CEA-R-3157

MARTINET (Alexis).
Etude expérimentale de la supraconductivité induite par effets de proximité.
Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études nucléaires de Saclay (Essonne), 1967, 79 pages.

(Thèse, Sc. Phys., Orsay, 1966, n° 191.)

CEA-R 3157 — MARTINET Alexis

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA SUPRACONDUCTIVITE INDUITE PAR EFFETS DE PROXIMITE

Sommaire :

Nous présentons une étude expérimentale des effets de proximité entre un supraconducteur (alliages d'InBi ou de PbBi) et un métal « normal » (Zn ou Sn respectivement, pris au-dessus de leur température critique), en utilisant principalement des mesures d'effet tunnel.

Du côté N, on met en évidence des propriétés spécifiques de cette supraconductivité induite : comportement linéaire du potentiel de paires près de la température critique du bilame, T_{CNS} ; échelle d'énergie réduite à T_{CNS} ; apparition d'un champ critique thermodynamique (appelé champ de basculement) dans N au-dessus de sa température critique.

Du côté S, nous étudions le passage continu d'une situation « sans bande interdite » à basse température et en champ fort, à une situation « pratiquement sans bande interdite » près de T_{CNS} en champ nul. Ceci fournit une preuve de la non divergence de la longueur de cohérence à T_{CNS}.

CEA-R 3157 — MARTINET Alexis

EXPERIMENTAL STUDY OF SUPERCONDUCTIVITY INDUCED BY PROXIMITY EFFECTS

Summary :

We present a study of the proximity effects between a superconductor (InBi or PbBi alloys) and a « normal » metal (Zn or Sn respectively, above their critical temperature) using essentially the tunneling techniques.

On the N side, some specific prop ties of such an induced superconductivity are described : linear variation of the pair potential near the critical temperature of the binary layer, T_{CNS} ; reduced energy scale at T_{CNS} ; evidence of a thermodynamic critical field (called Breakdown field) presented by N above its critical temperature.

On the S side, we study crossing from a gapless to a quasigapless regime. This gives a proof of a finite cohenrence length at T_{CNS}.

Les techniques expérimentales (et en particulier la préparation et la mesure de jonctions tunnel) sont décrites en détail dans une annexe.
On envisage des applications pratiques possibles.

1967 79 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

Experimental details (in particular about the preparation and measurement of tunneling junctions) are given in annexe.
Possible applications are suggested.

1967 79 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

C E A - R 3157

PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

C E A - R 3157

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA SUPRACONDUCTIVITÉ INDUITE PAR EFFETS DE PROXIMITÉ

par

Alexis MARTINET

Rapport CEA - R 3157

1967
Ge

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

ORSAY
SÉRIE A.
N· D'ORDRE
191

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

MARTINET Alexis

PREMIÈRE THÈSE

Étude expérimentale de la supraconductivité induite par effets de proximité

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 23 Novembre 1966 devant la Commission d'examen

MM. PERIO — Président
de GENNES, HERPIN, COTTON — Examinateurs

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII°.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII°.

– Rapport CEA-R 3157 –

Service de Physique du Solide
et de Résonance Magnétique

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA SUPRACONDUCTIVITÉ INDUITE PAR EFFETS DE PROXIMITÉ

par

Alexis MARTINET

Décembre 1967

A Bernadette

REMERCIEMENTS

Je suis d'abord reconnaissant aux Professeurs J. FRIEDEL, A. GUINIER et P. PERIO de m'avoir accueilli en Physique des Solides.

Je remercie le Professeur P. COTTON de la Faculté de Marseille, et Monsieur A. HERPIN, chef de Service au C.E.A. pour leur participation au Jury.

Au cours de ce travail, j'ai profité de la cohésion étroite existant entre les membres du Groupe d'Orsay tant théoriciens qu'expérimentateurs ou techniciens. Plus particulièrement, je remercie J.P. BURGER, G. DEUTSCHER, E. GUYON, J.P. HURAULT, S. MAURO et F. MEUNIER pour leur collaboration directe de tous les instants.

L'élaboration technique des échantillons est due pour une grande part au travail de Mademoiselle M. HESSE. Les études de microscopie électronique ont été menées avec l'aide de C. COLLIEX, P. MAIRE (C.E.A.) et H. OKUZUMI (C.E.A.).

Je remercie Mme. BERNARD pour la frappe rapide du texte.

J'ai bénéficié d'une Bourse-thèse du Commissariat à l'Energie Atomique pour l'accomplissement de cette étude.

C'est sous la direction amicale autant que puissante du Professeur P.G. De GENNES que j'ai effectué ce travail. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance.

"On ne voit bien qu'avec le coeur,
l'essentiel est invisible pour les yeux".

