Landau

Dans l'état stationnaire au-dessous du courant critique, on peut, au moins près de la température de transition, utiliser la théorie de Ginzburg-Landau. Ici, l'état supraconducteur est caractérisé par un paramètre d'ordre $\Delta(x) = |\Delta| e^{iX}$ supposé d'amplitude faible ($|\Delta| \ll k_B T_C$) et proportionnel à la fonction d'onde supraconductrice ψ .

L'énergie libre du supraconducteur peut être développée en puissance du paramètre d'ordre. On néglige le terme en f^3 (approximation des hautes températures $|\Delta| \ll k_{B T_C}$) :

$$\xi_N^2 \nabla^2 f - f = 0 \quad \text{avec} \quad f = \Psi / \Psi_\infty = \Delta / \Delta_\infty \quad \text{équ. 5.2}$$

Dans cette approximation on a choisi une jauge telle que le potentiel vecteur $\vec{A} = 0$, valable dans la mesure où la densité de courant est uniforme ($S_N \ll \lambda^2$ où S_N est la section du filament N et λ la profondeur de pénétration). Une équation similaire est valable dans le métal supraconducteur.

Nous aurons également besoin de l'équation de la densité de courant supraconducteur qui dans les conditions ci-dessus vaut :

$$\vec{J}_S = (eN/2mi) (\Psi^* \vec{\nabla} \Psi - \Psi \vec{\nabla} \Psi^*) \quad \text{équ. 5.3}$$

Maintenant l'évaluation du courant supraconducteur total dépend encore des conditions aux limites. Le calcul le plus simple revient à poser $\Delta = \Delta_\infty(T)$ à chaque interface SN et de supposer le potentiel des paires continu même à l'interface (conditions aux limites rigides). On obtient alors le couplage maximum possible des deux régions supraconductrices par le micropont de longueur donnée L :

$$e I_{C N} R_N = \frac{2}{\pi} \frac{L}{\xi_N(T)} \frac{|\Delta_\infty(T)|^2}{k_{B T_C}} \frac{1}{\sinh(L/\xi_N(T))} \quad \text{équ. 5.4}$$

Ici tous les paramètres de transport du métal normal sauf le libre parcours moyen λ_N sont contenus dans R_N (ceux du métal supraconducteur sont négligés, voir les conditions aux limites). Ceci démontre que dans ces approximations au moins, le produit $I_{C N} R_N$ ne dépend pas d'autres paramètres que du libre parcours moyen via la longueur réduite $\epsilon(T) = L/\xi_N(T) = (L/\xi_N(T_C)) \cdot t^{-1/2}$ (où $t = T/T_C$) par l'équation 5.1. En particulier, dans la limite des petits $\epsilon(T) (L \ll \xi_N(T_C))$ on obtient la valeur de $I_{C N} R_N$ maximum prédite par Kulik et Omel'yanchuk⁶ :

$$e I_{C N} R_N = 2 \Delta^2 / \pi k_{B T_C} \quad \text{équ. 5.4 bis}$$

correspondant à 635 $\mu V/K$ près de T_C (valeur BCS).

Une autre limite est intéressante à évaluer, c'est le cas inverse où la longueur réduite est grande ($L > \xi(T)$) et dans le régime de Ginzburg-Landau. Alors $\sinh^{-1}(L/\xi(T)) = 2e^{-L/\xi_N(T)}$: ici le comportement en exponentielle négative est typique du processus de diffusion des paires de Cooper dans un micropont normal long. Nous retrouverons

cette caractéristique dans le modèle de Likharev-Usadel (voir paragraphe 5.1.2) où les mêmes conditions aux limites sont assumées. Ce résultat permet de "visualiser" l'amplitude de condensation des paires le long du micropont de la manière suivante : alors qu'elle est maintenue constante jusqu'à l'interface SN, elle chute ensuite exponentiellement dans le micropont normal (voir figure 40) sur une distance caractéristique $\xi_N(T)$.

De plus, une comparaison avec les résultats dans le régime Ginzburg-Landau donnés par la théorie de Usadel-Likharev (voir équ. 5.8) montre qu'il faut évaluer les contributions des n-pôles donnant les n-fréquences harmoniques de la fréquence de Matsubara. Alors une extrapolation à basse température de l'équation 5.4 donne pour $L \ll \xi_N(T)$:

$$\lim_{T \rightarrow 0} eI_c R_N = 2\Delta(0) \quad \text{équ. 5.4 ter}$$

compte tenu de la généralisation de Gennes-Maki⁶ de la théorie de Ginzburg-Landau à basse température :

$$\lim_{T \rightarrow 0} 1/(k_B T_c f(0)) = 8/(\pi\Delta(0))$$

Ce résultat 5.4 ter reste indépendant de la longueur effective du micropont du fait de l'approximation de Ginzburg-Landau. En ce sens, elle n'est pas très réaliste. Par contre, sa signification est claire: le maximum de l'énergie de couplage dans une jonction SNS est l'énergie de condensation des paires. Nous verrons que la non-linéarité des équations d'Usadel rétablit la dépendance en $\xi_N(T_c)$ à température nulle comme le veut le sens physique.

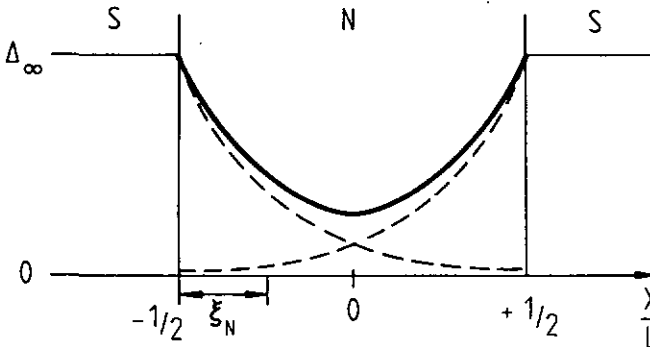


Fig. 40. Potentiel des paires pour les conditions aux limites rigides (micropont SNS long, fréquence fondamentale de Matsubara).

5.1.2 Equations d'Usadel et modèle de Likharev.

Les équations d'Usadel⁷ sont une simplification dans la limite sale ($\xi_N \ll \xi_N(T)$) des équations d'Eilenberger valables pour un supraconducteur BCS (couplage électron-phonon faible). Elles sont une généralisation de la théorie de Gennes-Maki⁶ valable également à basse température pour des supraconducteurs dans la limite sale et pour des valeurs arbitraires du paramètre d'ordre. Dans le métal normal, elles peuvent être décrites par une expression du type équation de diffusion à une dimension ($\vec{A} = 0$) :

$$2 F_n - D_N \frac{d}{dx'} (G_n dF_n/dx' - F_n dG_n/dx') = 0 \quad \text{équ. 5.5}$$

où on a posé que le gap est nul dans le métal normal, c'est-à-dire que les paires qu'on y trouve n'y sont dues qu'à l'effet de proximité (pas de fluctuations au-dessus de $T_{cN} = 0$). Dans cette expression, D_N est le coefficient de diffusion et x' est une coordonnée réduite $x' = x/\xi_N(T)$. $G_n = (1 - F_n F_n^*)^{1/2}$ où F_n est la n-ième composante de l'amplitude de condensation des paires correspondant à la n-ième harmonique de la fréquence de Matsubara définie par $\hbar\omega = (2n+1)\pi k_B T$.

En définissant $F_n = \sin\theta e^{ix}$ où x est la phase de la fonction d'onde et θ détermine l'amplitude de F_n en fonction de x' , on a $G_n = \cos\theta$. Alors en utilisant l'équation du courant il vient :

$$I_s(\phi)R_N = (2\pi k_B T/e) L \sum_{\omega>0} \text{Im}(F_n^* dF_n/dx') = (2\pi k_B T/e) \sum_{n>0} j_n \xi(T) \quad \text{équ. 5.6}$$

où le facteur 2 provient du fait qu'on n'a considéré que les ω positifs et $j_n = \sin^2\theta d\theta/dx'$, $\xi(T) = L/\xi_N(T)$.

Il reste maintenant à identifier $\xi(T)$ et la différence de phase ϕ en termes de θ et j_n :

$$\begin{aligned} \xi(T) &= L/\xi_N(T) = 2 \int_0^{L/2\xi_N(T)} dx = 2 \int_{\theta}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta'} \\ \phi &= 2 \int_0^{L/2\xi_N(T)} x dx = 2j_n \int_0^{L/2\xi_N(T)} \frac{dx}{\sin^2\theta} = 2j_n \int_{\theta}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta' \sin^2\theta} \end{aligned} \quad \text{équ. 5.7}$$

$$\text{où } \theta' = d\theta/dx = [j_n^2 (\sin^{-2}\theta_0 - \sin^{-2}\theta) + 2(2n+1)(\cos\theta_0 - \cos\theta)]^{\frac{1}{2}}.$$

Dans ces nouvelles expressions intégrales les bornes $\theta_B = \text{arc tg } (\Delta/\hbar\omega)$ et θ_0 sont respectivement la valeur à l'équilibre (conditions aux limites rigides) et la valeur minimum au centre du pont de l'amplitude de F_n .

On peut donc évaluer $I_{C R_N} = \max I_S(\phi) R_N$ par l'équation 5.6, compte tenu des équations 5.7. Les variables indépendantes sont $x(T)$ et θ_B , et les variables dépendantes θ_0 , ϕ et j_n . Le calcul numérique direct est rendu difficile du fait de la divergence des termes $1/\theta'$ et $1/\theta' \sin^2\theta$ pour $\theta \rightarrow \theta_0$, ce qui correspond à des jonctions courtes à basse température. Nous montrons aux figures 41 et 42 des exemples de ces fonctions.

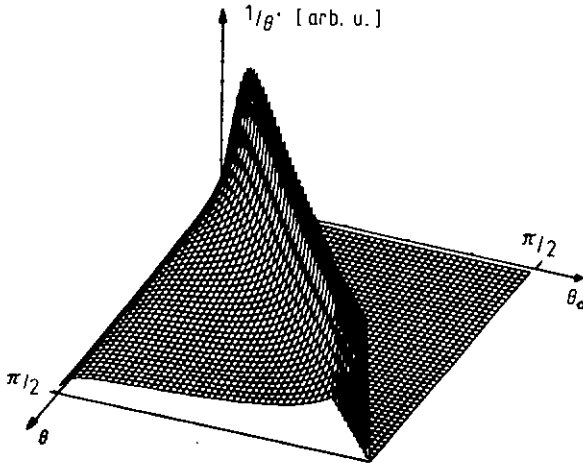


Fig. 41. Fonction $1/\theta'$ pour $j_n = 0,1$ et $n = 0$. θ est défini supérieur à θ_0 . L'intégrale donnant x est faite de θ_0 à $\theta_B < \pi/2$. Sauf pour des longueurs réduites très grandes où θ_0 est petit, l'intégrale est principalement donnée par la contribution de la divergence.

Mais dans certains cas un résultat analytique peut être obtenu. En particulier on peut faire la connection avec le paragraphe précédent en remarquant que près de T_C où $\Delta \ll k_B T_C$ on a $\theta_0 < \theta < \theta_B \ll \pi/2$ et les termes en $\cos\theta$ peuvent être négligés dans l'expression de θ' . Les équations 5.7 peuvent alors être intégrées et on trouve, en accord

avec Likharev⁹, une relation courant-phase sinusoidale et l'équation du courant critique :

$$eI_{cN} R_N = \frac{\pi}{4} \frac{\Delta^2(T)}{k_B T_c} \sum_{n>0} \frac{8}{\pi^2} (2n+1)^{-2} \frac{\varepsilon (2n+1)^{\frac{1}{2}}}{\sinh(\varepsilon(2n+1)^{\frac{1}{2}})} \quad \text{éq. 5.8}$$

qui tend vers $\pi \Delta^2(T) / 4k_B T$ pour $\varepsilon \rightarrow 0$ en accord avec le résultat d'Aslamazov et Larkin¹⁰. Dans le régime de Ginzburg-Landau, l'équation 5.4 est une approximation de ce résultat général avec la fréquence fondamentale seulement ($n = 0$). Nous reproduisons à la figure 43 les courbes publiées par Likharev⁹ des résultats $I_{cN} R_N$ pour les conditions aux limites rigides.

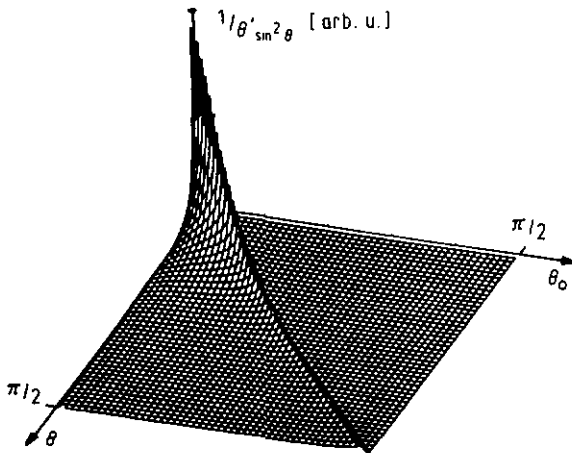


Fig. 42. Fonction $1/\theta \sin^2 \theta$ pour les mêmes paramètres que la fig. 41. Ici l'effet de la divergence se fait sentir pour $\varepsilon(T)$ faible, l'intégrale dans les autres cas donnant $\phi' = \pi/2$ pour $I = I_c$.

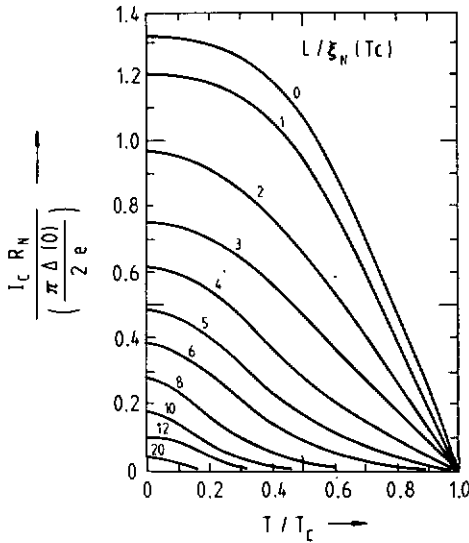


Fig. 43. Dépendance de $I_C R_N$ en température et en longueur $\ell(T_C)$ réduite à T_C des microponts SNS dans le modèle des conditions aux limites rigides (d'après Likharev).

5.1.3. Les conditions aux limites.

Nous abordons maintenant l'important problème des conditions aux limites du micropont de métal normal. En effet, celles-ci déterminent, dans une mesure comparable à l'effet de la longueur réduite, le comportement de $I_C R_N$. On l'a vu, la théorie simplifiée des conditions aux limites rigides ne fait pas intervenir d'imperfections de surface créant une discontinuité du paramètre d'ordre à l'interface SN due à des variations de la densité d'états, des coefficients de diffusion par exemple, ou aux propriétés de transmission du contact SN. De plus, même dans le cas d'absence d'imperfections de ce type, elle ne tient pas compte de la chute du paramètre d'ordre dans le métal supraconducteur induite par l'effet de proximité. Suivant Van Dover et al.¹¹, nous allons d'abord décrire le comportement d'un micropont SNS dans le cas général où ces deux effets sont pris en considération.

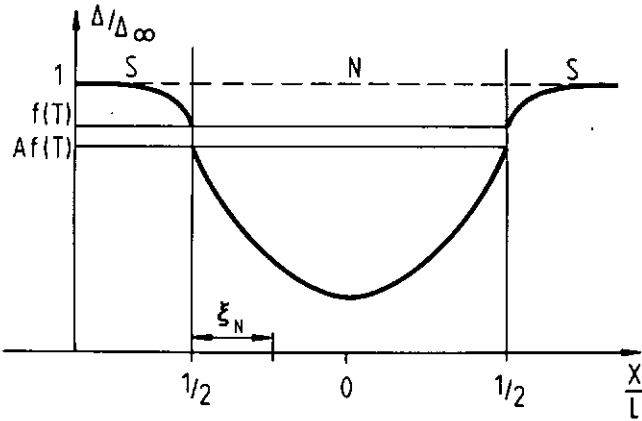


Fig. 44. Conditions aux limites, cas général : $\psi_N(L/2)/\psi_\infty = Af(T)$ par opposition aux conditions aux limites rigides $\psi_N(L/2) = \psi_\infty$.

On verra en particulier que toute réduction du potentiel des paires à l'interface côté métal normal se traduit par une réduction du couplage I_{cN} , mais que sous certaines conditions que nous avons créées expérimentalement (voir chapitre 6) nous avons pu rendre cet effet négligeable.

i) La géométrie du métal normal est celle du supraconducteur plus le micropont, en réalisation coplanaire.

Suivant Van Dover et al.¹¹, nous remplaçons F par F_N et la situation physique décrite à la figure 44 se traduit par l'équation :

$$F_N(L/2) = A F_\infty f(T) \quad \text{équ. 5.9}$$

où $A = F_N/F_S |_{S \leq 1}$ et $f(T) = \psi_S/\psi_\infty = F_S/F_\infty \leq 1$ est le facteur de réduction du gap dans le métal supraconducteur à l'interface par rapport à la valeur non perturbée par l'effet de proximité. Nous obtenons alors une équation de la forme :

$$I_{cN} = I_{cN \text{ rigide}} A^2 f^2(T) \quad \text{équ. 5.10}$$

où $f(T)$ dépend non seulement des coefficients de transport, mais également de la géométrie de l'échantillon.

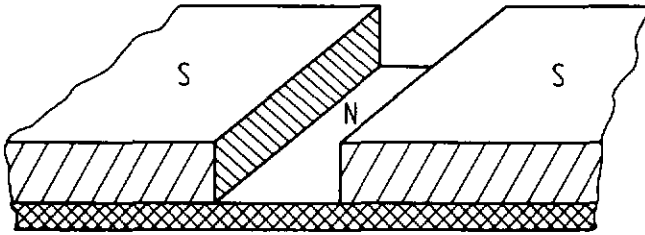


Fig. 45. Géométrie coplanaire conventionnelle.

Dans le régime Ginzburg-Landau, la fonction $f(T)$ peut être calculée à partir des conditions aux limites de de Gennes¹² $\left. \frac{d\Delta_S}{dx} \right|_{NS} = \frac{\Delta_S}{b} \Big|_{NS}$ où b est la longueur d'extrapolation dans un métal normal. En résolvant les équations de Ginzburg-Landau dans S sous cette condition aux limites et en assumant $d_S \gg \xi_S$ on obtient :

$$f(T) = [1 + x^2(T)/2]^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}x \quad \text{éq. 5.11}$$

où $x(T) = \xi_S/b$.

Dans le cas d'une barrière SN idéale entre deux métaux dans la limite sale, la condition de continuité de $\rho^{-1}F^{-1} \frac{dF}{dx}$ (car F/N et $0 \frac{dF}{dx}$ sont continues) nous obtenons¹² $b = (\rho_N \xi_N / \rho_S \xi_S) / \tanh(d_N / \xi_S)$. Le facteur $\rho_N \xi_N / \rho_S \xi_S \equiv \gamma$ est défini plusieurs fois dans la littérature. Manifestement la fonction $f(T) \rightarrow 0$ pour $t \rightarrow 1$ et vers 1 pour $t \rightarrow 0$. Ici, l'épaisseur normalisée de métal normal d_N / ξ_N n'a que peu d'effet, elle renforce l'effet de courbure de $I_{cR_N}^T$ à température intermédiaire ($\frac{T}{T_c} \sim 0.7-0.8$) pour $d_N / \xi_N(T)$ petit.