A. De SAINT EXUPERY
Le Petit Prince

SOMMAIRE

Pages

NOTATIONS

CHAPITRE I - INTRODUCTION 13

CHAPITRE II - STRUCTURE, EPAISSEUR ET LIBRE PARCOURS MOYEN DES FILMS 17

II. A) Choix des matériaux 17
II. B) Films minces 19
II. C) Epaisseurs et libres parcours moyens 20

CHAPITRE III - PROFIL DU PARAMETRE D'ORDRE DANS UN BILAME EN CHAMP NUL... 25

III. A) Forme du paramètre d'ordre dans un bilame épais 25
III. B) Détermination expérimentale du paramètre d'ordre par effet tunnel 26
III. C) Comportement du côté N (Zn/InBi (1,8 % at)) 28
III. D) Comportement du côté S (InBi (1 % at)/Zn) 36

CHAPITRE IV - CHAMP DE BASCULEMENT 41

IV. A) Introduction 41
IV. B) $T_{cN} < T < T^*$ 42
IV. C) $T \sim T^*$ 45
IV. D) $T^* < T \sim T_{cNS}$ 47
IV. E) $T < T_{cN}$ (PbBi (5 % at)/Sn) 52
IV. F) Applications 52

CONCLUSION 55

ANNEXE. TECHNIQUES EXPERIMENTALES 57

A) Description d'ensemble. Performances 57
B) Techniques d'effet tunnel 60
C) Techniques de mesure 61
D) Techniques de dépouillement 65

	Pages
APPENDICE 1 - EQUATIONS DE GINSBURG-LANDAU	69
A) Equations de G.L. dans un supraconducteur	69
B) Equations de G.L. dans un métal normal	73
APPENDICE 2 - DETERMINATION DE T_{cN}	75
REFERENCES	77

NOTATIONS

T	Température de l'expérience
T_c	Température critique
N	Relatif au métal normal
S	" " " supraconducteur

Les qualités de "normal" ou "supraconducteur" se réfèrent aux conditions de l'expérience et non aux propriétés du matériau : ainsi on désignera par métal "normal" (ou N par la suite) aussi bien un métal qui ne devient jamais supraconducteur qu'un métal supraconducteur pris au-dessus de sa température critique.

NS	Effet tunnel vu du côté N
SN	" " " " " S
ν, ω_o	Paramètre BCS usuels (1957)
Δ	Potentiel de paires
Δ_N	Sa valeur à la surface libre de N
Δ_o	" " " " " " " S
Δ_S	" " dans S à l'interface
Δ_{N_o}	" " " N "
Δ_{S_o}	Valeur de la bande interdite BCS de S s'il était seul.
$\psi(z) = \frac{\Gamma'(z)}{\Gamma(z)}$	Fonction digamma
$\psi_k(z) = (-1)^k (k-1)! \sum_{n \geq 0} \frac{1}{(n+z)^k}$	$(z \neq 0, -1, -2, \ldots)$

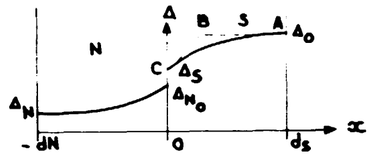
Nota : certains auteurs (par ex : "Handbook of mathematical functions. National bureau of standards, 1965") utilisent une notation légèrement différente $\psi^{(n)}$. On a

$$\psi^{(n-1)} \equiv \psi_k$$

	Caractéristiques tunnel : courbes dI/dV = f(V)
$\mathcal{C}(V) = \frac{(dI/dV)_S}{(dI/dV)_N}$	Conductance différentielle normalisée
$1 - \mathcal{D}(0)$	Amplitude initiale (v. schéma)
V_o	Echelle des énergies définie par $\mathcal{D}(V_o) = 1$ (v. schéma)
R_J	Résistance d'une jonction tunnel
Φ_o	Quantum de flux = $\frac{hc}{2e}$
d	Epaisseur d'un film mince

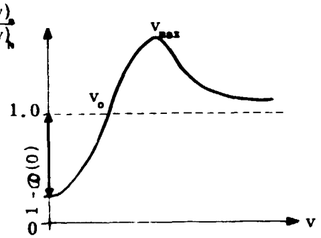
k_B	Constante de Boltzmann
l	Libre parcours moyen
D	Coefficient de diffusion
$\mathcal{N}(0)$	Densité d'état au niveau de Fermi à l'état normal
v_F	Vitesse au niveau de Fermi
ρ	Résistivité
$\sigma = \frac{1}{\rho}$	Conductivité
$\frac{R_{amb}}{R_{4,2°K}} = R_{rés}$	Rapport de résistivité

Géométrie



Caractéristique tunnel schématique

$$\mathcal{D}(v) = \frac{(dI/dv)_s}{(dI/dv)_n}$$



CHAPITRE I

INTRODUCTION

Lorsque l'on met en contact un métal normal N et un métal supraconducteur S, on observe une influence réciproque des deux métaux : des caractères supraconducteurs apparaissent dans N au voisinage de l'interface. Dans S, les propriétés supraconductrices s'affaiblissent.

C'est ce phénomène que l'on appelle "effet de proximité".

Du point de vue microscopique, les propriétés supraconductrices d'un métal sont reliées à la présence de paires de Cooper(*) (électrons couplés par l'intermédiaire du réseau). S joue le rôle d'un réservoir-générateur pour ces paires. Les paires diffusent dans la région défavorable N, qui joue le rôle d'un réservoir-destructeur. La profondeur de diffusion est grande (1000 Å ou même plus). Cet ordre de grandeur et la nécessité d'un bon contact électrique, rendent les techniques de films minces parfaitement adaptées à ces études.