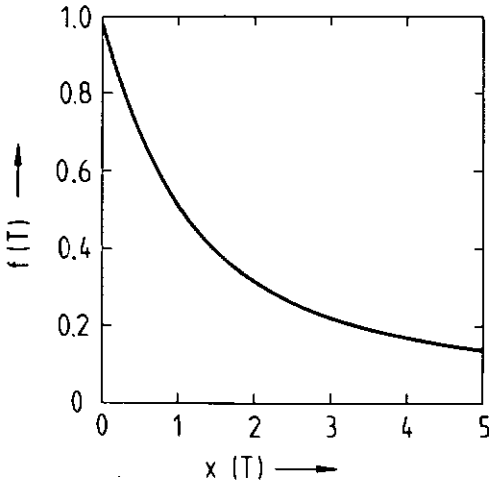


Fig. 46. La fonction $f(T)$ en fonction de $x(T)$ (éq. 5.11)

ii) Le métal normal est un micropont étroit pénétrant sous le supraconducteur, en géométrie coplanaire

Dans le cas inverse d'un micropont de métal normal extrêmement fin, la perturbation du potentiel des paires par l'effet de proximité est fortement réduite par rapport à la situation précédente¹⁴. Quand le volume V_N de métal normal est négligeable par rapport au volume du métal supraconducteur V_S d'où proviennent les paires (pour nous la partie des plages supraconductrices à une distance ϵ_S), la variation d'énergie de condensation $\delta\Delta$ à l'interface coûte une énergie libre $\delta F_S \sim V_S$ bien plus élevée que la même déviation dans un micropont supraconducteur de même volume que V_N : $\delta F \sim V_N$. On s'attend alors pour la géométrie de la figure 47 où les réservoirs de paires de Cooper ont une contribution significative au volume V_S à un rapport de volume de la forme : $V_S/V_N = \frac{w_N + 2\epsilon_S}{w_N} \cdot \frac{\epsilon_S}{d_N}$ dans notre cas où $\epsilon_S \ll d_S$ et $d_N \ll \epsilon_N$.

Remarquons encore que le terme correcteur ϵ_S/d_N est déjà inclus dans

la fonction $f(T)$ qui décrit la variation du gap à l'interface SN pour une largeur de jonction infinie. Cette considération nous donne un terme correcteur additionnel pour des largeurs de micropont finies :

$$g(T) = (w_N + 2\epsilon_S) / w_N \quad \text{éq. 5.13}$$

Comme observé jusqu'à présent, ce terme ne contribue pas dans le cas de grandes largeurs de micropont normal par rapport à ϵ_S :

$$w_N \gg 2\epsilon_S \rightarrow g(T) = 1.$$

En revanche, et dans la limite inverse de microponts très fins où l'inégalité suivante est satisfaite : $w_N \ll \epsilon_S$, on obtient $g(T) = 2\epsilon_S / w_N$

Cette condition est réalisable pour des supraconducteurs pas trop sales avec $\epsilon_S \approx \epsilon_{0S}$ et de T_C pas trop élevé car alors ϵ_S est suffisamment grand : $w_N = 2\epsilon_S(T)$ avec $\epsilon_{0S} = 0.18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_C}$ et $\epsilon_S(T) = 0.74 \epsilon_{0S} (1-t)^{1/2}$.

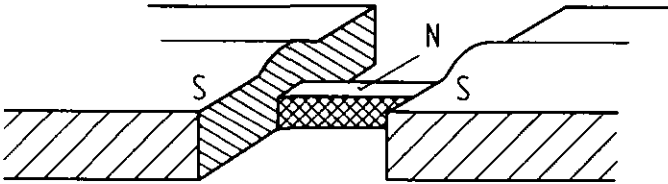


Fig. 47. Géométrie coplanaire modifiée.

A notre avis, c'est la raison pour laquelle cet effet n'avait encore jamais été observé. En revanche, pour le plomb et dans une limite suffisamment propre où $\epsilon_S \approx \epsilon_{0S}$ ce nouveau comportement est déjà observé pour des largeurs $w_N = 0.2 \mu\text{m}$. Ceci sera un des objets de la discussion

des résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour le produit $I_C R_N$ (voir paragraphe 6.1.2). Dans notre cas, nous obtenons donc une expression générale de la forme suivante :

$$\frac{I_C R_N}{I_C R_N |_{\text{rigide}}} = A^2 f^2(T) g(T) \quad \text{équ. 5.14}$$

Cette expression est factorisable dans notre modèle avec les expressions ci-dessus, ce qui correspond à l'approximation sous laquelle les effets sont séparables géométriquement. Dans les cas extrêmes de microponts très fins, cet effet restaure les conditions aux limites rigides sous la condition $A^2 f^2(T) g(T) \gg 1$, condition réalisée expérimentalement. Soulignons que la divergence de ξ_S à T_C facilite la réalisation de cette dernière condition.

5.2. Maximalisation de $I_C R_N$ et R_N

Nous allons maintenant décrire les idées maîtresses conduisant nos microponts à effet de proximité à des applications dans les domaines de fréquence très élevées $\nu \gg 100$ GHz. En effet, nous verrons que certaines des performances de nos jonctions SNS sont comparables dans ce domaine à des résultats considérés jusqu'à présent comme l'apanage des microponts courts homogènes et des microjonctions à faible barrière d'oxyde. Comme nous l'avons déjà mentionné aux paragraphes 3.1.3 et 5.1.D, il s'agit pour ce faire de maximaliser à la fois $I_C R_N$ et R_N , où I_C est le courant critique et R_N la résistance asymptotique de l'échantillon dans l'état dissipatif ($T < T_C$, $I \gg I_C$). Signalons ici que R_N peut en pratique être nettement supérieur à la résistance du micropont de métal normal pour deux raisons essentielles. La première est la contribution¹⁵ du supraconducteur à la résistance du système SNS. Dans ce cas la résistance additionnelle est celle correspondant à la région hors équilibre (branch imbalance) voisinant le micropont. Ce dernier joue dans l'état dissipatif un rôle analogue à celui du coeur du PSC dans un filament (chapitre III et IV). Mais pour un micropont variable en épaisseur on s'attend à ce que cette contribution soit faible en première approximation du fait de la

géométrie. On a vu en effet (équ. 3.28) que la distance sur laquelle le branch imbalance s'établit est définie par rapport à la conductance normale par unité de longueur dans le matériau supraconducteur $\sigma_3 A$.

Ainsi, en accord avec le modèle des lignes de transmission présenté au paragraphe 3.4, augmenter la section A revient à shunter la ligne de transmission par une conductance beaucoup plus grande que G. L'effet de Q^* devient donc en première approximation négligeable. La deuxième cause pour une résistance asymptotique supérieure à R_N est le chauffage. En effet, si la température monte autour du micropont dans l'état dissipatif du fait de l'effet Joule, sa longueur effective va augmenter jusqu'à la région où la condition $T = T_c$ est remplie³. Dans ce paragraphe, nous négligeons ces deux effets pour nous concentrer sur la contribution principale à R_N , soit la résistance du micropont de métal normal lui-même.

Nous allons montrer que si la résistivité du métal normal est augmentée fortement par l'effet de taille, il est possible d'augmenter à la fois $I_c R_N$ et R_N . Pour plus de simplicité nous allons admettre que les réflexions à la surface sont entièrement diffuses, c'est-à-dire que les réflexions spéculaires ne sont pas considérées. Dans le cas d'un film mince d'épaisseur d_N où $\lambda_{N\infty}$ est le libre parcours moyen électronique sans collision avec les parois (échantillon massif de pureté comparable) Sondheimer¹⁶ a montré que les relations de Fuchs¹⁷ prennent la forme :

$$\frac{\rho_N}{\rho_{N\infty}} = \frac{4\lambda_{N\infty}}{3d_N} \cdot \frac{1}{\ln(\lambda_{N\infty}/d_N)} \quad \text{équ. 5.17}$$

Dans notre cas de films extrêmement minces et propres ($\lambda_{N\infty} = 1\mu\text{m}$, comme déterminé indépendamment sur un film témoin, et $d_N = 30\text{nm}$.), $\ln(\lambda_{N\infty}/d_N) = 3.5$ et on a les approximations :

$\rho_N \approx 0.38\rho_L/d_N$ ou $\lambda_N \approx 2.63 \cdot d_N$ avec $\rho_L = 6.5 \cdot 10^{-12} \Omega\text{cm}^2$
(valeur constante) déterminé par effet de peau anormal¹⁸.

Remarquons ici que la résistivité du film peut être légèrement augmentée (facteur ~ 2) en utilisant des films relativement plus sales ($\lambda_{N\infty} = 0.2\mu\text{m}$).

Dans notre cas la résistance du micropont est donnée par :

$$R_N \approx \rho_N \frac{L}{w_N d_N} = 0.38 \frac{L}{w_N} \rho_L / d_N^2 \quad \text{équ. 5.18}$$

où L et w sont respectivement la longueur et la largeur du micropont. En utilisant la valeur $16 \rho_{\text{Cu}} = 6.5 \cdot 10^{-12}$ Ωcm pour le cuivre on obtient l'estimation : $R_N = (L/w_N d_N^2) 250 \Omega$ où d_N est pris en nm., soit $R_N = 0.28 \Omega$ pour $L = w_N$ et $d_N = 30$ nm. Ici, le choix de l'épaisseur d_N est dicté par la longueur physique minimum réalisable $L = 0.2 \mu\text{m}$ et le rapport $L/\epsilon_N(T_C)$ minimum désiré (voir plus bas). Il est ensuite aisé de découpler progressivement les plages supraconductrices en utilisant des microponts plus longs. Les résultats sont alors directement comparables d'un micropont à l'autre en maintenant d_N constant.

L'estimation de d_N pour des $I_C R_N$ maximaux résulte des considérations suivantes. Un "facteur de mérite" est défini par le produit $I_C R_N^2$ à basse température. Bien que le produit $I_C R_N$ soit une fonction monotone décroissante de la longueur et la résistance une fonction monotone croissante de L , le produit des deux est une fonction qui possède une valeur maximum lorsque ces deux valeurs sont optimisées l'une par rapport à l'autre. Nous avons besoin de la dépendance en d_N de $I_C R_N^2$ via la résistance R_N et $I_C R_N$ donc $L/\epsilon_N(T_C)$.

En particulier il existe pour une longueur de jonction donnée une valeur de d_N déterminant une résistance suffisante mais un libre parcours moyen assez faible pour que la valeur de $I_C R_N^2$ reste grande. Ainsi, on conçoit que le produit $I_C R_N^2$ soit le facteur de mérite cherché pour optimiser une jonction. On voit que si la résolution des méthodes photolithographiques utilisées est faible, il faudra de grandes épaisseurs d_N pour réaliser un couplage suffisant et la résistance sera faible : le facteur de mérite sera une fonction de d_N^{-x} possédant un maximum faible et variant peu; à l'inverse, dans le cas de méthodes à haute résolution on peut réduire d_N ce qui donne de grandes résistances en gardant un fort couplage. Le facteur de mérite est donc caractérisé par une fonction de l'épaisseur possédant un maximum d'autant plus marqué que la longueur physique L de l'élément est plus petite.

Essayons maintenant de paramétriser ce facteur de mérite. Une première approche est réalisée en étudiant son comportement à densité de courant constante. Par la relation $j_C = I_C / w_N d_N$ on sait que $I_C \propto d_N$. Avec $R_N \propto d_N^{-2}$ on obtient $I_C R_N^2 \propto d_N^{-3}$ à densité de courant constante. On

remarque alors qu' imposer une densité de courant constante est une condition trop sévère, elle supprime la dépendance en $d_N^{\frac{1}{2}}$ introduite par la distance de cohérence $\xi_N(T_C)$. Il faut donc remarquer que $I_{C N} R_N$ est fonction de $d_N^{-\frac{1}{2}}$. On trouve la paramétrisation cherchée en déterminant le maximum de $I_{C N} R_N^2$ à $I_{C N} R_N$ constant, ce qui nous donne

$$I_{C N} R_N^2_{\max.} = \text{fctn} (w^{-1} d_N^{-3/2}).$$

Inversément, cette paramétrisation nous aide à déterminer numériquement la valeur de d_N optimale à L minimum donné. En l'utilisant on réduit la non-linéarité du facteur de mérite à celle de $I_{C N}(T = 0)$.

5.3. Calcul numérique du produit $I_{C N}$ dans les conditions aux limites rigides.

Nous présentons dans ce paragraphe une estimation numérique de l'équation 5.6 à partir des équations intégrales 5.7 (voir paragraphe 5.1.2). Ici, l'observable physique pour une jonction donnée ($L/\xi_N(T_C)$ fixé) est le courant critique et la résistance en fonction de la température réduite $t = T/T_C$. Les variables indépendantes sont donc la température réduite, la longueur réduite de la jonction et la dépendance en température du gap (fonction de BCS). Celle-ci est approximée par un polynôme d'ordre 7 sur tout le domaine de température. Le résultat obtenu est reporté graphiquement à la figure 48. Il a été obtenu par un fit à 8 paramètres de la fonction du gap de BCS normalisé $\Delta(T)/\Delta(0)$. Des essais ont été faits avec des fits jusqu'à 20 paramètres qui n'ont pas ajouté de précision significative dans la valeur du fit. Cette fonction sera utilisée dans les cas de couplage électron-phonon fort et faible, où nous admettrons que seule la valeur absolue de $\Delta(0)$ change avec le facteur $\Delta(0)/k_B T_C$.

Bien sûr il faudrait une infinité de coefficients en puissance de $t = \frac{T}{T_C}$ pour obtenir une tangente verticale à T_C en accord avec la théorie de Ginzburg-Landau. On pourrait alors remplacer ici dans le domaine des hautes températures relatives le développement en t par un autre en $(1-t)^{\frac{1}{2}}$. Mais pour notre application cette version simplifiée s'avère satisfaisante. De plus on élimine les problèmes

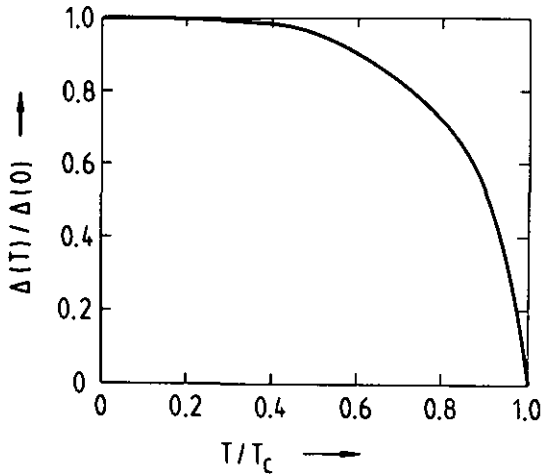


Fig. 48. Dépendance en température du gap avec l'approximation polynomiale d'ordre 7 utilisée pour le calcul d' $I_c R_N$ (voir listing appendice 2).

de raccord entre les deux expressions polynomiales (continuité de la fonction et de toutes ses dérivées). Néanmoins le résultat final sera affecté d'une légère dépression de $I_c R_N$ à haute température.

Dans le système d'équations cité ci-dessus les autres paramètres tels que θ_0 , θ_B , j_n et ϕ sont des variables dépendantes. De même que le nombre n d'harmoniques de la fréquence de Matsubara à prendre en considération pour une ultime $n^{\text{ième}}$ contribution (négligeable). Ici les variables θ_0 , θ_B et j_n dépendent de n alors que la différence de phase ϕ est constante pour toutes les composantes du courant. Cette affirmation correspond aux conditions d'équilibre à la limite du micropont dans le métal supraconducteur. Elle n'est plus strictement valable si un potentiel apparaît dans le supraconducteur perturbé, car alors la réponse en phase peut être différente d'une harmonique à l'autre à l'interface SN.

Dans la condition aux limites rigides, il s'agit donc de calculer n paires d'intégrales données par n harmoniques contribuant au courant.

La somme converge rapidement et même pour des jonctions courtes à basse température et avec $I_S = I_C [\lambda(T_C) = 1 \text{ et } T/T_C < 0.15]$, le nombre de coefficients contribuant à la somme pour plus d'un pourcent ne dépasse pas la quinzaine.

A chaque étape de détermination d'un produit $j_n \lambda$, donc d'un coefficient de la somme 5.6, il s'agit d'abord de trouver les θ_0 , et j_n pour un ϕ donné. Ces paramètres sont recherchés par la minimalisation de deux fonctions du type :

$$f_1(\lambda - 2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} d\theta/\theta') \quad \text{et} \quad f_2(\phi - 2j_n \int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta' \sin^2 \theta}) \quad \text{éq. 5.19}$$

où la phase sera optimisée ultérieurement par maximalisation de la somme des $j_n \lambda$ (la notation $\lambda = \lambda(T)$ est utilisée pour la fin de ce § 5.3)

De Lozanne¹⁹ a résolu ce problème en utilisant la méthode de Newton avec pour f_1 et f_2 les valeurs absolues des arguments. Mais cette méthode nécessite des conditions initiales de recherche presque idéales (environ 20 "bonnes" conditions initiales à basse température pour 10 termes $j_n \lambda$) pour ne pas diverger numériquement dans l'évaluation de ces deux expressions. Nous avons nous-mêmes observé des variations typiques de 20 ordres de grandeur pour une telle somme de f_1 et f_2 pour de mauvaises valeurs de θ_0 et j_n par rapport à des valeurs optimisées ($f_1 + f_2 < 10^{-8}$).

Nous montrons à la figure 49 les valeurs de l'intégrale λ pour $\theta_B = \pi/2$, $n = 0$ en fonction de θ_0 et j_n . Un exemple de $f_1 = \lambda - 1$ est donné à la figure 50:

Il est évident que l'équation $f_1 = 0$ définit une ligne (sinueuse) dans une vallée étroite. Sa pente ainsi que celle de l'équation $f_2 = 0$ correspondante pour ϕ déterminent la vitesse à laquelle le calcul numérique diverge. La méthode de Newton utilisée par de Lozanne est une approche linéarisée de cette solution valable pour $f_1 = 0$.

Ici nous proposons une meilleure alternative numérique. Un programme de minimalisation (MINDEF) a été mis obligeamment à notre disposition. Créé par le Dr Beiner, de la section de physique théorique à l'Université de Neuchâtel, il a été adapté et installé par le Dr Nussbaum.

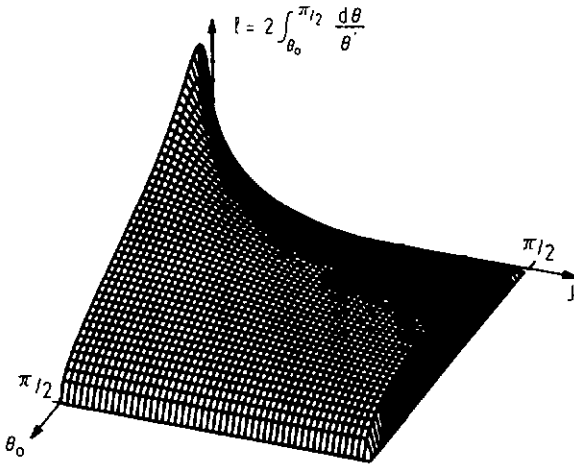


Fig. 49. Valeur numérique de l'intégrale I pour $\theta_B = \frac{\pi}{2}$, $n = 0$ en fonction de θ_0 et j_n

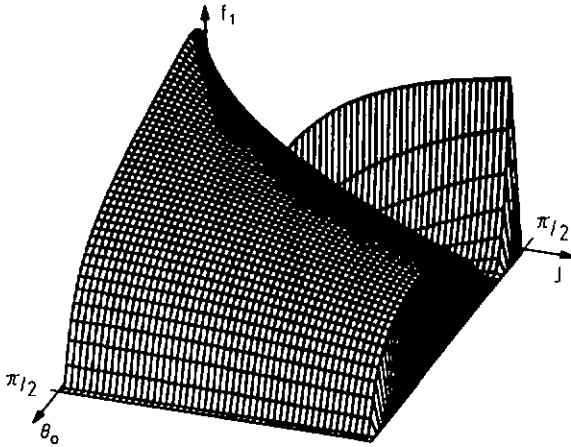


Fig. 50. Fonction $f_1 = 1 - 2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta}$ pour les mêmes paramètres que la figure 49.

Dans cette version, il effectue une recherche numérique de pas et d'orientation variable sur les paramètres θ_0 et j_n . Deux pas sont à disposition, soit PAMIN et PAMAX. A partir d'un point de coordonnées initiales en θ_0 et j_n , il évalue les fonctions f_1 et f_2 en ce point plus quatre autres points orthogonaux distants de PAMAX. Il détermine ainsi une direction. Cette direction est ensuite confirmée par un nouveau set de points constituant un pas de recherche. Si besoin est, le pas peut être réduit automatiquement à PAMIN. De proche en proche le point de coordonnée est ainsi déplacé pour obtenir un minimum relatif.