Macroscopiquement, la présence de paires de Cooper dans N se revèlera par l'existence de courants persistants, la possibilité d'un effet Meissner (exclusion du flux magnétique), et par l'apparition de caractéristiques tunnel non linéaires. De même le fait que le film S ait lui-même "donné quelque chose" se traduit par l'abaissement de sa température critique (par un facteur important si S est mince), de ses champs critiques, etc ...

L'état supraconducteur, (état condensé) peut être caractérisé par un paramètre d'ordre. A partir de "l'amplitude de condensation" F, qui donne l'amplitude de probabilité de trouver une paire en un point $(\vec{r})$(**), on définit un paramètre d'ordre naturel, le "potentiel de paires", Δ :

$$\Delta(\vec{r}) = V \cdot F \qquad (I.1)$$

où V est la constante d'interaction entre les électrons d'une paire. En général, Δ est fonction de la position de la température et du champ magnétique.

Lorsque l'on passe de S à N, on s'attend à ce que $|\Delta|$ diminue selon un certain profil (fig. 1), en traduisant la non-affinité de N pour les paires de Cooper. Les propriétés de ce profil sont déterminées à la fois par celles des deux matériaux et donc en particulier par celles de N : les effets de proximité doivent permettre de déterminer les paramètres supraconducteurs d'un métal au-dessus de sa température critique.

Nous adopterons la géométrie suivante (v. notations) : axe des X perpendiculaire à l'interface pris comme origine. N s'étend de $-d_n$ à O et S de O à d_s. Le champ magnétique est parallèle à l'interface OZ. Le potentiel vecteur $\mathcal{A}$ est dirigé suivant OY. Nous prendrons une jauge telle que Δ soit réel. Nous n'étudierons que des problèmes à une dimension (coordonnée X).

Depuis l'impulsion initiale donnée par le groupe de Meissner, l'étude des effets de proximité(***) a suivi deux voies :

(*) Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS par la suite) (1957).

(**) De façon plus précise.

$$F = \langle \psi_\uparrow(r)\, \psi_\downarrow(r) \rangle$$

où $\psi_\uparrow$ est un opérateur détruisant l'électron de spin $\uparrow$ au point r.

(***) Minnigerode (1966-I) a donné une revue critique des travaux tant expérimentaux que théoriques, effectués sur ce sujet jusqu'en 1965.

A - MESURES DE PROPRIETES GLOBALES

Ce sont des mesures d'abaissement de T_c et de champs critiques (citons également des mesures de conductivité thermique par Challis et Cheeke 1963, Barnes et Dillinger 1963).

● A partir de l'abaissement de T_c, de la donnée des épaisseurs et des libres parcours moyens, on peut déterminer le paramètre d'interaction $\mathcal{V}_N$, soit une T_{cN} éventuelle (groupe de Göttingen, groupe de la Bell, groupe du Massachusetts Inst. Techn. (Simmons et Douglass) (1962). Ces mesures ont porté principalement sur les systèmes Pb/Cu et Pb/Pt. Dans l'état actuel, il n'est pas exclu que le Cu soit supraconducteur, avec une température critique $\lesssim 7.10^{-2}$ °K (Minnigerode 1966-II). Mais ces méthodes sont d'application délicate (V. App. 2) et restent sujettes à certaines critiques (Deutscher et De Gennes 1966). En particulier, le dernier résultat a été obtenu avec un Cu évaporé à basse température dont les propriétés peuvent être différentes de celles du Cu massif (libre parcours moyen très petit, etc ...).

● L'abaissement des champs critiques parallèles, (groupe d'Orsay 1966-I réf. IV par la suite, Deutscher 1966) conduit à la "longueur d'extrapolation" b qui caractérise l'effet de proximité de N sur S (v. Ch. III).

B - MESURES DE PROPRIETES LOCALES

On dispose de deux méthodes

Effet tunnel

Une expérience tunnel (v. Ch. III), "voit" la supraconductivité sur une profondeur de l'ordre de la longueur de cohérence (typiquement 1000 Å). Dans certains cas, elle conduit directement à une détermination du paramètre d'ordre à la surface de la jonction. Elle permet donc d'analyser les propriétés supraconductrices d'un bilame sur ses deux faces. En faisant varier l'épaisseur des matériaux, on peut dire (de façon approximative) que l'on obtient des coupes successives du profil de la figure 1.

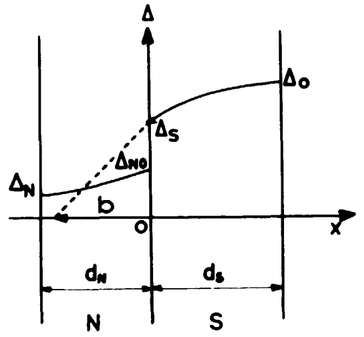


Figure 1 : Profil de Δ dans la section droite d'un bilame N/S.