Ici, un certain nombre de barrières artificielles ont dû être imposées pour éviter des excursions dans des domaines où les paramètres physiques sont dépourvus de sens (par exemple θ_0 ou j_n négatif, $\theta_0 > \theta_B$, etc.). Dans notre programme tenant compte des réelles non-linéarités des intégrales (et les utilisant pour une recherche plus rapide), nous avons défini la fonction VALF à minimaliser de manière quadratique de sorte que sa pente n'est pas discontinue autour de zéro :

$$VALF = \left[1 - \frac{2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} d\theta/\theta'}{1} \right]^2 + \left[1 - \frac{2 j_n \int_{\theta_0}^{\theta_B} d\theta/\theta' \sin^2 \theta}{\phi} \right]^2$$

équ.5.20

où la normalisation est destinée à équilibrer les poids des différences.

Les intégrales sont effectuées dans le sous-programme INT par la méthode de Gauss à 2N intervalles de pas variable, où N = 20 a donné satisfaction et avec un temps de calcul raisonnable dans la version finale où la contribution de la divergence a été évaluée analytiquement (voir plus bas). Les fonctions FONC = $1/\theta'$ et VAR = $1/\theta' \sin^2 \theta$ sont évaluées dans le sous-programme FONCTN. Ainsi FDCTN est géré par INT qui est lui-même appelé par MINDEF. Le programme principal active MINDEF en fournissant les valeurs de ϕ , θ_B et $\lambda(t)$ qu'il détermine suivant la courbe à réaliser ($\lambda(T_C)$ est donné). Les conditions initiales θ_0 et j_n sont données pour chaque intégrale et modifiées ensuite par la réutilisation des résultats antérieurs stockés dans les matrices dynamiques VIC et TIC. Ce procédé permet de réduire plus de 99 %

du temps de calcul. Une extrapolation linéaire permettrait de faire mieux, mais alors le programme perd de sa flexibilité.

Un soin particulier a dû être apporté à la transmission des variables, puisque MINOEF est défini en simple précision et que tous les calculs sont faits en double précision.

En nous rappelant l'existence d'une solution analytique (équ. 5.8) pour $I_C R_N$ avec $\phi = \pi/2$ dans le domaine de Ginzburg-Landau $\Delta/k_B T_C \ll 1$, nous trouvons un ordre logique à nous servir du calcul analytique pour $t = T/T_C > 0.8$ et $I_C R_N / V_0 < 0.1$ pour déterminer des conditions initiales (ici $V_0 = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(0)}{e}$ est un facteur de normalisation provenant historiquement de la théorie de Ambegaokar et Baratoff²⁰ des jonctions tunnel et repris pour des microponts courts homogènes par Kulik et Omel'yanchuk²¹).

Il reste encore à maximaliser $I_S(\phi) R_N$ numériquement. Pour ceci nous commençons (à haute température où $\phi(I_C) = \pi/2$) par calculer $I_S(\phi) R_N$ pour trois ϕ centrés de manière équidistante autour de $\pi/2$ (PROG = 0.1). Nous évaluons ensuite à partir de ces trois résultats le point de tangente nulle d'une parabole passant par ces trois points. Dans l'approximation parabolique, ce point définit $\phi(I_C)$ et donc I_C . Ce nouveau point est contrôlé par une nouvelle recherche en imposant que la différence entre le point de coordonnée médiane en ϕ et le nouveau $\phi(I_C)$ ne diffère pas de plus d'une constante imposée (DPH = 10^{-2}). Cette méthode s'avère extrêmement rapide puisque dans des conditions normales et pour DPH = 10^{-2} , ϕ est déterminé en deux recherches (trois pour l'initialisation). En revanche à basse température et pour des $L/\xi_N < 1$ les relations courant-phase deviennent très non-sinusoidales, et des déviations plus importantes sont observées. Ici, l'intervalle entre les phases déterminant $I_C(\phi) R_N$ doit être réduit pour restituer la qualité de l'approximation parabolique.

Ce n'est pas le seul problème rencontré dans ce régime. En effet, dans le calcul ainsi défini, la source d'erreur numérique la plus importante est l'intégration dans le domaine $\theta \rightarrow \theta_0$. On a vu sur les 41 et 42 que les fonctions $1/\theta'$ et $1/\theta' \sin^2 \theta$ divergent dans ce domaine. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle elles ont été reportées

pour des j_n petits ($j_n = 0.1$). Ainsi la non-linéarité de la fonction devient apparente. Mais à basse température quand $I_c R_N$ devient grand, j_n domine dans θ' et des erreurs peuvent intervenir suivant la manière d'estimer la contribution de la divergence. De plus, suivant le couplage et donc la valeur de θ_0 , la contribution à ϕ dans la région de la divergence va à l'encontre de celle à λ dans les mêmes conditions. Ceci se reflète dans les figures 41 et 42 où on remarque que la "forme" de la divergence diffère. Regardons de plus près que vaut θ' pour $\theta = \theta_0$

$$\text{On a } \theta'^2 = j_n^2 (\sin^{-2} \theta_0 - \sin^{-2} \theta) + 2(2n+1)(\cos \theta_0 - \cos \theta)$$

$$\text{soit } \theta'^2 = (\theta - \theta_0) \cdot \text{cte}$$

$$\text{où } \text{cte} = 2 \sin \left(\frac{\theta_0 + \theta}{2} \right) \left[\frac{j_n^2 \cos \left(\frac{\theta_0 + \theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta - \theta_0}{2} \right)}{\sin^2 \theta_0 \sin^2 \theta} + 2(2n+1) \right] \quad \text{équ. 5.21}$$

Cette fonction est en fait vraiment constante pour θ_0 suffisamment grand. Elle tend alors pour $\theta = \theta_0$ vers l'expression :

$$\text{cte} = 2 \sin \theta_0 \left[\frac{j_n^2 \cos \theta_0}{\sin^4 \theta_0} + 2(2n+1) \right]$$

Cette fonction est reportée en figure 51 en fonction de θ_0 et θ et ce pour $j_n = 0.1$.

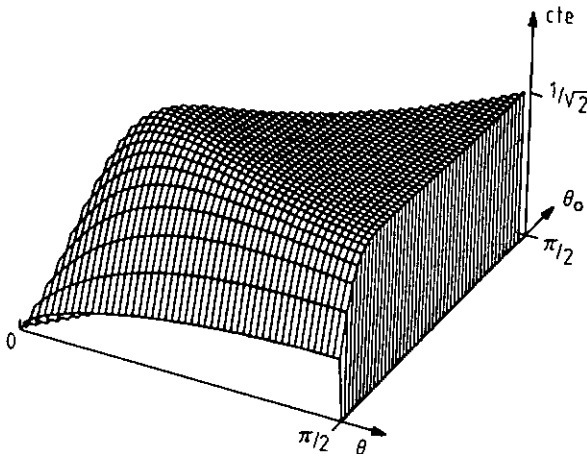


Fig. 51. Constante de préintégration de la divergence 5.21 pour l'intégrale λ (voir le texte). On remarque des déviations importantes pour θ_0 petit et θ grand par rapport à θ_0 . $j_n = 0.1$ et $n = 0$.

Par ailleurs, l'erreur sur la constante quand θ_0 est petit devient négligeable si la contribution du reste de l'intégrale reste grande. Ceci n'est plus vrai dans la limite $T/T_c \rightarrow 1$. C'est pourquoi le passage du calcul numérique au calcul analytique doit être défini avec certaines précautions. L'intégration devient donc du type :

$$\int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta'} = \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \Delta\theta} \frac{d\theta}{(\Delta\theta \cdot \text{cte})^{\frac{1}{2}}} + \int_{\theta_0 + \Delta\theta}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta'}$$

Une équation similaire vaut pour la phase où $\text{cte}' = \text{cte} \sin^2 \theta$. Dans notre programme nous avons fixé $\Delta\theta = \text{DTH} = 10^{-3}$, ce qui nous permet de régulariser suffisamment les intégrands pour que l'intégrale suivant la méthode de Gauss puisse être faite sur 40 intervalles ($N = 20$).

Plus importante physiquement est la limite $\kappa \rightarrow 0$ (couplage fort entre les plages supraconductrices).

Alors par $\kappa = 2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{\theta'}$, $j_n \rightarrow \infty$ et on a :

$$j_n \kappa = 2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{(\sin^{-2} \theta_0 - \sin^{-2} \theta)^{\frac{1}{2}}} = 2 \sin \theta_0 \arccos \left[\frac{\sin \theta_0}{\cos \theta} \right]$$

et l'équation pour la phase devient

$$\begin{aligned} \phi &= 2 \int_{\theta_0}^{\theta_B} \frac{d\theta}{(\sin^{-2} \theta_0 - \sin^{-2} \theta)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin^2 \theta} \\ &= \sin^{-1} \theta_0 \arccos \left[\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_B} \right] - \sin^{-1} \theta_B \arccos \left[\frac{\sin \theta_0}{\cos \theta_B} \right] \end{aligned}$$

En éliminant θ_0 on obtient, d'après Likharev⁹, la relation

$$j_n \kappa = 2x \cdot (1+x)^{-\frac{1}{2}} \arctg \left[x \cdot \frac{\text{tg}(\phi/2)}{(1-x^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \text{ avec } x = \text{tg} \theta_B \cos \phi / 2$$

et ce en accord avec la théorie de Kulik-Omel'yanchuk²¹. Ainsi, dans cette limite, le produit $j_n \kappa$ ne dépend des fréquences de Matsubara qu'à travers $\text{tg} \theta_B = \delta / (2n+1)$ soit la borne supérieure d'intégration ($\delta = \Delta(T) / \pi k_B T$ est la fréquence fondamentale de Matsubara).

Pour des κ petits mais non nuls, en revanche, la non-linéarité des

contributions des intégrants domine et la courbure n'est que très peu affectée par la valeur de la borne supérieure.

Ceci est illustré par le résultat de ces équations quand on prolonge leur validité dans le domaine de couplage électron-phonon fort, ce qui n'est pas absolument exact du fait de la dépendance du gap en énergie $\Delta(E)$ dans le cas d'un couplage fort. En effet, ici on augmente la valeur absolue de $\Delta(T)$ avec un facteur $\Delta(0)/k_B T_C$ augmenté (2.19 contre 1.76 valeur de BCS). Bien sûr, $I_C R_N$ est augmenté d'autant (contribution linéaire). Mais de plus une certaine contribution non-linéaire intervient, qui peut être mise en évidence en utilisant la normalisation à V_0 défini plus haut. Ce résultat est bien illustré à la figure 52 où le couplage fort électron-phonon se traduit par une augmentation de la courbure négative pour $\lambda/\xi(T_C) \leq 2$ (comportement "de type micropont court").

Rappelons que la théorie de Kulik-Omel'yanchuk²¹ prévoit dans le régime Ginzburg-Landau une variation linéaire du produit $I_C R_N$ avec la température de la forme :

$$I_C R_N = \frac{\pi}{4} \frac{\Delta^2}{ek_B T_C} = \begin{cases} 635 \text{ } \mu\text{V/k} & \text{dans le cas BCS extrapolé} \\ 790 \text{ } \mu\text{V/k} & \text{pour le plomb} \end{cases}$$

Nous observons donc par prolongement analytique que cette variation est maximum dans le cas d'une longueur réduite de micropont infinitésimale, et que pour des longueurs réduites plus substantielles, cette valeur dans le cas d'un couplage fort rejoint celle de BCS.

Autrement dit la courbure est peu affectée dans le régime de type exponentielle négative caractérisant le processus de diffusion des paires de Cooper dans un micropont long, parce qu'alors l'effet de la borne supérieure est négligeable par rapport à celui de l'intégrant dans les équations 5.7.

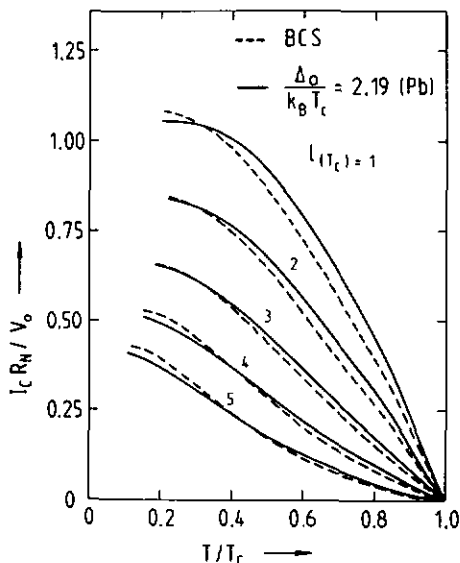


Fig. 52. Calcul numérique de $I_c R_N(t)$ dans le cas du couplage faible BCS (traits tillés) et dans le cas où la théorie est étendue au couplage électron-phonon fort (traits pleins). Remarquer les déviations substantielles dans le cas de microponts courts ($L(T_c) \leq 2$). Toutes les courbes ont été calculées avec le même programme.

5.4. L'état dissipatif.

5.4.1. Introduction.

Au delà du courant critique, l'état de Josephson dynamique se manifeste par une tension correspondant à la fréquence de rotation de la phase relative. Le modèle RSJ (voir paragraphe 3.1.3) reste pour les microponts à effet de proximité une approximation. En effet, au vu des fréquences très élevées en cause, il s'agit de tenir compte encore de l'inductance cinétique du superfluide caractérisée par le temps τ_0 qui "ralentit" le processus et diminue donc d'autant la tension observée pour un courant donné par rapport à la valeur RSJ. L'introduction de ce paramètre donne un modèle du type TDGL^{22,11} (Time Dependant Ginzburg-Landau). Van Dover et al.^{11,24} ont montré que cette description reproduit les caractéristiques courant-tension des microponts à effet de proximité. Ici une valeur typique pour le rapport des temps caractéristiques est $u \equiv \tau_0 / \tau_J = 12$ où $\tau_J = \frac{\hbar \sigma}{2eJ_\infty}$. Cette valeur est en bon

accord avec les prédictions théoriques²⁵ ("depairing" fort dans un supraconducteur sans gap). En pratique, cette valeur réduit la tension d'un facteur 2 environ par rapport au modèle RSJ ($u = D$), ce que nous observons également (voir paragraphe 6.2.1). De plus, de Lozanne¹⁹ a montré que l'effet des radiations électromagnétiques sur les caractéristiques I-V (marches de courant) s'accorde parfaitement quantitativement avec le modèle TDGL.

Mais ce modèle ne prédit aucune structure dans les caractéristiques I-V, alors que nous observons de multiples structures pour nos microponts de longueur réduite $\lambda(T_c)$ les plus courtes. Pour des longueurs réduites comparables à celles obtenues par de Lozanne¹⁹ et van Dover et al.¹¹ l'effet disparaît à basse tension. Seules les structures de chauffage restent, et ce en accord avec les observations de ces auteurs. Nous pensons que dans notre cas ces structures additionnelles sont une autre manifestation de la similitude de comportement entre une jonction à effet de proximité ultra-courte et un micropont court supraconducteur homogène où ces structures sont généralement observées. Ceci n'est pas surprenant dans la mesure où pour l'effet de Josephson stationnaire déjà, dans ce régime, la similitude est très grande et que le modèle de Kulik et Omel'yanchuk est retrouvé pour $\lambda(T_c) = 0$ (paragraphe 5.3).

De plus, pour $\lambda(T_c)$ petit, les intégrales deviennent analytiques et le résultat $I_c R_N$ ne dépend que de la borne supérieure déterminée à l'interface SN dans le métal normal. Ceci démontre la continuité de la transition d'un système SNS à un micropont supraconducteur homogène court.

Dans le cas de microponts supraconducteurs homogènes, de nombreuses observations de caractéristiques fortement structurées ont été reportées et ont pu être analysées comme des structures subharmoniques du gap^{24,26}. Le mécanisme pour l'apparition de ces structures est encore aujourd'hui le sujet de controverses et fera l'objet du paragraphe suivant (5.4.2).

D'autre part, un autre mécanisme par lequel une structure peut apparaître dans les caractéristiques I-V est la dissipation par effet Joule. En effet, si la dissipation est assez grande par rapport au

couplage thermique avec le bain extérieur, une structure dissipative de type "hot spot" (point chaud) apparaît et la résistance de l'échantillon croît, donc la tension également. Pour nos échantillons, le matériau supraconducteur (Pb) est très granulaire (voir chapitre 2) et les grains sont probablement faiblement couplés thermiquement. On peut donc a priori penser que ces structures sont liées à la croissance du hotspot par saut d'un grain à l'autre. C'est pourquoi ce mécanisme doit être également pris en considération et fera l'objet du paragraphe 5.4.3.

Signalons ici qu'il n'existe pas encore de théorie complète donnant la caractéristique I-V d'un micropont. En effet les mécanismes en cause peuvent être compliqués par rapport aux modèles présentés ici par les phénomènes hors-équilibre développés dans ces éléments. Si le branch imbalance (voir chapitre III) augmente la résistance à l'état dissipatif¹⁵, la tension peut être réduite à proximité du courant critique par les propriétés dynamiques du paramètre d'ordre²⁷. De plus, à cause du couplage entre modes longitudinaux et transverses, en présence d'un courant supraconducteur, on peut s'attendre à des effets non-linéaires plus surprenants encore, bien que les modes longitudinaux ne contribuent pas à l'état dissipatif. Dans un micropont court homogène, ils se manifestent à l'échelle de ξ_S ; pour nos microponts à effet de proximité, on s'attend ici à ce que ξ_S soit simplement remplacé par ξ_N , ce qui augmente ces effets à basse température.

5.4.2. Les structures subharmoniques

Les structures subharmoniques du gap sont très souvent observées et décrites dans la littérature²⁸ comme des variations rapides de la tension à des valeurs en relation avec $V_n = \frac{2\Delta}{ne}$. A cause des effets de chauffage, cette tension peut éventuellement être réduite par rapport à la valeur donnée par le gap à l'équilibre pour V grand (soit n petit). Ces structures sont caractéristiques des éléments de Josephson métalliques, à tel point que leur absence est considérée comme une condition impérative pour une jonction tunnel sans court-circuit. Signalons que leur observation dans des microponts à effet

de proximité a déjà été reporté par Warlaumont et al.²⁹. Le mécanisme en cause pour ce phénomène a suscité dès son observation de nombreuses controverses. Mais le modèle le plus convaincant est celui très récemment proposé par Klapwijk, Blonder et Tinkham³⁰. Dans ce modèle, le processus invoqué est la multiple réflexion d'Andreev³¹ aux interfaces NS. Rappelons qu'un électron dans un métal N arrivant dans un milieu S est, selon le processus d'Andreev, réfléchi en trou dans le métal N, alors qu'une paire de Cooper supplémentaire se propage dans le métal S. La probabilité d'une telle réflexion dépend de l'énergie de la quasiparticule incidente par rapport à Δ ; en particulier elle vaut 1 pour des électrons d'énergie inférieure à $\Delta(T)$.

Un système SNS peut être représenté par un puits de potentiel d'énergie 2Δ pour quasiparticules. Si l'énergie d'activation eV est supérieure à 2Δ , l'électron est pratiquement libre de sortir du puits. Sinon, il ne peut le faire qu'après un nombre de réflexions d'Andreev suffisant pour que l'énergie accumulée après n passages d'une interface à l'autre soit supérieure à 2Δ . Cette situation est illustrée à la figure 53 dans la représentation énergétique semiconductrice. Dans ce contexte, le courant total est la somme des contributions de tous les quasi-électrons et quasitrous impliqués dans le processus. Pour un élément alimenté à courant constant, un surcroît de tension apparaît aux bornes de l'élément chaque fois qu'une réflexion disparaît, et ce en accord avec la relation $eV = 2\Delta/n$ (fig. 54). Dans ce bilan détaillé, il faut tenir compte de la dépendance en énergie de la réflexion au-dessus du gap, fonction de variation d'autant plus rapide que la température est plus basse. C'est pourquoi une première faiblesse du modèle original est que les structures prédites disparaissent à température nulle.

Pour la première fois néanmoins, un modèle est capable d'expliquer par un même mécanisme les structures subharmoniques du gap pour n pair et impair, et ce avec des effets du même ordre de grandeur. Mais le modèle original prévoit des effets d'amplitude nettement inférieure à celle observée expérimentalement³² (fig. 54) ce qui va à l'inverse de toute raison physique expérimentale (bruit thermique, etc...).