Profondeur de pénétration λ du champ magnétique

λ est en $1/\Delta$ (voir App. 1). La mesure de λ conduit à une mesure du paramètre d'ordre sur une certaine profondeur. Un champ magnétique tend à détruire les paires de Cooper et par suite à diminuer la valeur de $|\Delta|$. Une mesure en champ croissant sur un bilame cylindrique S/N (S à l'intérieur) permet de déterminer l'avancement progressif du front de pénétration depuis la face extérieure jusqu'au coeur même du bilame (Deutscher 1966, Burger et al. 1966-III).

Les mesures du groupe B conduisent à des informations beaucoup plus détaillées sur le métal normal, surtout dans la limite sale.

Limite sale

Lorsque $T \sim T_{cNS}$, il a été montré récemment (Fulde et Maki 1965, réf. III par la suite, De Gennes et Mauro 1965) que l'on pouvait établir une théorie microscopique rigoureuse et relativement simple : Δ est petit dans tout l'échantillon et il est possible d'utiliser un développement à l'ordre $|\Delta|^2$ des grandeurs intéressantes (caractéristiques tunnel, énergie libre, ...).

D'autre part, il est particulièrement intéressant de se placer dans la limite "sale" c'est-à-dire des faibles libres parcours moyens comparés à la longueur de cohérence BCS $\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_c}$ et à l'épaisseur d de l'échantillon

$$l \ll \xi_0 \qquad \text{et} \qquad l \lesssim d$$

En effet, le potentiel de paires est décrit de façon satisfaisante par une équation différentielle du type Ginsburg-Landau (notées G.L. par la suite). La limite sale présente les avantages suivants :

1/ Equation de diffusion

Le mouvement des électrons satisfait alors à une équation de diffusion. Il n'est pas nécessaire de connaître les trajectoires individuelles des électrons (Groupe d'Orsay 1966. III). Dans ce cas :

● On peut, dans une certaine mesure, (v. App. 1) généraliser les équations de G.L. (De Gennes 1964-II, Maki 1964) et les appliquer à toute température à condition que Δ soit petit (pour les problèmes qui nous intéressent, c'est approximativement le cas dans N, tant que $T > T_{cN}$). Les équations de G.L. habituelles sont établies dans l'hypothèse que Δ varie lentement par rapport à $\sqrt{\xi_0 l}$. Or l'échelle de variation de Δ est la longueur de cohérence ξ_T (v. App. 1). Il faut donc avoir $\xi_T > \sqrt{\xi_0 l}$. Pour un supraconducteur propre, cette condition n'est remplie que près de T_{cS} (ξ_T diverge à T_{cS} et l grand). En particulier, si l'abaissement de température critique est important, on ne peut pas appliquer des équations de G.L. au cas propre, même près de T_{cNS}.

● Les effets d'interface sont minimisés.

Dans l'étude des bilames, il existe par nature des interfaces dont les propriétés ne sont pas ou mal contrôlées : les propriétés de réflexion de la surface de séparation ne joueront pas de rôle crucial. Une barrière d'oxyde réduira les effets observés, mais ne changera pas la loi de pénétration des paires dans N, par exemple.

2/ Electrodynamique locale

Les équations de G.L. sont des relations locales : le courant j est conditionné par la valeur du potentiel vecteur $\mathcal{A}$ au même point r. En fait la théorie microscopique montre qu'il faudrait tenir compte des variations de $\mathcal{A}$ sur une distance de l'ordre de $\frac{1}{\xi_p} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}$. On pourra appliquer G.L. quand les variations de $\mathcal{A}$ seront faibles sur ξ_p soit si $\lambda_T \gg \xi_p$. (*) C'est toujours le cas suffisamment près de T_c ($\lambda \sim 1/\Delta$ diverge à T_c), mais le domaine de validité en température est très réduit si le supraconducteur est pur. Au contraire, pour des supraconducteurs sales cette condition peut être vérifiée à toute température.

Discussion des mesures du groupe B : ces mesures ont fait l'objet de récentes publications :

Profondeur de pénétration : Meissner et Fanelli (1966), Burger et al. (1966-I). Une discussion de ces travaux a été faite par Deutscher et De Gennes (1966).

Effet tunnel (**)

● Frerichs et Wilson (1966) ont montré l'influence des effets de proximité sur les caractéristiques tant du côté S que N.

● Les expériences intéressantes d'Adkins et Kington (1966) dans le cas Pb/Cu montrent clairement les différences avec le cas BCS aux faibles températures réduites. Par ailleurs, la forme des caractéristiques montre que le cuivre se comporte comme un puits de potentiel pour les excitations.

● Claeson et Gygax (1966) ont publié également des résultats d'effet tunnel sur bilames.

● Hauser (1966) a étudié différents métaux N (magnétiques ou non : (Al, Cd, Pt, Ni).

● Woolf et Reif (1965) ont cité des expériences tunnel sur les effets de proximité avec matériaux magnétiques.

(*) L'échelle de variation de $\mathcal{A}$ est en général la même que celle de H. Mais ceci peut ne pas être vrai sans certains cas particuliers (v. par exemple Deutscher 1966, pour films très minces).

(**) Citons également des travaux déjà plus anciens : Smith et al (1961) et Van Gurp (1963). Pour une discussion de ces travaux voir réf. II).

Ces différents auteurs se sont placés à de basses températures réduites pour diminuer l'arrondissement des courbes tunnel par effet thermique. De plus, ils se sont placés dans la "limite propre" ($l > \xi_0$) tout au moins pour l'un des deux matériaux. Aussi pour l'instant, est-il difficile de faire une analyse théorique précise de ces expériences. L'interprétation est en général basée sur un modèle de bande interdite effective, qui n'est justifié que dans le cas des films très minces (limite de Cooper).

Les publications expérimentales du Groupe d'Orsay se sont jusqu'ici référées à la limite sale et au domaine $T \sim T_{cNS}$ pour l'exploitation détaillée des résultats (Guyon et al. 1966-II, ci-après réf. II. La comparaison avec la théorie se fera sans paramètre ajustable. A plus basse température, l'effet tunnel reste un révèlateur qualitatif puissant en particulier pour le comportement en champ magnétique (Burger et al. 1965-II, 1966, Groupe d'Orsay 1966-I, 1966-II).

Ici nous avons trouvé commode de prendre pour métal normal un supraconducteur connu, mais à des températures T supérieures à T_{cN}. Pour T peu supérieur à T_{cN}, les effets de proximité sont en effet particulièrement forts et à longue portée.

Le présent travail se situe dans le cadre B. De façon succinte, c'est une étude du profil du paramètre d'ordre à l'intérieur du bilame avec ou sans champ magnétique appliqué.

Le chapitre II est une discussion des techniques expérimentales (l'exposé proprement dit des techniques étant fait dans l'Annexe I). Au chapitre III, nous présenterons directement les expériences en l'absence de champ magnétique et au chapitre IV, les expériences en champ magnétique faible parallèle à la surface, qui révèlent l'existence de transitions magnétiques remarquables du côté N. On trouvera en annexe, outre les techniques expérimentales, un appendice sur les équations de G.L. et un autre sur les méthodes de détermination de T_{cN}.

CHAPITRE II

STRUCTURE, ÉPAISSEUR ET LIBRE PARCOURS MOYEN DES FILMS

Nous ne présentons ici que les points fondamentaux relatifs à la structure de nos films. Les techniques de préparation, de mesure et de dépouillement seront décrites en détail dans l'Annexe I.

II.A - CHOIX DES MATERIAUX

Nous juxtaposons deux métaux de natures différentes. Le point crucial est alors de prendre des précautions pour éviter les effets de diffusion qui feraient perdre à chaque matériau son individualité propre (v. par ex. Rose-Innes et Serin 1961). Les observations faites par plusieurs auteurs (Wheaver & Brown 1962, Caswell 1964) sont ici concordantes : les effets de diffusion ne jouent aucun rôle important, même pour des échantillons préparés à la température ambiante, si les deux matériaux ne présentent ni solubilité réciproque, ni composés intermétalliques. Les couples possibles sont alors en nombre réduit. Il faut également tenir compte de considérations techniques ; dans cette étude, T_{cN} doit être accessible expérimentalement ($\sim 1,0°K$). De plus l'Al est à éviter à cause de son oxydation extrêmement facile. Ceci nous ramène aux deux couples : In/Zn, Pb/Sn. On trouvera les diagrammes métallurgiques correspondants figures 2 et 3.

- On pourra facilement se placer dans la limite sale avec le couple In/Zn, en employant un alliage InBi (1,8 at %). Le Zn que nous obtenons en films minces a un libre parcours moyen intrinsèque relativement faible ($\sim$ 600 Å).

- Dans le cas Pb/Sn, nous avons utilisé un alliage PbBi (5 %) pour satisfaire à la limite sale du côté S. Par contre il est en pratique difficile de salir l'étain. A noter que la situation métallurgique est beaucoup moins favorable dans le cas Pb/Sn (moins de 1 % Pb soluble dans Sn mais 3 à 4 % Sn soluble dans Pb). Nous verrons, toutefois, en IV. E, que les effets de proximité ne sont pas non plus perturbés dans ce cas. Cette remarque permet en pratique d'étendre la règle précédente : les échantillons pourront être préparés à la température ambiante si S n'est pas soluble dans N et ne donne pas de composés intermétalliques avec lui.

De façon générale, les effets de diffusion n'ont pas eu d'influence sensible sur les propriétés étudiées. En effet, pour ces couples :

1/ Il n'y a pas d'effet de vieillissement : la figure 4 donne un enregistrement de la résistance d'un bilame en cours de préparation (évaporation sous vide, v. Annexe). On voit qu'il n'y a pas d'effets de vieillissement dans la période qui suit juste la fin de l'évaporation.

Les propriétés supraconductrices (température critique, champ magnétique critique, rapport de résistivité entre la température ambiante et l'hélium liquide) n'ont pas évoluées aux erreurs d'expériences près entre quelques minutes et quelques semaines. Aucun effet de vieillissement n'a été observé après un recuit (100°C pendant plusieurs heures).