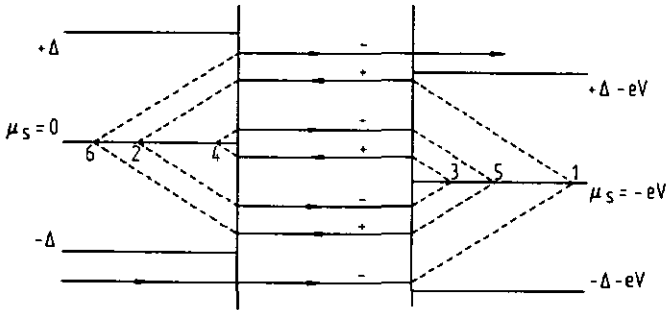


Fig. 53. Illustration énergétique d'un processus à 6 réflexions d'Andreev (numérotées chronologiquement de 1 à 6) dans un système SNS soumis à une tension V . L'énergie gagnée à chaque passage est eV .

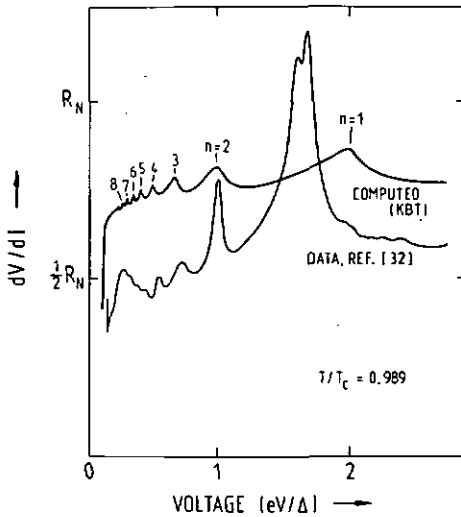


Fig. 54. Comparaison entre résultat expérimental³² et théorique donné par le modèle original Klapwijk-Blonder-Tinkham³⁰.

Depuis, encouragées par ces premiers résultats théoriques prometteurs, différentes contributions ont été apportées. De cela reste une controverse entre les groupes de Harvard et Cornell. Octavio et al.³³ attribuent l'augmentation observée de cet effet à la diffusion dans le métal normal, ce qu'ils peuvent résoudre avec succès par une approche de type Boltzman se réduisant au modèle initial dans la limite de diffusion nulle. Au contraire, Peshkin et Buhrmann³⁴ constatent que le modèle original ne tient pas compte de la contribution de la région hors équilibre près de l'interface. En introduisant un facteur d'occupation des états et en calculant l'effet de la perturbation du superfluide δQ_C sur la résistance (voir paragraphe 3.3), ils montrent que cet effet peut également expliquer quantitativement les structures observées. Ajoutons que ces deux modèles font appel à des processus qui ne s'excluent pas et qu'une situation expérimentale particulière est requise pour séparer leurs effets. Nous présenterons un essai dans ce sens, bien que nos microponts soient loin d'avoir la géométrie idéale pour ce faire.

5.4.3. Structures de chauffage.

Nous nous référons à Tinkham³ pour un article de revue sur les effets de chauffage. Il a été démontré depuis longtemps³⁵ que la température maximale T_m produite par effet Joule dans un conducteur est une fonction universelle de la température du bain T et de la tension V uniquement :

$$T_m = (T^2 + 3(eV/2\mu k_B)^2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{éq. 5.25}$$

Seule la distribution de température dépend de la géométrie et des coefficients de transport de l'élément conducteur. Lorsque le profil de température est tel que la température critique est atteinte aux extrémités de l'élément de Josephson, une structure de chauffage apparaît sous forme d'augmentation de la résistance correspondant au développement d'une région normale dans le plomb. Cette structure correspond donc à un point chaud croissant avec la tension et provoquant le découplément des fonctions d'onde supraconductrices entre les deux plages de plomb.

Les structures de chauffage observées dans nos microponts sont dues à la croissance d'un point chaud dans le plomb à proximité immédiate du centre de Josephson (cuivre) comme le montre l'observation expérimentale suivante. Lorsqu'un de nos microponts fait fusible à température ambiante, toute la plage de plomb entre l'élément actif et les pattes de refroidissement de cuivre font fusible, ainsi que le micropont de cuivre. La température a dépassé le point de fusion du métal. En revanche, à basse température, seule la région active de cuivre entre les plages de plomb brûle, ce qui démontre l'efficacité du refroidissement aux bornes de l'élément. Une contribution importante à ce phénomène doit être attribuée à la résistance de Kapitza, résistance thermique de la forme : $R_K = \Delta T / \dot{Q}$. Pour cette raison une part appréciable de la quantité de chaleur produite par l'élément de Josephson dans l'état dissipatif doit être confinée au métal normal.

Dans notre géométrie compliquée, il ne nous a pas encore été possible de développer un modèle de chauffage tenant compte de la réalité physique de nos échantillons. En revanche, un certain nombre de remarques préliminaires peuvent être faites, puis nous présenterons un modèle dû à Skocpol et al.³⁶ et adapté aux microponts SNS par van Dover et al.¹¹.

Dans notre cas de plomb fortement granulaire et résistif, on s'attend, par la loi de Wiedemann-Franz $K_S \propto \sigma_S T$, à ce que la conductivité thermique moyenne du plomb à l'état normal soit relativement faible. A l'état supraconducteur, il est bien connu que les paires de Cooper ne contribuant pas au transport de chaleur, la conductivité thermique est encore réduite. Dans la mesure où la géométrie est à épaisseur variable, ce handicap est contrebalancé par un grand angle solide sur lequel la chaleur est évacuée. De plus, localement, la conduction thermique entre grains peut s'avérer réduite par un mauvais couplage thermique dans notre cas où la taille du grain est comparable à l'épaisseur du film. L'échantillon sera d'autant plus sensible à cet effet que la largeur w_N est faible par rapport à la taille du grain. Nous pensons que dans ce cas où le micropont normal crée un couplage de Josephson entre deux grains supraconducteurs mal couplés thermiquement au reste

de la couche de plomb, le canal d'extraction de chaleur supplémentaire créé par la connection du micropont de cuivre aux pattes de refroidissement (situées à une distance d'environ $4 \mu\text{m}$ de l'élément de Josephson) impose une extraction de quantité de chaleur minimum. Ceci est certainement la raison pour laquelle nous observons pour tous nos microponts l'apparition de structures de chauffage à des puissances dissipées assez grandes (voir paragraphe 6.2.3).

Au vu des remarques précédentes et du fait de la forte granularité du plomb particulièrement, nous pensons que le modèle à ce jour le plus approprié pour décrire ces effets est un modèle à deux dimensions où la conductivité thermique du système est la conductivité effective du système à double couche cuivre-plomb, à prendre localement près de l'élément de Josephson. Ce paramètre de fit sera laissé ajustable, et on vérifiera que les valeurs obtenues seront en bon accord qualitatif avec la valeur moyenne calculée en utilisant Wiedemann-Franz. Dans ce contexte, le courant de nucléation du point chaud est donné par la relation valable près de T_c (d'après Skocpol et al.³⁶) :

$$I_2^2 = (Kd_S^2(T_c - T)/\rho) = (K/eR)^2 \frac{2}{3} T (T_c - T)$$

où la deuxième expression est dérivée en utilisant Wiedemann-Franz et K est la conductivité effective décrite plus haut. Ainsi la tension de nucléation³⁷ est donnée par :

$$V_2 = I_2 R_N = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{K L}{e w_N} \sqrt{T (T_c - T)}$$

donc près de T_c on a $V_2 \propto \sqrt{T_c - T} \propto \Delta$!!!

Ajoutons qu'à plus basse température des déviations à ce comportement des deux fonctions V et Δ ont le même signe, et il devient évident que la séparation des effets de chauffage et de réflexion d'Andreev (structures subharmoniques) est difficile à réaliser expérimentalement. Pour nos mesures nous verrons de plus que la dépendance en température observée pour de telles structures de chauffage est celle du gap sur tout le domaine de température. Ce fait est certainement à la source de nombreuses confusions dans la littérature.

Dans notre cas néanmoins, et en accord avec les observations de van Dover et al.¹¹, la température critique vers laquelle tend la structure de chauffage est la température critique du système plomb-cuivre, inférieure à la température critique du plomb seul.

REFERENCES DU CHAPITRE V

- 1) Voir par ex. W.C. Danchi, F. Habbal et M. Tinkham, Appl. Phys. Lett. 41, 883 (1982)
- 2) M. Octavio, W. J. Skocpol et M. Tinkham, Phys. Rev. 817, 159 (1978)
- 3) M. Tinkham in ref. 3 du chap. III, p. 231-262, esp. 231-242
- 4) K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. 51, 101 (1979)
(voir spécialement fig. 8 et le texte s'y rapportant)
- 5) K. K. Likharev in ref. 4, voir par. III 8 1
- 6) K. Maki, Physics 1, 21 (1968) et C. Caroli, M. Cyrot et P. G. de Gennes, Sol. State Comm. 4, 17 (1966)
- 7) K. O. Usadel, Phys. Rev. Lett. 25, 507 (1970)
- 8) G. Eilenberger, Z. Phys. 214, 195 (1968)
- 9) K. K. Likharev, Pis'ma Zh. Techn. Fiz. 2, 29 (1976)
(Sov. Techn. Phys. Lett. 2, 12 (1976))
- 10) L. G. Aslamazov et A. I. Larkin, Pis'ma Zh. Techn. Fiz. 9, 150 (1969) (JETP Lett. 9, 87 (1969))
- 11) R. B. van Dover, A. de Lozanne et M. R. Beasley, J. Appl. Phys. 52, 7327 (1981)
- 12) P. G. de Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys, (W. A. Benjamin, New York) 1966
- 13) Z. G. Ivanov, M. Yu. Kupriyanov, K. K. Likharev, S. V. Mariakri et O. V. Suigirev, Proceeding of the LT15 Conference, Journal de Physique C6, 556 (1978); Fiz. Nizk. Temp. 7, 560 (1981) (Sov. J. Low Temp. Phys. 7, 274 (1981))
- 14) K. K. Likharev in ref. 4, début du paragraphe IV D 1.
- 15) A. B. Pippard, J. G. Sheperd et D. A. Tindall, Proc. Roy. Soc. London A 324, 17 (1971)
- 16) E. H. Sondheimer, Adv. Phys. 1, 1 (1952)
- 17) K. Fuchs, Proc. Cambridge Phil. Soc. 34, 100 (1938)
- 18) G. Brändli et J. L. Olsen, Mater. Sci. Eng. 4, 61 (1969)
- 19) A. de Lozanne, Thèse (non publiée), G. L. Report No 3453, Stanford University
- 20) V. Ambegaokar et A. Baratov, Phys. Rev. Lett. 10, 486 (1963)

- 21) I. O. Kulik et A. N. Omel'yanchuk, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 21, 216 (1975) (JETP Lett. 21, 96 (1975))
- 22) L. P. Gor'kov et G. M. Eliashberg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 54, 612 (1968) (Sov. Phys. JETP 27, 328 (1968))
et K. K. Likharev et L. A. Yakobson, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 68, 1150 (1975) (Sov. Phys. JETP 41, 570 (1976))
- 23) R. B. van Dover, A. de Lozanne, R. E. Howard, W. L. McLean et M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. 37, 838 (1980)
- 24) P. E. Gregers-Hansen, E. Hendricks, M. T. Levinsen et G. R. Pickett, Phys. Rev. Lett. 31, 524 (1973); P. E. Gregers-Hansen et G. R. Pickett, Rev. Phys. Appl. (Paris) 9, 135 (1974);
L. E. Hasselberg, M. T. Levinsen et M. R. Samuelsen, Phys. Rev. B9, 3757 (1974)
- 25) L. P. Gor'kov et G. M. Eliashberg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 54, 612 (1968) (Sov. Phys. JETP 27, 328 (1976))
- 26) M. Octavio, W. J. Skocpol et M. Tinkham, IEEE Trans. Mag. MAG-13, 739 (1977)
- 27) A. Schmid, G. Schön et M. Tinkham, Phys. Rev. B21, 5076 (1980)
et M. Rueff et G. Schön, J. Low Temp. Phys. 42, 373 (1981)
- 28) Voir ref. 24, 26 et aussi J. M. Rowell et W. L. Feldmann, Phys. Rev. 172, 393 (1978)
- 29) J. M. Warlaumont et R. A. Buhrmann, IEEE Trans. Mag. MAG-15, 570 (1979)
- 30) T. M. Klapwijk, G. E. Blonder et M. Tinkham, Proceeding of the LT16 Conference, Physica 109 + 110B, 1657 (1982)
- 31) A. F. Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 46, 1823 (1964)
(Sov. Phys. JETP 19, 122B (1964))
- 32) J. M. Rowell et W. L. Feldmann, cf. ref. 28
- 33) M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder et T. M. Klapwijk, à paraître
- 34) M. A. Peshkin et R. A. Buhrman, à paraître
- 35) F. Lohrausch, Ann. Phys. (Leipzig) 1, 132 (1900)
- 36) W. J. Skocpol, M. R. Beasley et M. Tinkham, J. Appl. Phys. 45, 4054 (1974)
- 37) En accord avec R. A. Buhrman, comm. privée.

Chapitre VI RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES MICROPONTS A EFFET DE PROXIMITE

6.1. Effet de Josephson stationnaire et produit $I_C R_N$.

6.1.0. Introduction.

Les échantillons présentés dans ce chapitre sont des microponts de métal normal N (Cu) à effet de proximité avec un métal supraconducteur S (Pb) (SNS). La géométrie utilisée est de type coplanaire, et les méthodes de fabrication en sont décrites au paragraphe 2.2.2. du chapitre II.

De manière à pouvoir vérifier expérimentalement les concepts et théories du chapitre précédent, le plus grand nombre de paramètres physiques ont été maintenus autant que possible constants pour tous nos échantillons. En particulier les évaporations de cuivre ont été faites sous un vide limite inférieur à 10^{-7} Torr, alors que le plomb a toujours été évaporé sur un substrat à température ambiante et sous une pression de $1.5 \cdot 10^{-5}$ Torr d'hélium (valeur dynamique) et à vitesse constante très faible (mesure par quartz Balters à sa fréquence de résonance : 0.8 nm/sec). Les épaisseurs respectives ont également été tenues constantes avec 30 nm pour le cuivre et 300 nm pour le plomb. La largeur de la plage supraconductrice de plomb a été maintenue à 8 μ m.

En revanche, seules deux dimensions ont été changées d'un échantillon à l'autre, soit leur longueur et leur largeur (définie essentiellement par l'angle d'évaporation, voir paragraphe 2.2.2). L'effet de la longueur du micropont permet de vérifier un diagramme de Likharev¹ du type de celui de la figure 44, alors que sa largeur variable permet de passer d'un régime à l'autre en ce qui concerne les conditions aux limites (voir paragraphe 5.1.3).

Dans le cuivre, on s'attend alors par l'équation 5.7 et l'évaluation qui la suit à un libre parcours moyen $\lambda_N = 80$ nm. Avec une vitesse de Fermi dans le cuivre pour des électrons libres de $v_F = 1.57 \cdot 10^6$ m/s cela détermine une valeur de la distance de cohérence dans le métal

normal à la température critique $\xi_N(T_C) \approx 85$ nm. Cette valeur est en bon accord avec celle déterminée expérimentalement à partir des fits de $I_C R_N(t)$ donnant $L/\xi_N(T_C)$ où L est estimé optiquement.

Nous établissons aux paragraphes 6.1.1. et 6.1.2. que les conditions aux limites dans nos différentes géométries affectent substantiellement le produit $I_C R_N(t)$. En particulier nous obtenons ainsi à basse température la valeur record $(2\Delta/e) 3/4$.

Au paragraphe 6.1.3. nous montrons que le couplage fort électron-phonon dans les plages de plomb modifie également la dépendance en température du produit $I_C R_N(t)$ pour des microponts très courts ($L/\xi_N(T_C) \sim 1$).

Néanmoins un problème se pose quant à l'évaluation de la résistance R_N du micropont normal sous effet de proximité. En effet, la résistance asymptotique de la caractéristique I-V utilisée à la section 6.1. pour plus de simplicité (valeur RSJ équivalente) est un peu plus élevée que ne le laisse supposer l'estimation géométrique. Ceci se comprend en termes du modèle TDGL (paragraphe 6.2.1) restituant la valeur donnée par la géométrie comme celle tirée de la nucléation d'un hotspot dans les plages de plomb (paragraphe 6.2.3).

Par ailleurs, notre géométrie compliquée ne nous permet pas encore d'estimer un profil de température dans l'état dissipatif ni la déformation observée de la dépendance en température des structures subharmoniques du gap (paragraphe 6.2.3). Ce profil devrait rendre compte des hystérèses dues à des effets thermiques, comme nous le montrons expérimentalement au paragraphe 6.2.2.

Soulignons que ces hystérèses sont néanmoins compatibles avec l'observation de l'effet de Josephson alternatif, comme l'observation de marches de synchronisation rf à plus haut courant le montre (paragraphe 6.2.4). Nous vérifions dans ce dernier paragraphe la dépendance en courant rf de l'amplitude de ces marches en utilisant en première approximation les valeurs prédites par le modèle RSJ. Nous relatons encore l'observation d'un phénomène nouveau que nous n'interprétons pas encore à l'heure actuelle.

En section 6.3 nous présentons la conclusion de nos observations sur les microponts à effet de proximité.

6.1.1. Valeurs limites de $I_C R_N$ et R_N à basse température

Nous reportons en figure 55 les valeurs obtenues de $I_C R_N$ à basse température ($T = 1.2$ K) en fonction de R_N pour les échantillons paramétrisés au tableau 3. Leur numérotation restera inchangée tout au long des paragraphes de ce chapitre, permettant de compléter leurs caractéristiques au fur et à mesure des besoins dans d'autres tableaux complémentaires.

Dans ce tableau 3, les échantillons coplanaires de géométrie conventionnelle au sens de la figure 45 sont réputés de type I et caractérisés sur la figure 55 par des points. En revanche, les échantillons de géométrie coplanaire modifiée tels que schématisés à la figure 48 sont baptisés de type II et sont symbolisés à la figure 55 par des croix.

TABLEAU 3

Echantillon	Type	Longueur + [μ m]	largeur [μ m]	R [Ω]	$I_C R_N$ [mV]
1	I	1.2	8	0.11	0.064
2	I	0.4	8	0.06	0.400
3	I	0.6	8	0.05	0.260
4	II	0.35	1 ⁺	0.3	0.920
5	II	0.2	0.5 ⁺	0.96	1.512
6	II	0.2	0.2 ⁺	0.36	2.05
7	II	0.30	1.0 ⁺	1.20	0.630

Tableau 3. Quelques paramètres géométriques et de transport (voir le texte) pour la collection d'échantillons présentés dans ce chapitre.

⁺*Ces dimensions sont estimées à partir des angles et des positions correspondantes pour les métallisations, voir chapitre II.*

Sur la figure 55, la démonstration expérimentale de l'augmentation du facteur de qualité $I_C R_N^2$ pour les échantillons de type II est probante. Dans ce diagramme, les échantillons à haute fréquence caractéristique sont situés en haut, alors que ceux à bon couplage radiofréquence sont à droite (haute résistance). Les échantillons de type II

satisfont donc aux deux critères à la fois. Si de plus on remarque que les longueurs des échantillons de type I ne sont pas tellement différentes de celles de type II, on peut attribuer l'essentiel de l'augmentation spectaculaire de $I_C R_N$ à l'effet des conditions aux limites pour des microponts étroits.

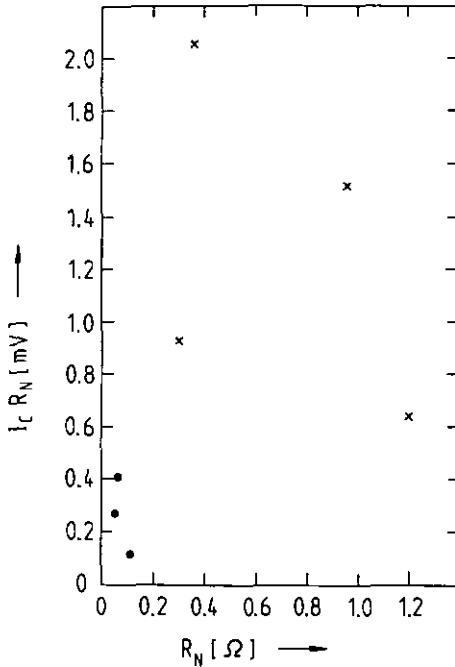


Fig. 55. $I_C R_N$ en fonction de R_N : valeur limite à basse température pour les échantillons présentés au tableau 3. Les échantillons les plus performants sont en haut à droite du diagramme.

De plus, on a vu au paragraphe 5.1.3 (ii) que l'adjonction de réservoirs de paires de Cooper de part et d'autre du micropont et à chacune de ses extrémités correspond à l'introduction d'un facteur $g(T)$, mais que l'expression rendant compte des conditions aux limites $A^2 f^2(T) g(T)$ n'est factorisable que sous certaines hypothèses géométriques. Ceci est peut-être la cause du facteur d'augmentation (moyen) observé pour $I_C R_N$ ($T=0$) d'environ 2.7 (valeur moyenne) pour les échantillons de type II par rapport à ceux de type I, à longueur égale.

Encouragés par ce bon accord qualitatif entre théorie et expérience, nous poursuivrons l'analyse au prochain paragraphe pour interpréter la dépendance en température de $I_C R_N$.

En résumé, nous montrons donc expérimentalement que pour des échantillons de type II nous réalisons la performance $I_C R_N = \frac{3}{4} \frac{2\Delta}{e} \approx 2$ mV. Nous montrons que ceci n'est pas réalisable avec de mauvaises conditions aux limites. Ce succès démontre également la validité du choix des paramètres de transport du micropont normal, et ce en accord avec les estimations du chapitre V (voir maximalisation de $I_C R_N$, paragraphe 5.2).

D'autre part, une augmentation de résistance jusqu'à plus d'un ordre de grandeur est observée entre type I et type II. Rappelons que le couplage radiofréquence relatif va comme le carré du rapport de résistance d'un échantillon à l'autre. Pour tous ces échantillons, c'est la largeur du micropont qui est le paramètre dominant. L'épaisseur nominale est laissée constante. Remarquons à ce propos qu'une certaine incertitude sur l'épaisseur physique d_N par rapport à l'épaisseur déposée totale subsiste pour des microponts très étroits. On avait observé au chapitre II l'effet de modulation d'épaisseur pour des dépôts très fins dû à la métallisation du masque dans le cas des constriction dans un micropont long (voir paragraphe 2.2.1). Le même phénomène est attendu pour la métallisation d'un micropont de cuivre si l'angle d'évaporation utilisé est très proche de l'angle critique. Pour de tels échantillons l'épaisseur nominale est donc une valeur maximale.

On retiendra donc encore de la figure 55 que le même ordre de grandeur pour $I_C R_N$ et R_N peut être obtenu avec des microponts à effet de proximité en géométrie coplanaire modifiée qu'avec des microponts homogènes. De plus nous montrons qu'alors les conditions aux limites sont plus importantes que la longueur du micropont. Notons cependant que la séparation des effets de ces deux derniers paramètres ne peut être réalisée sur la simple analyse des résultats à basse température. A cet effet, le comportement de $I_C R_N$ doit être étudié sur toute la plage de température. C'est l'objet du paragraphe suivant.

6.1.2. Dépendance en température du produit $I_C R_N$.

Dans ce paragraphe nous présentons pour la première fois l'application des concepts présentés à la section 5.1 et spécialement l'évidence expérimentale des différentes conditions aux limites discutées au paragraphe 5.1.3. Nous montrons en particulier comment séparer les effets sur $I_C R_N$ de la longueur réduite $\lambda(T_C) = L/\xi_N(T_C)$ et des conditions aux limites.

Mais caractérisons d'abord nos résultats par quelques échantillons typiques. A cet effet nous montrons en figure 56 le comportement de cinq de nos échantillons du tableau 3.

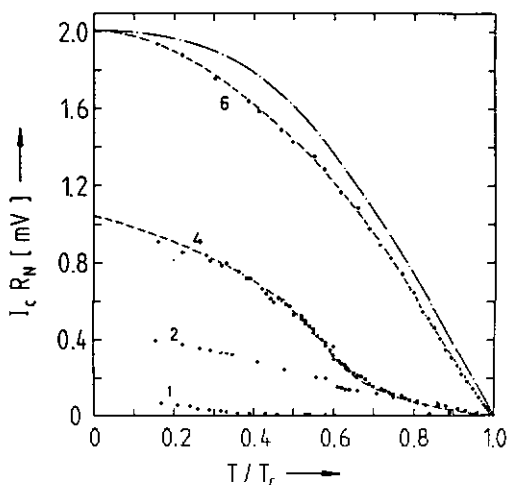


Fig. 56. Produit $I_C R_N$ en fonction de la température réduite T/T_c pour les échantillons 1, 2, 4 et 6 du tableau 3. La courbe en trait plein sans numéro vaut pour $\lambda(T_C) = 0$.

Tous ces échantillons présentent les caractéristiques d'éléments SNS sans court-circuit, à savoir :

i) Hystérèse apparaissant à température relativement basse, fonction de la puissance dissipée au courant critique $I_C^2 R_N$. A ce point, ce critère assure que l'hystérèse est bien due à des effets thermiques et non à ceux de l'inductance cinétique du superfluide comme dans

un système supraconducteur de type micropont court homogène (voir tableau 5 du paragraphe 6.2.2).

ii) Près de T_C , la pente $d(I_{C_N} R_N)/dT$, compte tenu du facteur de correction $A^2 f^2(T)g(T)$, doit être inférieure à celle d'un micropont de longueur nulle ($x(T_C) = 0 \leftrightarrow 635 \mu V/K$, valeur BCS).

iii) L'interprétation de $I_{C_N} R_N(T)$ doit donner une longueur de micropont non nulle.

Dans notre tentative pour réaliser des microponts extrêmement courts, nous avons observé en détail deux éléments présentant manifestement un court-circuit de plomb. Alors les trois critères étaient violés simultanément.

Pour l'interprétation de ces courbes, nous pouvons utiliser la formule 5.14

$I_{C_N} R_N|_{\text{exp.}} = I_{C_N} R_N|_{\text{rigide}} A^2 f^2(T)g(T)$ en remarquant les différents régimes de température où les effets de $f^2(T)g(T)$ se font sentir.

1) Lorsque A^2 est faible, l'effet de $f(T)$ est négligeable. Ceci correspond à des microponts à faible transparence de barrière, donc l'effet de proximité se manifeste peu dans le supraconducteur. En effet, alors la longueur d'extrapolation b tend vers l'infini, la variable $x = \xi_S/b$ tend vers zéro et la fonction $f(T)$ vaut 1 (équ.5.11).

Un exemple typique est l'échantillon 1, comme le montre la figure 56. Dans ce cas nous obtenons, avec un fit direct sur les courbes¹ de la figure 43, $x(T_C) = 6$ et $A^2 = 0.1$. Ici en effet, aucune correction supplémentaire n'est requise et $f^2(T)g(T) = 1$ pour les raisons ci-dessus, et nous observons une correspondance linéaire entre les résultats pour des conditions aux limites rigides et les valeurs mesurées (loi d'échelle de facteur A^2). Mais cet effet est encore peu visible pour cet échantillon puisque $I_{C_N} R_N$ devient négligeable à haute température. De plus, du bruit sur l'échantillon nous empêche probablement de mesurer des énergies de couplage de l'ordre de $k_B T$.

En revanche, cette correspondance linéaire est très bien observée pour l'échantillon 2, caractéristique d'une longueur réduite de l'ordre de 3.5. On remarque en effet sur les courbes de la figure 43 que pour cette valeur de $x(T_C)$ la variation de $I_{C_N} R_N$ est linéaire dans tout le domaine de température observé. Néanmoins, la valeur limite

de $I_C R_N$ à basse température n'excède pas 0.4 mV, ce qui confirme pour des microponts de type I la présence d'une forte barrière à l'interface SN, donnant un A^2 de l'ordre de 1/3.

II) Correction en f(T) sur des microponts de type II suffisamment larges ($g(T) = 1$, car $w_N \gg \xi_S$). Pour tous nos échantillons de type II, nous observons de grands couplages $I_C R_N$ à basse température donnant des facteurs de transparence de barrière A^2 relativement proches de 1. Ceci impose, contrairement au cas précédent, que l'effet de proximité se manifeste dans les conditions aux limites de tels éléments par une dépression du gap à l'interface SN dans le métal S (voir paragraphe 5.1.3). Dans la géométrie adoptée pour le modèle du paragraphe 5.1.3, cet effet est caractérisé près de T_C par une dépression de la valeur de $I_C R_N(T)$ d'un facteur $f^2(T)$. A basse température ($t < 0.6$), cette correction disparaît à cause de la dépendance en température de la fonction f(T). En effet, alors le paramètre b devient très grand (dominé par la divergence de $\xi_N(T)$ à basse température), $x(T)$ devient très petit et f(T) tend vers 1.

Ceci détermine le comportement en température de $I_C R_N$ pour l'échantillon 4 ($w_N = 1 \mu m = 12 \xi_{OS}$). Nous observons sur la figure 56 une forte courbure dans le régime de Ginzburg-Landau où la contribution de b est significative via f(T). En revanche, à plus basse température, la mesure de $I_C R_N$ correspond à une longueur réduite $L/\xi_N(T_C) = 3.5$, avec un facteur $A^2 = 0.73 = cte$.

De plus, la courbure additionnelle à haute température est attribuable de manière univoque à l'effet de f(T) via l'équation²

$$I_C R_N = A^2 f^2(T) I_C R_N |_{\text{rigide}}$$

($g(T) = 1$ car $w_N \gg 2 \xi_S$). Ici, cet effet de courbure intervient à plus haute température ($t \approx 0.6$) que ne le prévoit le modèle de Likharev-Usadel¹ pour des conditions aux limites rigides à longueur réduite plus grande ($t < 0.5$ pour $L/\xi_N(T_C) > 3.5$). Ainsi l'effet diffusif des paires de Cooper dans un micropont long ne peut être invoqué dans ce cas.

Dès lors, le procédé de fit utilisé pour le micropont 4 (voir fig. 56)

est le suivant. Dans le régime de basse température ($t < 0.5$) la valeur de la longueur réduite de l'élément $\lambda(T_c) = 3.5$ est déterminée avec un fit proportionnel à la valeur donnée par les conditions aux limites rigides (figure 43) et où la constante de proportionnalité est identifiée avec $A^2 = 0.73$. La valeur de $f(T)$ est ensuite déterminée graphiquement à haute température où sa contribution est forte ($t = 0.8$). Cette valeur détermine $\rho_S / \rho_N = 6$ en assumant comme précédemment $\xi_S(0) = \xi_{0S} = 83$ nm et $\xi_N(T_c) = 85$ nm, en utilisant l'équation 5.11 et l'évaluation de b qui la suit. La dépendance en température de ξ_S/b donne ensuite le reste du fit à haute température en utilisant l'équation 5.11, et on vérifie en particulier que $f(T)$ vaut 1 pour $t = 0.5$.

L'ordre de grandeur de ρ_S / ρ_N ainsi déterminé est plausible quoiqu'un facteur 2.4 fois plus élevé que ne le laisse présumer les estimations précédentes. Cette imprécision vient probablement des hypothèses assumées pour rendre la fonction $A^2 f^2(T)$ factorisable (voir paragraphe 5.1.3).

III) Restauration des conditions aux limites pour des jonctions étroites ($w_N = 2\xi_S(0)$). Dans ce cas, l'effet des réservoirs de paires de Cooper au sens de la figure 47 se fait sentir (paragraphe 5.1.3), et le terme $g(T) = (w_N + 2\xi_S) / w_N > 1$ restaure des conditions aux limites rigides. En effet, il faut maintenant prendre en considération l'expression complète $A^2 f^2(T)g(T)$ tenant compte de la géométrie et restituant les conditions aux limites particulières à ce genre de micropont (paragraphe 5.1.3 (ii)).

L'application typique de cette nouvelle réalité physique est illustrée par le comportement de $I_C R_N(T)$ de l'échantillon 6 ($w_N = 2.4 \xi_S$), pour lequel nous voyons sur la figure 56 qu'aucune courbure additionnelle n'est observée même dans le domaine de Ginzburg-Landau. Le fit présenté sur cette figure est réalisé pour $L / \xi_N(T_c) = 1.5$ en prenant $A^2 f^2(T)g(T) = 0.9 = \text{cte}$. Remarquons ici que ces valeurs expérimentales sont compatibles avec $L / \xi_N(T_c) = 1.9$ et $A^2 f^2(T)g(T) = 1$, valeur plus proche de la valeur déterminée géométriquement ($L = 0.2 \mu\text{m}$, $L / \xi_N(T_c) = 2.4$). Ici l'effet du couplage fort électron-phonon via

l'augmentation du gap joue certainement également un rôle (voir prochain paragraphe). $I_C R_N = I_C R_N|_{\text{rigide}}$ indique qu'effectivement le facteur A^2 est également affecté par la géométrie (voir également la comparaison entre échantillons de types I et II), ce qui n'est pas prédit par notre modèle puisque les différents effets de la géométrie sur $I_C R_N$ sont rendus factorisables. La réalité observée démontre donc que cette condition est trop forte.

Dans tous les cas l'augmentation du facteur A^2 prouve expérimentalement le gain en fréquence caractéristique des microponts de type II. De plus, la restauration des conditions aux limites rigides dans le cas de microponts étroits devant $2\epsilon_S$ permet l'extension des propriétés haute fréquence de ces éléments au domaine des températures proches de T_C (voir paragraphe 6.2.4, spécialement figure 67 et le texte s'y rapportant).

D'autre part, la restauration des conditions aux limites rigides permet de vérifier extensivement l'exactitude des solutions numériques des équations de Likharev-Usadel¹ (équations 5.6 et 5.7), dont nous avons montré au paragraphe 5.3 que la précision de leur évaluation dépend beaucoup (et particulièrement à basse température) de la contribution de la divergence des fonctions $1/\theta'$ et $1/\theta' \sin^2 \theta$ pour $\theta' \rightarrow \theta_0$.

Un résumé des paramètres de fit déterminés dans ce paragraphe est donné au tableau 4. Ici, les paramètres de l'échantillon 5 sont reportés tels qu'ils seront déterminés au prochain paragraphe.

TABEAU 4

Paramètres de fit de $I_C R_N$ pour les échantillons des § 6.1.2 et 6.1.3.

Echantillon	$k(T_C)$	A^2	ρ_S / ρ_N
1	6	0.1	-
2	3.5	0.33	-
4	3.5	0.73	6.0
5	0	0.59	-
(5)	(1)	(0.67)	-
6	1.5	0.9	-

Les valeurs entre parenthèses pour l'échantillon 5 sont données pour l'interprétation tenant compte du couplage fort électron-phonon dans les plages de plomb (voir prochain paragraphe).

6.1.3 Effet du couplage fort électron-phonon sur le produit $I_C R_N$

Nous présentons dans ce paragraphe un cas typique où l'interprétation de la courbe $I_C R_N(t)$ doit être faite en termes de l'extension du résultat numérique de la théorie d'Usadel-Likharev¹ à la situation de couplage fort électron-phonon au sens de l'analyse donnée au paragraphe 5.3.

On a vu dans ce paragraphe que l'augmentation du gap à l'interface SN par rapport à la valeur BCS se traduit pour des microponts très courts par une augmentation de la pente de $I_C R_N(t)$ près de T_C et par une augmentation de la courbure de cette fonction à plus basse température. L'évidence expérimentale de ce phénomène est trouvée dans le comportement de l'échantillon 5 présenté à la figure 57. Son allure est typique d'un micropont court et étroit, au sens de l'échantillon 6 du paragraphe précédent (pas de courbure additionnelle dans le régime de Ginzburg-Landau).

Alors que la pente de la courbe $I_C R_N(t)$ près de T_C est la même pour cet échantillon 5 que pour le 6 avec $373 \mu\text{V/K}$, on observe ici une saturation de cette fonction à basse température pour $I_C R_N = 1.5 \text{ mV}$ déjà (contre 2 mV pour l'échantillon 6). Ceci correspond à une courbure accentuée de $I_C R_N(t)$ pour cet échantillon.

Un fit proportionnel aux courbes de la figure 43 donne $\alpha(T_C) = 0$ avec une constante de proportionnalité $A^2 = 0.59$. La vérification de cette valeur de $\alpha(T_C)$ dans le régime Ginzburg-Landau est facile avec l'estimation : $A^{-2} d(I_C R_N(t))/dT = 373/0.59 = 632 \mu\text{V/K}$, une valeur de l'ordre des $635 \mu\text{V/K}$ donnés par Kulik-Omel'yanchuk pour $\alpha(T_C) = 0$ en assumant la valeur BCS du gap.

D'autre part, la résistance de l'échantillon est très élevée (0.96Ω). Une partie de cette résistance peut être corrélée à un A^2 faible dans la mesure où ce dernier est dû à la présence d'un oxyde à l'interface SN. Mais toute cette résistance ne peut être attribuée à cet

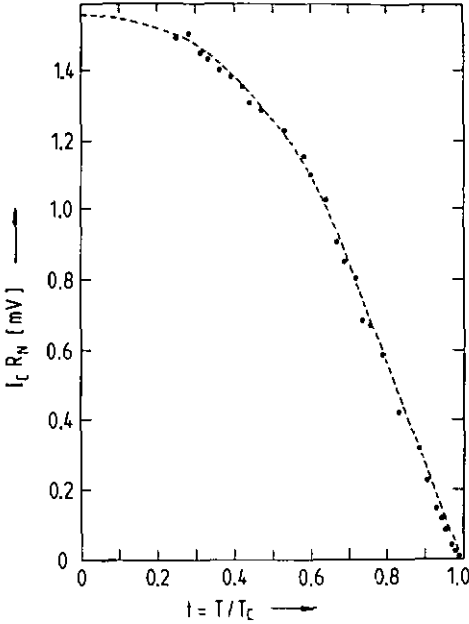


Fig. 57 · Produit $I_C R_N$ en fonction de la température réduite t pour l'échantillon 5. Le fit en traitsillés vaut pour $\lambda(T) = 0$ et $A^2 = 0.59$ en utilisant la valeur BCS du gap. La même courbe est obtenue pour $\lambda(T_C) = 1$ et $A^2 = 0.87$ avec le gap du plomb.

effet; cela impliquerait que nous nous trouvions en présence d'un micropont **court-circuité** par une jonction tunnel, et alors la faible valeur de $I_C R_N$ à basse température ne s'expliquerait plus.

D'autre part, l'observation des caractéristiques I-V de cet échantillon 5 infirme également l'hypothèse d'un court-circuit par une jonction tunnel (type TDGL, hystérèse apparaissant à environ 2 K). De plus, la comparaison avec des microponts de type I où A^2 est très faible avec des résistances également faibles montre que la résistance élevée que nous observons ici ne peut être attribuée uniquement à la valeur relativement faible de A^2 dans un système SNS.

Clairement, un autre mécanisme est en cause, et nous pouvons l'identifier sur la base de nos estimations numériques du paragraphe 5.3 comme étant l'effet du couplage fort électron-phonon. Le fit donne

alors des valeurs plus acceptables avec $\lambda(T_C) = 1$ et $A^2 = 0.69$. De cette analyse nous pouvons considérer le comportement de $I_C R_N(t)$ pour l'échantillon 5 comme représentatif d'une situation de couplage électron-phonon fort dans un micropont SNS de faibles dimensions. A notre connaissance aucune autre observation de ce type n'avait encore été réalisée pour des microponts SNS à ce jour. Ceci est à mettre en rapport direct avec les propriétés particulières de nos échantillons de très bonne qualité.

6.2. L'état dissipatif

6.2.1. Caractéristiques I-V

Pour tous nos microponts, la caractéristique I-V(t) est essentiellement de type TDGL. Une illustration de ce fait expérimental est donné à la figure 58 pour l'échantillon 4 à $t = 0.53$.

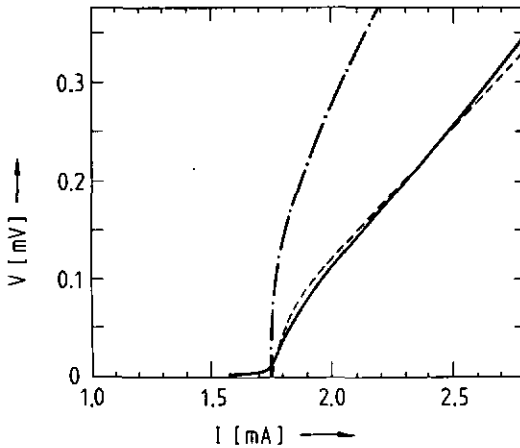


Fig. 58. Comparaison de la caractéristique I-V de l'échantillon 4 à $t = 0.53$ (courbe continue) avec le modèle TDGL (courbe en traits tillés) pour $u = 12$ et $R_N = 0.255 \Omega$. La courbe en trait d'axe vaut pour $u = 0$ (RSJ).