2/ Attaque sélective

On a préparé simultanément un monolame d'InBi et un bilame de Zn/InBi. On mesure les températures critiques des deux échantillons :

InBi seul $T_{cS} = 3,96 \pm 0,02° K$

lame $T_{cNS} = 3,77 \pm 0,02° K$

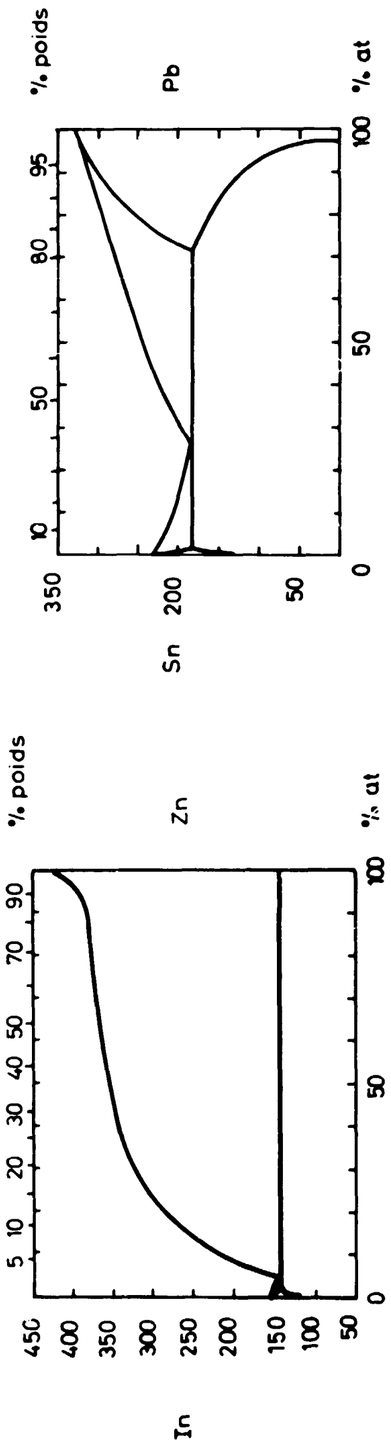


Figure 3 : Diagramme d'équilibre. Couple PbBi/Sn. (D'après : "Constitution of binary alloys", HANSEN M., édité par Mc. Graw-Hill Book Co, 1958).

Figure 2 : Diagramme d'équilibre. Couple InBi/Zn. (D'après : "Constitution of binary alloys", HANSEN M., édité par Mc. Graw-Hill Book Co, 1958).

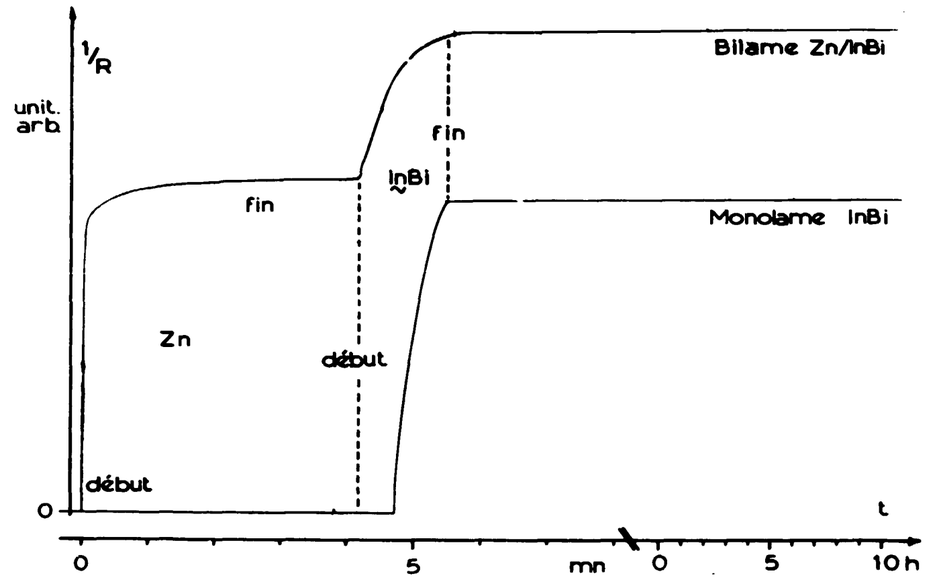


Figure 4 : Enregistrement de la résistance de mono- et bilames en cours d'évaporation.

Puis on attaque sélectivement le Zn par de l'acide formique et on mesure à nouveau la température critique du "bilame" :

bilame après attaque $T_{cB} = 3,97 \pm 0,07°\ K$

ce qui montre que l'abaissement de T_c est réellement dû à un effet de proximité.

3/ Le fait de se placer dans la limite sale tend à réduire les effets dûs à la diffusion (réf. I) : les libres parcours moyens, déjà très réduits, ne seront pas affectés par la présence d'atomes étrangers ayant migré. Il est à noter que les conditions d'interface ne sont absolument pas contrôlées. Elles sont cependant suffisamment reproductibles pour permettre des comparaisons quantitatives entre des échantillons qui n'ont pas été préparés simultanément.

4/ Enfin, nous verrons qu'il y a une bonne corrélation entre les propriétés observées et celles calculées, en particulier en fonction de l'épaisseur.

II.B - FILMS MINCES

La technique d'évaporation sous vide s'impose pour les raisons suivantes :

- gamme d'épaisseur parfaitement adaptée (500 à 15000 Å) comparable aux longueurs caractéristiques tant de S que de N.
- variation et contrôle possible du libre parcours moyen dans un grand rapport (5 environ).
- état de surface meilleur qu'à l'état massif.
- possibilité de mettre deux métaux différents en contact électrique très intime.