Sur cette figure, on remarque que pour un courant donné, la tension mesurée est beaucoup plus faible que la tension prévue par le modèle RSJ (environ facteur 2). Alors, en utilisant la figure 13 de la référence 2, nous pouvons comparer quantitativement le modèle TDGL avec

notre mesure. Dans ce modèle, différentes courbures de la caractéristique I-V sont déterminées par le paramètre $u = \tau_0/\tau_J$ où τ_0 est le temps de relaxation du superfluide (équ. 3.26) et τ_J le temps caractéristique de l'élément de Josephson (proportionnel à l'inverse du courant critique). Dans ce cadre, le modèle RSJ est retrouvé pour $u = 0$, alors que la caractéristique devient linéaire à partir du courant critique pour $u \rightarrow \infty$.

Ici, pour obtenir la courbe en traitsillés, nous avons choisi $u = 12$, en accord avec le calcul de Eliashberg et Gor'kov³ valable pour un gap nul dans le cuivre ($T_C(\text{Cu}) = 0$) et gardé la résistance de l'échantillon R_N comme paramètre ajustable. La valeur ainsi déterminée est $R_N = 0.225 \Omega$ pour cet échantillon 4 à $t = 0.53$, une valeur en bon accord qualitatif avec la valeur $R_N = R_{\text{eff}}$ donnée par la pente de la caractéristique I-V (0.3Ω , voir tableau 1).

D'autre part, nous avons observé une légère variation de cette résistance apparente $R_N = R_{\text{eff}}$ avec la température. Dans le cadre de la théorie TDGL ce comportement est attendu, mais de plus la résistance peut être légèrement affectée par la région hors équilibre dans le supraconducteur près du micropont normal. En l'absence de programme sur ordinateur permettant la séparation de ces effets par une étude systématique, nous nous sommes bornés à garder pour R_N la valeur typique donnée par la caractéristique I-V.

Une discussion de la valeur prédite $u = 12$ par la théorie Eliashberg et Gor'kov pour un supraconducteur sans gap doit être faite néanmoins pour l'effet de proximité où l'amplitude de condensation des paires est non nulle et donne lieu à l'effet de Josephson. Une vérification de la valeur $u = 12$ dans le cas de micropont SNS est donnée par Likharev et Yakobson⁴ dans le cas de conditions aux limites arbitraires, la réduction de l'amplitude de condensation des paires à l'interface diminue non seulement τ_0 mais également I_C . Comme on l'a vu (équation 3.26), τ_0 est proportionnel à l'inverse de cette amplitude au carré, et on s'attend à ce que la valeur de u ne change pas en première approximation dans la mesure où τ_J subit la même loi de proportion à l'amplitude de condensation.

6.2.2. Hystérèse dans les caractéristiques I-V

La théorie d'Usadel⁵ appliquée à l'effet de proximité¹ ne prévoit pas de comportement hystérétique⁶ des caractéristiques I-V dû aux effets d'inductance cinétique. Mais d'autres causes d'hystérèse sont également possibles dans de tels microponts. Nous allons montrer que dans notre cas les hystérèses apparaissent du fait du chauffage produit par l'état dissipatif. On sait que les densités de puissance dissipées dans ces éléments sont incroyablement élevées du fait de leur petite taille ($\sim 10^{15}$ W/m³). Si le refroidissement n'est pas suffisant, le système entre dans un état dissipatif où les conditions de température dans le micropont ne sont plus respectées. La transition à l'état dissipatif apparaît alors comme discontinue car le courant critique a changé à cause de la variation de température. Si à ce point on diminue le courant, l'état dissipatif va se maintenir jusqu'à ce que la température soit redescendue suffisamment ($I < I_C(t \text{ local})$). Le système relaxe précisément à la puissance nécessaire pour maintenir ces conditions de température. Pour des conditions de couplage thermique données, la puissance de dénucléation est donc constante. C'est le cas pour tous nos échantillons. De plus, la résistance est celle de l'élément à l'état normal. La condition de température doit être $T = T_{CSN}$ à l'interface SN. Cette condition est plus exigeante que la condition de nucléation d'un hotspot dans un micropont homogène, correspondant à $T = T_C$ à une distance de cohérence dans le métal supraconducteur, et donnant lieu à une structure de chauffage (voir prochain paragraphe). De fait, nous verrons qu'on observe entre ces deux points de dissipation caractéristiques une résistance constante environ égale à R_N (pondérée par la variation due à τ_0 selon le modèle TDGL, voir paragraphe 6.2.1).

L'évidence expérimentale pour un tel mécanisme vient de l'observation du comportement réentrant de l'hystérèse à la transition superfluide de l'hélium. En effet, en-dessous de cette température critique λ , le couplage thermique au bain d'hélium est amélioré (figure 59). On sait que l'hélium superfluide est un autre liquide quantique où

la conductivité thermique joue le rôle de la conductivité électrique dans un supraconducteur. Du fait de l'absence de gradient de température dans l'hélium superfluide, le refroidissement de l'échantillon est meilleur. En pratique, cette capacité de refroidissement est limitée par la constante de transfert de chaleur solide-liquide (résistance de Kapitza⁷). Cette résistance provient du changement de longueur d'onde d'un phonon d'un milieu à un autre, le phonon subissant une loi de type Snell-Descartes. Cette résistance est une fonction continue de la température à travers la température λ de transition de l'hélium à l'état superfluide.

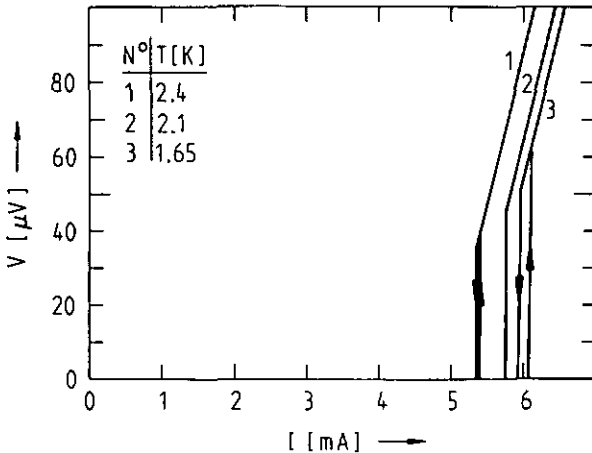


Fig. 59. Comportement hystérique réentrant de l'échantillon 2 autour du point λ (transition superfluide de l'hélium). L'échantillon est mesuré dans l'hélium. L'effet disparaît lors d'une mesure sous vide.

Mais du fait de la résistance de Kapitza liquide-solide constante, la variation de puissance de dénucléation est relativement faible. Un résumé des puissances de dénucléation pour les différents échantillons où l'hystérèse est observée est donné au tableau 5. Seul l'échantillon 2 est mesuré dans l'hélium. Les autres échantillons (de type II) sont mesurés sous vide. Dans ce tableau, T^+ est la température en-dessous de laquelle l'hystérèse apparaît, et $I_c(t^+)$ le courant

critique correspondant.

On remarque de façon générale que le refroidissement est meilleur dans le cas des échantillons de type II sous vide que celui d'un échantillon de type I. Ceci provient de leur nature métallique tridimensionnelle qui assure un meilleur couplage thermique que l'hélium. Dans le cas d'échantillons de type II, les tensions correspondantes peuvent dépasser le millivolt.

TABLEAU 5

Echantillon	Type	T^+ [K]	$I_c(t^+)$ [mA]	$I_c^2(t^+)R_N$ [μ W]
2	I	2.4	5.5	1.8
(2)	(I)	(2.75)	(5.75)	(2.0)
4	II	1.2	2.9	2.52
5	II	1.8	1.56	2.33
6	II	4.2	0.38	1.74
7	II	2.0	0.38	0.17

Le seul contre-exemple est l'échantillon 7. Mais ici la résistance élevée ($R_N = 1.2 \Omega$) et le faible courant critique maximum ($I_c R_N = 630 \mu V$) ainsi qu'un A^2 inférieur à 0.5 font penser que le micropont normal est mal couplé aux plages supraconductrices, ce qui va de pair avec un mauvais couplage thermique entraînant l'apparition de cet effet thermique à plus basse puissance. On a malgré tout observé jusqu'à 17 steps de synchronisation radiofréquence à $4.2^0 K$ pour cet échantillon et ce aux harmoniques de la fréquence d'excitation $\nu_0 = 10.05 GHz$, soit $V_{17} = 355 \mu V = I_c R_N$ à 4.2 K et $P_{17} = 0.15 \mu W$, ce qui est de l'ordre de grandeur de $I_c^2(t^+)R_N$ pour cet échantillon. Malheureusement cet échantillon a fait fusible en cours de manipulation. En revanche, nous avons observé sur l'échantillon 6 des marches de synchronisation jusqu'à des températures de l'ordre de $T^+/2$; mais alors un autre phénomène dynamique se manifeste à haute tension (voir paragraphe 6.2.4).

6.2.3. Structure dans les caractéristiques I-V des microponts fortement couplés.

Si les caractéristiques I-V d'échantillons relativement longs se présentent d'une régularité exemplaire et se montrent faciles à comprendre en termes d'un modèle simple (TDGL), en revanche celles des microponts à constante de couplage $I_C R_N$ élevées sont toujours fortement structurées. Certaines de ces structures peuvent être des structures de chauffage, d'autres sont à attribuer aux structures subharmoniques du gap. En revanche chaque structure n'a pu être forcément attribuée d'une manière univoque à l'une ou à l'autre de ces deux familles. La raison doit être imputée à un refroidissement insuffisant. Les mesures d'Octavio⁸ montrent que pour l'étain les variations d'épaisseur typiques à obtenir pour ce faire sont de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres pour le micropont contre quelques microns pour le supraconducteur. Même avec notre refroidissement supplémentaire il nous faut donc encore au moins un facteur 2 dans la géométrie actuelle. Cette géométrie n'a d'ailleurs pas été conçue de prime abord dans ce but, mais plutôt pour maximaliser $I_C R_N$ et R_N . Pour cette raison, il est hors de propos de penser que nos échantillons sous leur forme actuelle pourraient lever la controverse sur les structures dans les caractéristiques courant-tension (voir paragraphe 5.4.2).

En ce qui concerne nos échantillons, remarquons tout d'abord que ces structures apparaissent à des puissances nettement supérieures à la puissance minimum dégagée en diminuant le courant (puissance de dénucléation de l'état dissipatif voir paragraphe 6.2.1). Ceci est visible sur la figure 60 où la résistance différentielle de l'échantillon 6 est montrée en fonction de la tension pour deux températures (respectivement 4 et 3 K) en-dessous de l'apparition de l'hystérèse (4.2 K). Au-dessus de cette température, cette puissance caractéristique est marquée par une structure évoluant avec la température.

En remarque préliminaire, nous anticipons un peu sur le paragraphe 6.2.4 pour mentionner que nous avons eu jusqu'à 14 steps à 8.137 GHz

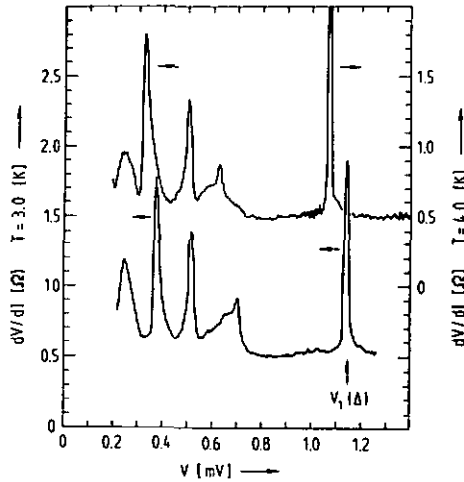


Fig. 60. Dérivées des caractéristiques I-V de l'échantillon 6 en fonction de la tension pour deux températures. La courbe du haut se rapporte à l'échelle de droite où $T = 4$ K et la courbe du bas se rapporte à l'échelle de gauche où $T = 3$ K. La structure à la plus haute tension (de l'ordre du millivolt) est baptisée V_1 (Δ). La tension de dénucléation (voir le texte) est environ 0.2 mV.

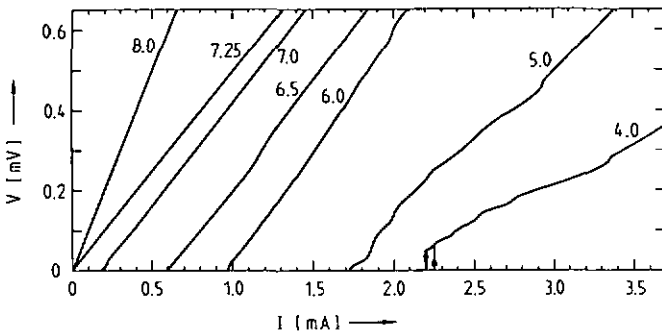


Fig. 61. Caractéristiques I-V de l'échantillon 6 pour différentes températures. La structure V_1 (Δ) n'apparaît sur cette échelle qu'au-dessous de $T = 6$ K.

pour ces deux températures, ce qui indique que l'échantillon se comporte en oscillateur au moins jusqu'à des fréquences de l'ordre de 230 μV et bien au-dessus de l'hystérèse. De nouveaux effets sont observés à plus haute fréquence, laissant supposer que la fréquence maximum serait de l'ordre de 500 μV ou plus. Ni l'hystérèse ni l'apparition des premières structures ne sont donc incompatibles avec le bon fonctionnement du micropont comme oscillateur de Josephson. Un aperçu de l'allure des caractéristiques I-V pour ce même échantillon est donné à la figure 61. On remarquera la définition de ces structures à basse température.

On l'a vu au paragraphe 5.4.3, structure de chauffage et structure subharmonique du gap peuvent subir la même dépendance en température, et ce au moins près de T_c . La condition pour ce faire est que le hotspot donnant la structure de chauffage se développe dans un système à deux dimensions. Cette hypothèse correspond, pour nos échantillons, à la nucléation du hotspot dans le plomb fortement granulaire, où la taille du grain est de l'ordre de l'épaisseur du film (voir chapitre 2). Comme la conductivité thermique est alors déterminée par le couplage thermique entre grains, le hotspot se développe alors dans un ensemble de grains disposés en réseau aléatoire à deux dimensions. Ainsi, il est donc naturel de considérer la structure à dissipation la plus élevée, quelle que soit sa nature (structure de chauffage ou structure subharmonique du gap), et de la comparer au gap $\Delta(T)$. Ceci est fait à la figure 62 pour l'échantillon 6, où on a reporté la structure $V_j(\Delta)$ à dissipation la plus élevée (échelle de gauche) et où on l'a comparée au gap du plomb (échelle de droite, où $\Delta(T)$ est déterminé avec $T_c = 7.28 \text{ K}$ et $\Delta(0)/k_B T_c = 2.19$).

Bien que la dépendance générale observée en fonction de la température soit environ celle du gap, un écart se manifeste à haute température. Nous verrons que ce fait est à mettre en rapport avec le choix de T_c (ici 7.28 K).

Structure subharmonique ou structure de chauffage ?

Remarquons d'emblée que l'ordre de grandeur pour la tension associée à cette structure à dissipation la plus haute est de 0.8 $\Delta(0)$ environ

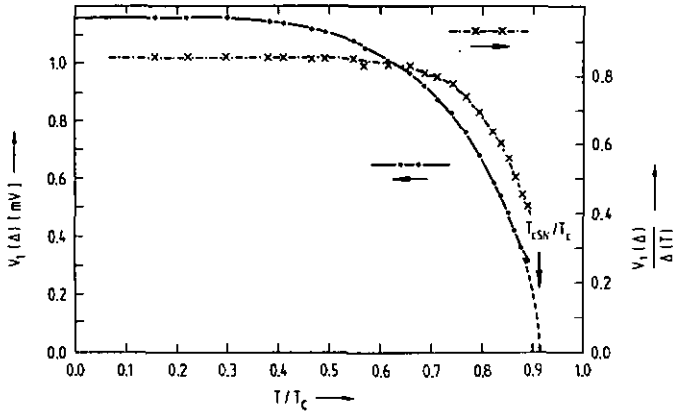


Fig. 62. Valeur absolue (points, échelle de gauche) et valeur relative au gap du plomb (croix, échelle de droite) de la tension du pic $V_1(\Delta)$ en fonction de la température réduite à la température critique du plomb (7.28 K mesuré pour cet échantillon 6).

à basse température, ce qui est faible pour une première structure subharmonique du gap ($V = 2\Delta(0)$). Ceci pourrait à première vue être attribué à un effet de réduction du gap dû à l'augmentation de température locale (forte dissipation). Mais la déviation de $V_1(\Delta)/\Delta(T)$ à haute température est du mauvais signe pour son interprétation en terme de dissipation⁹ : l'effet de l'augmentation de température locale est de diminuer le gap d'autant plus que la dissipation est élevée (basse température où $V_1(\Delta)$ est grand), ce qui donne un effet inverse de celui que nous observons où $V_1(\Delta)/\Delta(T)$ diminue quand $V_1(\Delta)$ devient faible (haute température).

Si par contre on interprète cette structure comme due à la croissance d'un hotspot dans un système à 2 dimensions tel que décrit plus haut, on doit identifier $V_1(\Delta)$ avec V_2 défini au paragraphe 5.4.3, et la température critique à considérer est celle du bilame T_{CSN} . Alors un fit de la structure $V_1(\Delta)$ avec la dépendance en température du gap est parfait sur tout le domaine de température considéré (courbe

en traits pleins). Extrapolé à $V_1(\Delta) = V_2 + 0$, (courbe en traits tillés), il indique une température de transition du bilame $T_{cSN} = 6.65$ K, soit $T_{cSN} / T_c = 0.913$. Cette température critique du bilame réduite à T_c est donnée, d'après de Gennes¹⁰ et dans la limite où $d_s \gg \xi_s(T)$ (ce qui est environ le cas pour nous, $d_s = 300$ nm et $\xi_s(T_{cSN}) = 0.74 \xi_0 / (1-t)^{1/2} = 209$ nm avec $\xi_0 = 83$ nm et $t = T_{cSN} / T_c$), par la relation suivante avec les paramètres géométriques du bilame :

$$T_{cSN} / T_c = 1 - (\pi^2/4) [\xi_s(0)/(d_s + b)]^2$$

Avec les valeurs standard de nos échantillons sus-mentionnés, nous obtenons $b = 142$ nm; cette valeur un peu faible est à attribuer au fait que dans nos échantillons à cette température le rapport $d_s / \xi_s(T)$ vaut environ 1.5, et n'est pas vraiment beaucoup plus grand que 1. C'est la raison pour laquelle l'estimation pour b de de Gennes¹⁰ est environ un facteur 2 fois plus élevé :

$$b = \xi_N(T_{cSN}) / (A^2 \tanh [d_N / \xi_N(T_{cSN})]) = \xi_N^2(T_{cSN}) / (A^2 d_N) = 290 \text{ nm}$$

où on a utilisé les valeurs $\xi_N(T_{cSN}) = \xi_N(T_c) / (T_{cSN} / T_c)^{1/2} = 89$ nm et $A^2 = 0.9$ tel que déterminé par le fit de I_{cR_N} .

Encouragés par ce bon accord, nous utilisons cette dernière valeur de b pour calculer les valeurs des fonctions donnant les conditions aux limites à cette température (voir paragraphe 5.1.3). Avec $x(T_{cSN}) = \xi_s(T_{cSN})/b = 0.7$ nous obtenons $f(T_{cSN}) = 0.62$, soit $A^2 f^2(T) = 0.35$. Cette dernière valeur indique, selon le paragraphe 5.1.3 ii), une valeur minimale pour $g(T_{cSN})$ de l'ordre de 2.9, ce qui donne avec l'équation $g(T) = [w_N + 2\xi_s(T)]/w_N$ une estimation par excès de w_N de 220 nm. Cette valeur est en accord avec la valeur déterminée géométriquement ($w_N = 200$ nm).

Ainsi la température critique T_{cSN} du bilame est consistante avec les paramètres déjà déterminés pour cet échantillon 6.

Remarquons néanmoins que I_{cR_N} reste élevé au-dessus de T_{cSN} (de l'ordre de 250 μV à $T_{cSN} = 6.65$ K). Ce fait expérimental est à attribuer selon nous aux réservoirs supraconducteurs alimentant le micropont en paires de Cooper provenant du supraconducteur non perturbé. Ceci explique que la synchronisation rf a pu être observée pour cet

échantillon à 7 K (fig. 67), donnant jusqu'à 11 marches à 8.3 GHz, soit à une tension maximum de l'ordre de 0.2 mV.

Nous pouvons maintenant analyser la dépendance en température de la structure $V_1(\Delta)$ identifiée avec la structure de chauffage V_2 . La théorie du hotspot à deux dimensions présentée au paragraphe 5.4.3 prévoit que le courant de nucléation de cette structure $I_2(T)$ associé à la tension $V_2 = V_1(\Delta)$ est lié à la résistance de surface R_{\square} par la relation :

$$I_2^2(T)/T = (\pi^2/3)(k_B/eR_{\square})^2 (T_C - T)$$

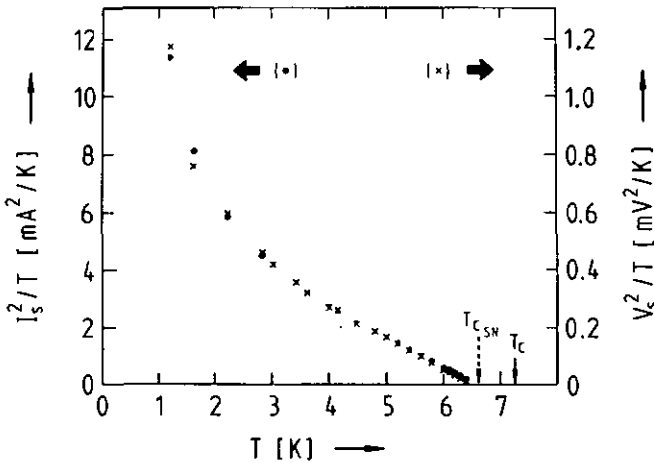


Fig. 63 Résultats linéarisés en fonction de la température des courants et tensions associés à la structure $V_1(\Delta)$.

De manière à déterminer expérimentalement cette résistance de surface, nous reportons en figure 63 (échelle de gauche) les valeurs de $I_2^2(T)/T$, dont la pente près de T_C donne $R_{\square} = 0.15 \Omega$.

De plus, nous nous sommes assurés que ces dernières valeurs sont bien proportionnelles à $V_2^2(T)/T$ (échelle de droite) sur tout le domaine de température mesuré et que ces deux séries de valeur indiquent bien le même $T_{C,SN}$. En outre, ceci permet de déterminer la résistance

du hotspot à sa nucléation avec $R_H = [(V_2^2(T)/T)/(I_2^2(T)/T)]^{\frac{1}{2}} = 0.28 \Omega$, soit les 78 % de la valeur $R_N = 0.36 \Omega$ déterminée par la pente de la caractéristique I-V. (Rappelons ici que l'interprétation de ces caractéristiques I-V en termes du modèle TDGL (paragraphe 6.2.1) donnait pour la résistance de l'échantillon 75 % de la valeur déterminée par la pente de la caractéristique I-V).

Cette valeur de résistance permet maintenant d'identifier la structure $V_1(\Delta)$ comme étant le point de nucléation d'un hotspot dans les plages de plomb à proximité immédiate du micropont de cuivre.

Le rapport de R_{\square} avec cette dernière valeur donne $R_{\square}/R_H = w_N/L = 0.54$, soit avec $L = 200 \text{ nm}$ (voir tableau 3) on obtient $w_N = 110 \text{ nm}$. Cette valeur est un peu faible si on la compare avec les estimations précédentes et celle donnée par la résistance du micropont $R_H \approx 0.28 \Omega$ avec la relation $w_N = \rho_N L / R_N d_N = 200 \text{ nm}$ où nous avons utilisé $\rho_N = 0.38 \mu\Omega/d_N$ (voir paragraphe 5.2)

Nous considérons néanmoins l'accord de la valeur obtenue pour R_{\square} à partir de la pente de $I_2^2(T)/T$ comme satisfaisante (facteur 2). Dans la mesure où cette structure de chauffage donne une limite maximum au bon fonctionnement du micropont comme oscillateur de Josephson à très haute fréquence, on voit avec la relation $V_2 = R_N I_2 \div R_N / R_{\square} \div w_N^{-1}$ qu'une réduction de la largeur du micropont contribue à l'amélioration du fonctionnement à très haute fréquence. Rappelons que cette condition va de pair avec celle restaurant les conditions aux limites rigides (voir paragraphe 5.1.3) dans la mesure où elle augmente $g(T)$.

Nous avons encore vérifié que les caractéristiques I-V de cet échantillon 6 réduites à I_2 et V_2 respectivement sont bien universelles en accord avec le modèle de chauffage à deux dimensions, et ce au moins au-dessus des autres structures observées.

Dans notre cas, ces autres structures (à dissipation plus faible que $V_1(\Delta)$) correspondent chaque fois à une diminution de la tension réduite par rapport à la courbe universelle et en-dessous de la structure considérée. De manière générale elles correspondent à des structures

subharmoniques du gap dont la dépendance en température est déformée par des effets thermiques, soit lorsque cette structure se superpose à celle donnant l'hystérèse à basse température. Un modèle détaillé donnant le profil de température dans notre système compliqué par les changements de matériaux, de dimensionnalités et la résistance de Kapitza entre cuivre et plomb, est ici nécessaire pour pouvoir interpréter quantitativement ces structures.

En conclusion, nous pouvons donc définitivement attribuer la structure $V_1(\Delta)$ à dissipation la plus élevée pour cet échantillon 6 à du chauffage. L'analyse numérique confirme que cette structure correspond à la nucléation d'un hotspot situé dans les plages de plomb où le transport de chaleur est déterminé par la granularité du plomb, mais à proximité immédiate du micropont de cuivre.

6.2.4. Synchronisation radiofréquence

a) Généralités

Bien que les caractéristiques sous courant rf de tous nos échantillons présentent des marches de courant, nous choisissons d'abord l'échantillon 7.

Malgré l'apparition de l'hystérèse à des puissances données par $I_C^2(t^+)R_N$ relativement faibles (0.17 μ W pour cet échantillon 7, voir paragraphe 6.2.2) rappelons que cet échantillon n'est hystérétique qu'à 2 K seulement, et à 4.2 K les conditions sont idéales pour l'observation des marches de courant (synchronisation rf). Sa caractéristique I-V à une telle température est donnée à la figure 64, où on discerne à haut courant la structure de chauffage analogue à $V_1(\Delta)$ pour l'échantillon 6.

La résistance R_N est ici de 1.2 μ (voir tableau 3), et le courant critique à cette température de 4.2 K est de 275 μ A, ce qui donne un produit $I_C R_N$ de 330 μ V. Sous irradiation rf de fréquence $\nu_0 = 10.05$ GHz, nous observons 17 marches, soit pour la 17e marche une tension de l'ordre de 355 μ V (voir figure 64). La très forte

atténuation des deux derniers steps atteste d'une fréquence de coupure de l'ordre des $330 \mu\text{V}$ requis. Dans notre cas, nous observons donc une saturation à $I_C R_N$ de l'effet de Josephson alternatif, quoique cette observation puisse être liée au faible courant rf disponible par irradiation.

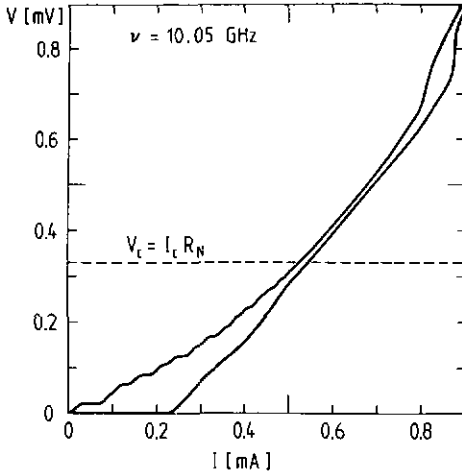


Fig. 64. Caractéristique I-V de l'échantillon 7 avec et sans irradiation radiofréquence. Noter le déplacement de la structure de chauffage en haut à droite.

D'autre part, on remarque nettement l'effet du chauffage supplémentaire de l'échantillon soumis au courant radiofréquence, comme l'atteste le déplacement de la structure de chauffage analogue à $V_J(\Delta)$ pour l'échantillon 6 (structure pour cet échantillon 7 visible en haut à droite de la figure 64.). De la différence de puissance observée $\Delta(U_2 I_2) = 1.15 \text{ } 10^{-7} \text{ W}$, nous tirons un courant rms radiofréquence $I_{\text{rf}} = [\Delta(U_2 I_2)/R_N]^{1/2} = 0.31 \text{ mA}$, où nous assumons que ce courant est la source unique de chauffage supplémentaire.

De cette valeur et de la valeur $I_C = 275 \mu\text{A}$ nous tirons le rapport $I_{\text{rf}}/I_C = 1.12$. Cette dernière valeur est compatible avec celle que suggèrent les intensités relatives des différentes marches, soit par comparaison avec les résultats expérimentaux avec l'échantillon

jumeau (figure 66) $I_{rf}/I_C = 1.2$.

Nous voyons donc que cet effet de chauffage dû à l'irradiation micro-onde est à attribuer, comme on pouvait s'y attendre, uniquement à la dissipation liée au courant rf dans le micropont, et non à un chauffage global des plages de plomb.

Pour un fonctionnement à très haute fréquence et très grand courant rf, quand la tension V_2 devient de l'ordre de $I_C R_N$, améliorer les performances de nos échantillons implique donc à ce niveau augmenter R_G en réduisant la largeur w_N (voir paragraphe précédent). Mais pour cet échantillon à 4.2 K et sous cette intensité d'irradiation, nous observons que les marches de synchronisation disparaissent à des tensions légèrement supérieures à $I_C R_N$, soit plus d'un facteur 2 en-dessous de la structure de chauffage.

Que se passe-t-il si nous augmentons le courant rf ?

Pour cela, il nous faudrait attacher à l'échantillon une antenne dipolaire¹¹. Ici, on sait que la structure de chauffage apparaîtra à plus faible courant statique du fait de l'augmentation de température. Mais déjà dans notre cas, puisque I_{rf} est au moins comparable à I_C , la dissipation associée au courant rf est très forte. Il est remarquable que les marches observées à tension maximum restent supérieures à $I_C R_N$, qui est une fréquence de cut-off déterminée par une mesure statique soit non dissipative.

b) Largeurs des marches de synchronisation rf

D'après les calculs numériques effectués par de Lozanne¹², la largeur des marches ne change pas du modèle RSJ au modèle TDGL. Ceci peut facilement se comprendre si on considère que le seul effet de l'inductance cinétique du superfluide est de "ralentir" la jonction en fonction de u , mais que le mécanisme de couplage radiofréquence reste inchangé. Une démonstration mathématique rigoureuse reste néanmoins à faire. Côté expérimental, nous avons observé ce fait sur l'échantillon jumeau du 7 avec $R_N = 0.82 \Omega$ et $I_C = 232 \mu A$ à 4.2 K. Sa fréquence caractéristique est donc $\nu_J = \frac{2e}{h} I_C R_N = 92 \text{ GHz}$. Considérant la fréquence d'irradiation de 7.912 GHz, le rapport de fréquence

est $\zeta = 8.6 \cdot 10^{-2}$. Des courbes I-V en fonction du courant radiofréquence sont données à la figure 65.

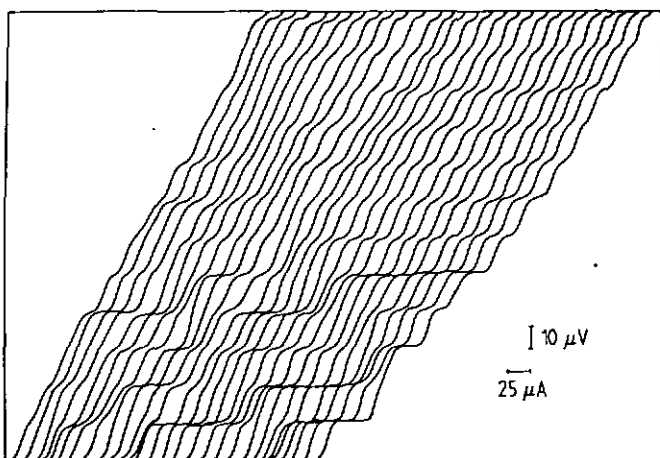


Fig. 65. Courbes I-V servant à déterminer la figure 66. La dépendance en courant rf est de type Bessel, comme on peut le remarquer déjà par inspection. Les zéros sont décalés en X, et l'intensité rf va en décroissant de gauche à droite.

Dans cette figure, la dépendance de type Bessel est visible déjà par inspection. Elle est confirmée par la comparaison avec les calculs sur computer analogique pour des jonctions RSJ publiés par Russer¹³.

Cette comparaison est présentée quantitativement à la figure 66. Dans cette figure, les points sont les mesures expérimentales alors que les traits tillés sont les résultats analogiques pour $\zeta = 0.1$. L'échelle de courant rf (arbitraire) a été ajustée à l'échelle de Russer par la relation $I_{rf}/I_C = 1.15$ au premier zéro de la première marche ($N = 1, I_1/I_C = 0$). Tous les autres points de chaque courbe sont donc comparés à ce point. L'accord est excellent, bien qu'il n'ait pas été tenu compte des effets de chauffage.

Du point de vue de l'applicabilité haute fréquence, on l'a vu, notre échantillon avec le plus grand produit $I_C R_N$ est de loin l'échantillon 6. On a vérifié (figure 67) qu'à haute température (ici 7 K) la fréquence de coupure est bien donnée par le produit $I_C R_N$. Il est intéressant de noter qu'ici on se trouve au-dessus de la température critique

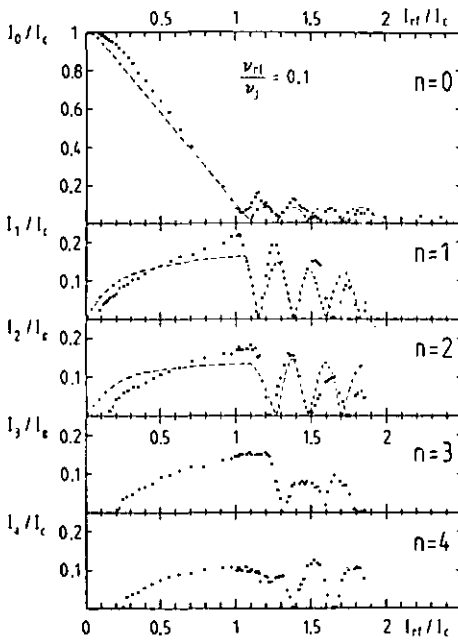


Fig. 66. Dépendance de l'amplitude des marches de tension en courant radio-fréquence comparée avec le calcul analogique de Russer¹³ pour le modèle RSJ (voir le texte).

du bilame telle que déterminée par la structure de chauffage ($T_{cSN} = 6.65$ K).

En revanche, à plus basse température, on observe une saturation à $n = 14$. A $T = 5.6$ K une légère modulation de l'enveloppe apparaît (voir figure 68).

A plus basse température, des signaux importants sont mesurés par dV/dI (figure 69) et sont observables même sur la caractéristique I-V. La position des pics et leur écart dépend de la température, de la fréquence d'excitation et de son amplitude. La seule relation digne d'intérêt établissant un lien empirique entre ce phénomène et les paramètres de cet échantillon est $(\bar{V} \cdot \Delta V)^{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{\tau_0}$.

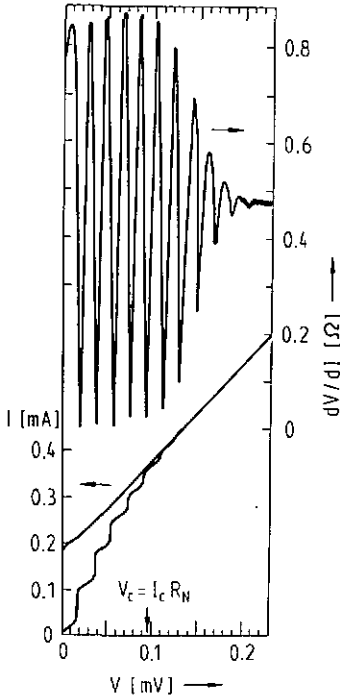


Fig. 67. Marches de courant induite à des multiples de $\nu_0 = 8.3$ GHz pour l'échantillon 6. La fréquence de coupure est bien donnée par $I_c R_N$ ($T = 7$ K).

De plus, lorsqu'on varie l'amplitude du signal rf, on voit qu'un des pics de la dérivée de la caractéristique se multiplie sous l'action du champ rf. Ces pics et les marches de tension peuvent interférer, et nous voyons sur la figure 69 que les marches $n = 13$ et $n = 14$ sont situées entre les deux premiers pics. Nous ne comprenons pas encore ce phénomène à l'heure actuelle.

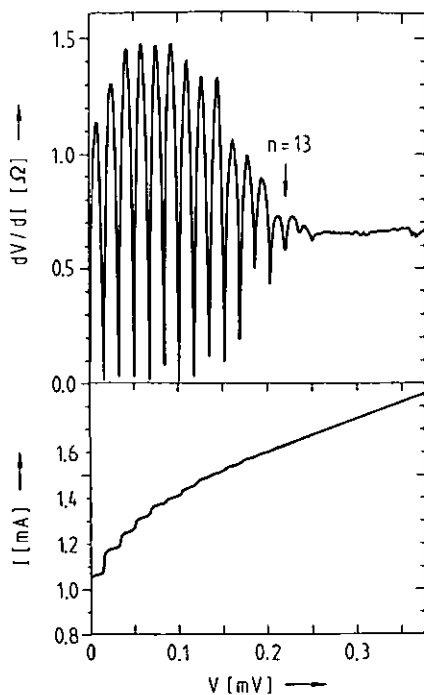


Fig. 68. Saturation des marches induites à la fréquence $14 \nu_0$ ($\nu_0 = 8.137 \text{ GHz}$) ($T = 5.6 \text{ K}$, $I_{CN}^0 = 0.744 \text{ mV}$) pour l'échantillon 6.

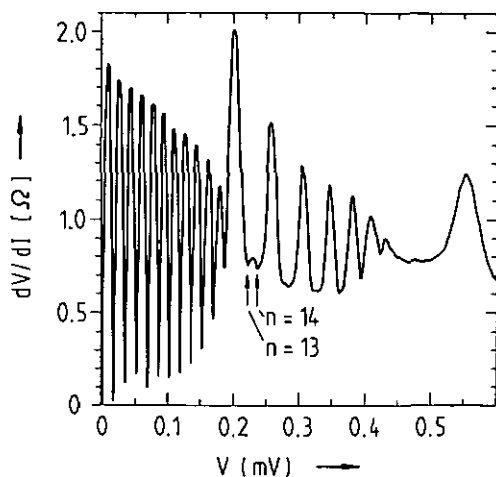


Fig. 69. Echantillon 6 à $T = 4.485 \text{ K}$ irradié à la fréquence $\nu_0 = 8.137 \text{ GHz}$. Les pics pour $n = 13$ et $n = 14$ sont à peine visibles, mais bien identifiables en variant la température, la fréquence ou l'amplitude. Remarquer la relation $V \Delta V = \text{cte}$ ainsi que la décroissance exponentielle de l'enveloppe.

6.3. Conclusions

Dans ce dernier chapitre nous avons présenté la réalisation expérimentale des concepts développés au chapitre V pour des éléments de Josephson à effet de proximité. Nous avons obtenu les conditions où le couplage entre deux supraconducteurs via un micropont de métal normal est optimisé. L'observable principale est ici le produit $I_C R_N$. La valeur de ce paramètre est maximisée pour des microponts de dimensions de l'ordre du dixième de micron. Dans nos conditions, la longueur réduite $\kappa(T_C)$ est suffisamment faible pour que le comportement d'un tel système soit similaire à celui de microponts courts homogènes. De plus, des conditions aux limites rigides sont obtenues pour des microponts très étroits grâce à un effet de réservoirs de paires de Cooper créé aux extrémités de ce micropont. Cet effet nouveau confère à ce type d'éléments de Josephson les propriétés haute fréquence requises pour son applicabilité jusqu'à des températures très proches de la température critique des plages supraconductrices. Les critères de fabrication correspondants (développés au chapitre V) sont remplis pour rendre ces conditions de fonctionnement idéales.