Nous avons réalisé deux types d'évaporations suivant la température du support : $T_{ambiante}$ ou $T_{N_2\ liquide}$. Dans les deux cas, les échantillons sont ramenés à la température ambiante avant d'être étudiés.

Il s'avère que l'évaporation sur support refroidi est intéressante même si le spécimen est ensuite réchauffé, pour les raisons suivantes :

- les films formés à froid ont une épaisseur très bien définie (pas d'irrégularités de surface)

- la majorité des défauts en volume est éliminée par le recuit à la température ambiante : on peut donc avoir des libres parcours moyens assez grands (~ 1000 Å).

Au contraire, si l'on travaille avec des échantillons constamment maintenus à froid, on a des libres parcours moyens très courts (~ 50 Å). Ceci réduit l'échelle des effets de proximité et force à utiliser des films dangereusement minces (~ 200 Å).

II.C - EPAISSEURS ET LIBRES PARCOURS MOYENS

II.C.1 - Epaisseurs optiques et résistives

Dans le cas de l'alliage InBi, elles sont en accord aux erreurs d'expérience près. Dans le cas du Zn, cela dépend beaucoup de la température du support pendant l'évaporation.

1/ Pour les évaporations à la température ambiante, les épaisseurs optiques sont systématiquement supérieures de 30 à 40 % (et même plus dans certains cas exceptionnels). Cette différence est interprétée comme étant due à un faible coefficient de remplissage. Un effet analogue a été signalé par Bassewitz et Minnigerode (1964) pour le Cu. Nous allons voir que ceci est confirmé par les rapports de résistivité des bilames entre T_{amb} et 4,2° K.

2/ Au contraire pour les évaporations à l'azote liquide, la dimension des grains est réduite. Les deux mesures sont alors en accord à ± 5 %. La différence de nucléation entre les deux types de films est révélée de façon très nette par l'état de surface : l'aspect laiteux habituel des films de Zn, disparaît complètement pour des films évaporés à basse température. On obtient alors des films d'un parfait brillant qu'il n'est plus possible de différencier "de visu" des autres matériaux.

II.C.2 - Limite inférieure de continuité

L'épaisseur minimum pour laquelle le film reste encore continu peut être considérablement réduite par refroidissement du support. Alors qu'un film d'InBi n'est plus continu pour d < 2500 Å, s'il est évaporé à la température ambiante, les épaisseurs résistives et optiques restent en accord pour des films de 300 Å évaporés à basse température, même s'ils sont ensuite ramenés à la température ambiante pendant quelques jours (Guyon et al. 1966-II). C'est là le point le plus positif apporté par ce type d'évaporation. On se rapportera au tableau (A. 1) en Annexe pour avoir les limites inférieures de continuité des films évaporés à la température ambiante. Il faut noter également, que les bords d'un film d'InBi peuvent être diffus (~ 0,2 mm large) lorsqu'ils sont évaporés à la température ambiante. Ils deviennent très nets par évaporation à basse température, la mobilité des atomes sur la surface du support étant grandement réduite(*).

II.C.3 - Libres parcours moyens

Dans ces expériences, les paramètres du bilame sont déterminés sur des films témoins évaporés simultanément à proximité des jonctions. Il est donc important de connaître la reproductibilité des mesures :

- d'une part d'un échantillon à l'autre

- d'autre part suivant le type de support (en effet le film témoin est évaporé sur SiO alors que le film mesuré est obtenu sur l'alumine de la première électrode tunnel).

Les figures 5 et 6 donnent le rapport de résistivité $R_{amb}/R_{4,2°K}$ d'échantillons préparés simultanément dans chaque série ($T_{ambiante}$ ou $T_{azote\ liquide}$) sur un dépôt de SiO (~ 1500 Å) ou d'Al_2O_3 (~ 200 Å d'Al oxydé, points encadrés).

1/ InBi

Les résultats sont très reproductibles (~ 3 %), le libre parcours moyen étant essentiellement limité par la diffusion sur les impuretés de Bi. La variation observée du rapport de résistivité (fig. 5) n'est pas aléatoire. Elle est reliée avec précision à la température critique de l'échantillon

(*) Mais, corrélativement, la région très perturbée qui constitue le front du film reste électriquement continue. Ces régions ayant une température critique supérieure à celle du film lui-même, on observe pour les films évaporés à basses températures un élargissement spectaculaire de T_c par mesure résistive (~ 0,5° K). Cet effet disparait si l'on prend la précaution de trancher mécaniquement les bords au scalpel.