Pour des microponts ultracourts, l'effet du couplage fort électron-phonon dans les plages supraconductrices (Pb) est observé. L'extension dans cette limite du modèle d'Usadel-Likharev évalué au chapitre V montre qu'en accord avec nos observations expérimentales, cet effet n'a de contribution effective que dans la limite de microponts extrêmement courts.

Au vu de ces résultats, et d'un point de vue plus large, on considérera notre application à l'effet de proximité comme l'illustration de la très haute qualité des microcircuits hybrides réalisés avec les méthodes avantageuses décrites au chapitre II.

L'étude de ces microponts dans l'état dissipatif révèle leurs performances comme oscillateurs de Josephson. Leur dynamique est très bien décrite par le modèle TDGL. Nous observons des fréquences de cut-

off (pour des couplages pas trop élevés et/ou des fréquences d'irradiation pas trop faibles) de l'ordre de la fréquence critique $\nu_c = \frac{2e}{h} I_c R_N$. Dans d'autres cas la situation est moins claire et de nouveaux effets sont observés.

A l'inverse des microponts courts homogènes, nos microponts à effet de proximité ne présentent pas d'hystérèse due à des effets cinétiques, et ce en accord avec les prédictions théoriques. Ceci est un attrait supplémentaire pour l'utilisation de ces nouveaux éléments de Josephson à très haute fréquence. En revanche, nous observons des hystérèses de nature thermique, et un modèle détaillé tenant compte de la structure complexe de ces échantillons est encore à développer. Il déterminera leur profil de température de manière à comprendre les détails de cet effet. Dans notre cas, ces hystérèses ne compromettent pas le bon fonctionnement du micropont comme oscillateur de Josephson.

L'analyse de structures de chauffage, à dissipation plus élevée où certaines approximations peuvent être faites, montre la formation d'un hotspot. Celui-ci se forme à d'autant plus faible dissipation que le micropont est plus large. Les meilleures conditions de refroidissement sont donc réalisées pour des microponts étroits, soit dans le domaine où les conditions aux limites rigides sont retrouvées (réservoirs de paires de Cooper).

Les performances actuelles de nos microponts à effet de proximité présentant un nouvel effet de réservoirs de paires de Cooper nous font penser que ce nouveau type d'éléments de Josephson offre une sérieuse alternative pour la fabrication d'oscillateurs opérant à très haute fréquence.

REFERENCES DU CHAPITRE VI

- 1) K. K. Likharev, Pis'ma Zh. Techn. Fiz. 2, 29 (1976)
(Sov. Techn. Phys. Lett. 2, 12 (1976))
- 2) R. B. van Dover, A. de Lozanne, R. E. Howard, W. L. McLean et
M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. 37, 838 (1980)
- 3) L. P. Gor'kov et G. M. Eliashberg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 54, 612
(1968) (Sov. Phys. JETP 27, 328 (1968))
- 4) K. K. Likharev et L. A. Yakobson, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 68, 1150
(1975) (Sov. Phys. JETP 41, 570 (1976))
- 5) K. D. Usadel, Phys. Rev. Letts. 25, 507 (1970)
- 6) voir référence 1 et K. K. Likharev, Rev. of Mod. Phys. 51, 101
(1979) et spécialement pp. 111-116
- 7) voir par exemple A. C. Anderson, in ref. 3 du chapitre III, pp. 1-30
- 8) M. Octavio, W. J. Skocpol et M. Tinkham, IEEE Trans. Mag. MAG-13,
739 (1977)
- 9) J. Bindslev Hansen, P. Jespersen et P. E. Lindelof, J. de Phys.
(Paris) 39, C6-500 (1978) (LT15)
- 10) P. G. de Gennes, Rev. of Mod. Phys. 36, 225 (1964)
- 11) W. C. Danchi, F. Habbal et M. Tinkham, Appl. Phys. Lett. 41,
883 (1982)
- 12) A. de Lozanne, Thèse (non publiée), G. L. Report No 3453, Stanford
University
- 13) P. Russer, J. Appl. Phys. 43, 2008 (1972)

APPENDICE I

Nous avons développé pour la mesure des PSC (chapitre IV) un type de cryostat spécialement peu dissipatif de manière à obtenir de très basses températures minimales par pompage direct. sur le bain d'hélium avec une pompe rotative conventionnelle ($T_{\min} = 1.05$ K). A cette température, la pression d'hélium (~ 0.2 Torr) commence à affecter légèrement la vitesse de pompage, et ce particulièrement dans un régime dynamique où des gradients de pression sont observés. Pour la mesure sous vide, le cryostat est essentiellement un pot en acier suspendu à un tube de diamètre d'un centimètre et de 0.125 mm de paroi. Un cannelage de ce tube s'est avéré indispensable pour éviter le collapse du tube sous la pression atmosphérique extérieure. Le long de ce tube sont disposés des écrans à la radiation électromagnétique. Ainsi, l'amenée de chaleur au système cryogénique est principalement la contribution des fils de mesure (34 fils de cuivre de 35 μm de diamètre et 6 fils de manganin 50 μm de 5 mètres de long et ancrés thermiquement aux écrans extérieurs de radiation).

Le même type de cryostat en une version plus robuste a été réalisé pour les techniques SNS. Avec moins de fils de cuivre, la température limite est de 1.15 K.

Des techniques de vide cryogénique nouvelles pour cet institut ont dû être créées pour ces nouveaux besoins. En particulier, deux types de brasures ont été utilisés, à savoir de la brasure dure (Castolin 1666) pour les soudures inox-laiton et une brasure tendre pour les soudures laiton-laiton (respectivement laiton-cuivre). Leur utilisation en série rend chaque passage hélium-vide interchangeable, ainsi que les points jugés névralgiques du cryostat. Pour rendre étanches les amenées de fils, on a réalisé des Covards du type décrit par Lounasmaa¹ à l'aide de Stycast 2850 FT (résine chargée à saturation) durci à température ambiante. En effet, la laque d'isolation des fils diffuse dans le Stycast durci à chaud, ce qui crée des microfuites sous hélium superfluide.

Le second point délicat est la régulation de la température. L'élément thermosensible est ici un germistor de résistance $R_G = 1 \text{ K}\Omega$ à 4.2.K. Sa résistance typique à 1.2 K est de $30 \text{ K}\Omega$ et sa sensibilité dans ce régime est typiquement $100 \Omega/\text{mK}$. La calibration absolue est définie à mieux qu'un mK, comme on l'a vérifié par la transition résistive d'un fil d'aluminium utilisé comme référence (1.178 K). Ici, la différence entre calibration et point de transition mesuré (0.3 mK) est attribuée principalement au courant de mesure utilisé (observation DC de la transition résistive). En revanche, la mesure de R_G est alternative (pont de Wheatstone AC). Elle est sensible à des variations de résistance de 0.5Ω , la sensibilité relative autour de 1.2 K est donc de $5 \mu\text{K}$.

Dans le cas d'une mesure sous vide, le dispositif de régulation est le suivant. Le couplage thermique au liquide cryogénique est assuré par un axe de cuivre vissé dans le flasque d'inox support du pot immergé dans l'hélium superfluide. Ce couplage est régulé par un chauffage disposé autour de l'axe à proximité du bloc de cuivre à thermostatiser. Le tout est réalisé d'une pièce. Le bloc est un cylindre de 5 cm de diamètre environ et 2 cm de haut. Un logement pour le germistor est prévu au centre du bloc, près du chauffage. Ce dernier est alimenté par un système de régulation PID piloté par le signal d'erreur du pont de Wheatstone. La puissance nominale est ici de 10 mW. Dans notre cas, le gain global de la boucle ouverte de feedback germistor-électronique-chauffage peut être très grand : les constantes de temps dominantes sont ici d'abord la constante d'intégration I (25 sec.), puis la constante de temps du refroidissement (~1 sec.). La constante de temps à la lecture est ici de 0.5 sec., légèrement plus rapide que celle du bloc de cuivre. On sait² qu'alors le système est globalement stable jusqu'à concurrence d'un gain critique en boucle ouverte. Dans notre cas, la stabilité observée du système telle que vérifiée par la mesure d'échantillons très non-linéaire est meilleure que $10 \mu\text{K}$ sur 30 minutes, soit une valeur largement suffisante (nos courbes I-V sont prises typiquement en 8 minutes).

Dans le cas de mesures sous hélium, tout l'hélium superfluide et le cryostat sont utilisés comme volant thermique. Sa capacité déterminant une constante de temps équivalente est variable en fonction du niveau d'hélium. La vitesse de pompage joue le rôle du couplage avec la source froide. Elle est adaptée aux conditions de travail par une vanne manuelle à soufflet. La puissance nominale appliquée au chauffage est ici portée à 500 mW, augmentant d'autant le gain en boucle ouverte. Dans ce cas, une stabilité typiquement meilleure que 20 μ K est observée.

En conclusion, dans les deux cas de mesure sous vide et sous hélium superfluide, une stabilité thermique suffisante est assurée. Or la divergence de la distance de diffusion des quasiparticules a été observée dans les deux cas dans un même intervalle de température (0.5 mK). Il ne s'agit donc pas ici d'une saturation liée à des effets de chauffage spontané dans l'échantillon. Cette observation expérimentale est une des raisons de notre recherche d'une description plus générale.

REFERENCES

- 1) Lounasmaa, "Experimental principles and methods below 1 K", London . New York, Academic Press, 1974
- 2) E. M. Forgan, Cryogenics, pp. 207-214, April 1974

APPENDICE II

LIT.,FOR:44 14-0CT-1983 15:06

LIT.,FOR:44 14-0CT-1983 15:06 PAGE 1

```

C PROGRAMME ICPN A TIT EN FCT DE T/TL TEMPERATURE REDUITE
EXTENSION COMON PL,TMC,THEB,THEO,PJ,PM,FF3,ALU,TEIP,VAR,ANI
DOUBLE PRECISION PL,TMC,THEB,THEO,PJ,PM,FF3,ALU,TEIP,VAR,ANI
DOUBLE PRECISION ALI
C VALEURS COMMUNES AVEC MINDEF,FORE,FFS
C -----
COMMON /PAR/ THEB,AN,ALO,R,VAP,THEO,PJ,FSOU,PHYSO,WILT
COMMON /MEPAR/X(10),DS(10),NE1, /MARCH/NI,PARX,P,MIN,PARS
COMMON /MELECH/NF,PAVES,PMKIN,PA5, /FINES/LDV,VALDVR,VALDVF
COMMON /MPEPEL/YA(10),VALF, /FJNES/LDV,VALDVR,VALDVF
COMMON /MTRDUF/NOTA,FMIN,YMIN(10)
COMMON /MAVANS/FO,YO,YE,NAPL,NGLO,NLOC,NPAR,DFAR,NPFO,NV
COMMON /MSORTII/JMP
C DIMENSION AJ(2),PHZ(3),VZ(3),TZ(3),C(200,10),D(200,10),
1 VIC(100),TIC(100)
C INITIALISATIONS DIVERSES
C -----
DATA AJ/,9995,0476,--0076,--5,1592,32,609,--61,694,87,404,--34,197/
DATA TIC,NF,1,60/
DATA X/,002,0,5,1,57,1,640, /
DATA XN/,05279,5,1,57,1,640, /
DATA CPL/1,76/
DATA DX/10,1, /
C DIMENSIONS (GAUSS), XA(1) = JN ,XA(2) = THEO,XA(3)=PHI,XA(4)=TR
C -----
DO LFT,10
ALI=DFLOAT(L)
PRINT '(1, L/X(TIC)=',D12,4)',ALI
NSP=-2
JDE=1
JDI=20
NMAX=0
CX=0,DS
NX=2,000
NF=10000
JMP=5
NDI=0
PARAS=001
PARIN=0003
C CALCUL ANALYTIQUE A HAUTE TEMPERATURE
C -----
LTS=0
KL=21+L
TIC=KL/20
ALU=ALI*SORT(TIC)
C CALCUL DU GAP POUR LE PLOMB
C -----
DLTAT=0
DO J1,8
DLTAT=DLTAT+AJ(J)*TIC*(J-1)
910 CONTINUE
C (KL, L)=PI/2, DO
WRITE (27) (K(L, L)
SUM=0, DO
AB=1,

```

```

LIT.,FOR:44 14-0CT-1983 15:06
C -----
AM=2,DO,AN,1,DO
SUM=SUM*(10/AN)**2*SORT((K(K)))/SINH(SORT((K(K)))*ALU)
920 DEXL,1,64,TTIC*SUM=EL0/CPL
WRITE (27) DEXL,LJ
VDS=DK(L, L)
C -----
PRINT '(1, T/TC =',FE,2, ' V(PHIZ)=',E12,4)',TIC,FG
IF(AVO,LT,0,316 TO 00)
C -----
C CALCUL NUMERIQUE POUR LES BASSES TEMPERATURES
C -----
C INITIALISATION DE MIRGEF POUR LA PREMIERE PEGHERE
TIC=LY/20,
IM=3
ALU=ALI*SORT(TIC)
AN=0,DO
DLTAT=0
DO J1,8
DLTAT=DLTAT+AJ(J)*TIC*(J-1)
END DO
TG=AB*DLTAT*EPL/(PI*TTIC)
CTRLX=AB*DLTAT*CPL
CTRLY=PI*TTIC
THEB=ATAN(TG)
JF(CTRL,LT,0,AMB,CTRLY,GT,0,3THEB=THEB+PI
JF(CTRL,LT,0,AMB,CTRLY,LT,0,3THEB=THEB+PI
JF(CTRL,GT,0,AMB,CTRLY,LT,0,3THEB=THEB+PI*2,
JF(CTRL,LT,0,AMB,CTRLY,GT,0,3THEB=THEB+PI
VZ(1)=5*AA2, /SINH(ALU)
VZ(2)=VZ(1)
VZ(3)=VZ(1)
TZ(1)=0,7*THEB/ALI
TZ(2)=TZ(1)
TZ(3)=TZ(1)
X(3)=PI/2,
XA(3)=X(3)
PHZ=PI/2,
PROGRAM1
C FIN DE L'INITIALISATION
DO KLT,ZD
AN=0,DO
KLT=K
TZ=LY
TIC=KL/20
IF(TIC,GT,0,DO)TIC=1,0-15
IF(JMEL,GT,0,DO)TIC=1,0-765
ALU=ALI*SORT(TIC)
C CALCUL DU GAP POUR LE PLOMB
C -----
DLTAT=0
DO J1,8
DLTAT=DLTAT+AJ(J)*TIC*(J-1)
END DO
C CALCUL DE PHI POUR ICPN MAXIMUM PAR APPROXIMATION PARABOLIQUE
C -----
AB=XAL(4)
TG=AB*DLTAT*EPL/(PI*TTIC)
CTRLX=AB*DLTAT*CPL
CTRLY=PI*TTIC
THEB=ATAN(TG)

```



```

9  IF(CABS(XNY-XE)-EPS) 1D,9-9
   XS=XNY
   GO TO 7
10  X(I)=XNY
   Y(I)=Z,*(I,/(1.-XNY*XNY))*PP*PP)
   GO TO 5
11  XS=1
   ALD=1./NJ
   CE=0
   IF(.NOT. ODD) GO TO 1
   X(I)=0
   P=PLD.-L-1*PP)
   PP=L*P.-L-1*PP)
   Y(I)=P./((PP*PP)
   GO TO 1
12  CONTINUE
   RETURN
END
SUBROUTINE FONC
  DIMENSION XT(48),T(148)
  DOUBLE PRECISION XT,YT,X1,X2,THEO,THEB,C,P,FONCTN,CD,FFS,C1,AN
  1  VVAR,PJ,PHY
  1  ,ALD,PHYO
  COMMON /SUB/MFG,XT,YT
  COMMON /MAPPEL/XA(10),VALF
  COMMON /PAR/THEB,AN,ALD,N,VAR,THEO,PJ,FSOU,PHYEO,VILF
  DATA MFG/1/
  IF(MFG.NE.1)GOTO 2
  CALL PLO(M,XT,YT)
  MFG=2
2  FONCTN=0.
  PHYEO.
  THEO=XAI(2)
  IF(THEO.LE.THEB)GO TO 237
  VALF=.1D20*THEO
  PRINT *,',VALF',VALF,',THEO',THEO
  RETURN
  IF(THEO.LE.D.D)THEN
  VALF=.1E2D*ABS(THEO)
  PRINT *,',VALF=',VALF,', THEO=',THEO
  RETURN
  ELSE
  PJ=XAI(1)
  PION=PI(3)
  AB=AI(1)
  PRINT '...',THEO=',',PID,4,'', PJ=',',PID,4,'', PHYO=',',PID,4,'
  T=1.-AB-'PID,4)'>THEO,PJ,PHIO*AB
  I=SO
  IF(THEO.LT.1.D-3)THEN
  THEO=THEO
  I=31
  ELSE
  CONTINUE
  ENDF
  CO=(THEB-THEO)/2-
  C1=(THEB+THEO)/2-
  DO 1 I=1,N/2
  X1=XT(I)*CO+C1
  X2=-XT(I)*CO+C1
  FONCTN=FONCTN+YT(I)*FFS(X1)
  PHY=PHY+YT(I)*VAR
  FONCTN=FONCTN+YT(I)*FFS(X2)
  PHY=PHY+YT(I)*VAR
  FONCTN=CO*2.-DD*FONCTN

```

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. Rossel qui a su diriger l'équipe de l'Institut de Physique de Neuchâtel de manière à lui donner sa cohérence et son aspect dynamique grâce auxquels les nouvelles technologies requises ont pu s'implanter aussi facilement.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur P. Martinoli qui m'a donné, en plus du matériel nécessaire aux différents développements techniques, son aide et ses conseils fondés sur sa grande expérience.

Je remercie particulièrement le docteur Alexis Baratof pour ses explications détaillées concernant la physique des supraconducteurs hors équilibre décrite au chapitre III. Il a notamment beaucoup contribué à la rédaction de ce chapitre.

Mes remerciements sont aussi adressés à mes amis et collaborateurs Liu Wenhao et Philippe Lerch qui m'ont aidé à la réalisation et aux mesures sur les éléments SNS.

Ma gratitude va de plus au docteur Christian Nussbaum pour la patience avec laquelle il m'a initié aux techniques informatiques et l'assiduité avec laquelle il m'a aidé à résoudre des problèmes numériques longs et compliqués.

Je tiens à remercier également les membres des services techniques qui, par leur aide efficace, m'ont souvent gagné un temps précieux. En particulier Monsieur Margot pour ses conseils pleins d'expérience, Monsieur Robert-Grandpierre, chef de l'atelier de mécanique, qui a été spécialement mis à contribution lors de la réalisation des laboratoires, et parmi les mécaniciens particulièrement Messieurs Châtelain et Steiner; Monsieur Bourquin m'a également beaucoup aidé pour des petites réalisations personnelles.

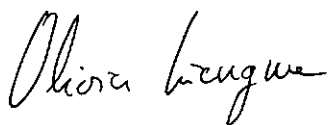
En parallèle avec ces services techniques, l'atelier d'électronique s'est montré lui aussi créatif et collaborateur; les réalisations et interventions multiples de Monsieur Varidel en particulier m'ont aidé de manière efficace.

Il serait ingrat de ma part d'oublier des aides extérieures, soient le LSRH avec Messieurs Chollet et Béguin et l'Institut de Métallurgie Structurale avec le Professeur Form et Monsieur Pressl-Wenger, toutes personnes qui ont réalisé les remarquables prises de vue au microscope électronique.

Ce mémoire est dédié à ma femme pour sa patience envers ce travail particulièrement long et accaparant, ainsi que pour sa contribution efficace et rapide à la dactylographie du texte. C'est elle qui m'a encouragé et soutenu dans les moments les plus difficiles et je lui en serai toujours reconnaissant.

Ce travail a bénéficié du support financier du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Neuchâtel, le 17 mai 1983

A handwritten signature in cursive script, reading "Olivier Lengua". The signature is written in dark ink on a white background.