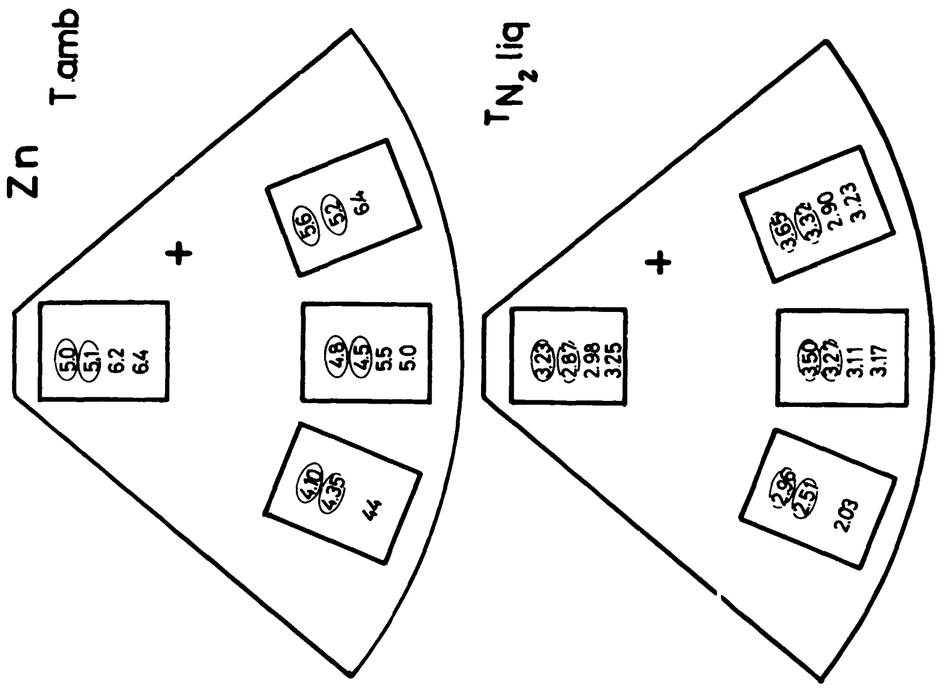


Figure 6 : Rapport de résistivité $\frac{R_{amb}}{R_{4,2°K}}$ pour des films de Zn en fonction de leur position dans la cloche. + verticale du creuset.
valeurs encadrées : support Al_2O_3, distance creuset-support 20 cm
valeurs non encadrées : support SiO, échelle 1/1

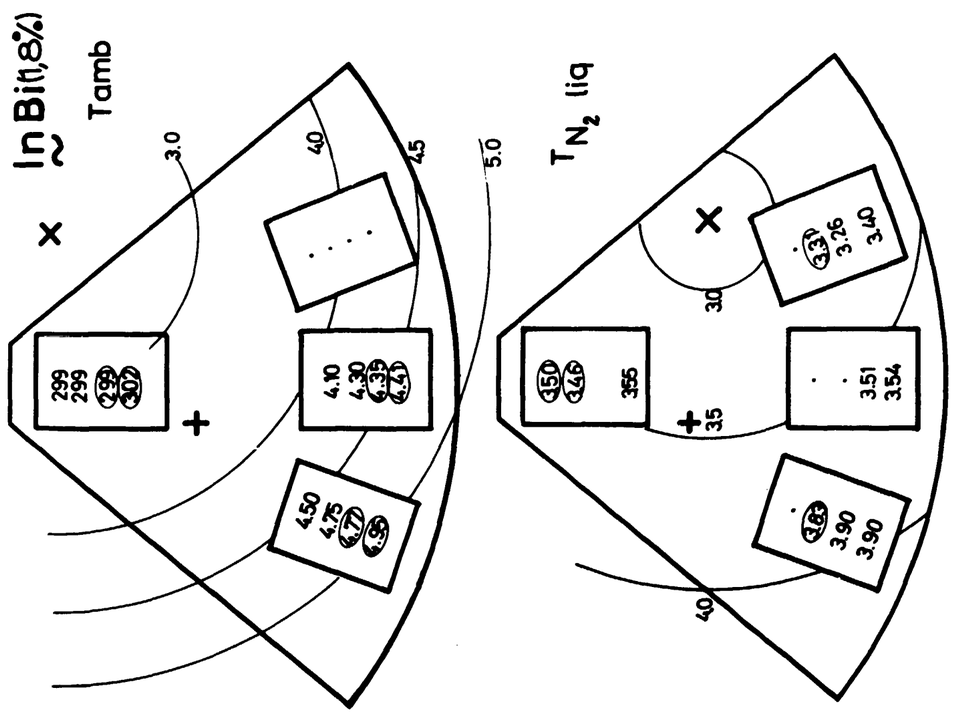


Figure 5 : Rapport de résistivité $\frac{R_{amb}}{R_{4,2°K}}$ pour des films d'InBi en fonction de leur position dans la cloche. + verticale du creuset.
× centre de symétrie :
valeurs encadrées : support Al_2O_3
valeurs non encadrées : support SiO
distance creuset support : 20 cm
échelle 1/1

... par ex. Guyon 1965) : la concentration en bismuth varie d'un échantillon à l'autre. Ceci provient du fait que les deux constituants de l'alliage ne s'évaporent pas suivant le même angle solide. On voit sur la figure 5, qu'il est possible de tracer des courbes "d'équirapport".

Le matériau (SiO ou Al_2O_3) et la température du support n'ont pas d'influence sensible sur le libre parcours moyen résiduel.

2/ Zn

Dans ce cas, la reproductibilité est moins bonne. Le Zn étant un matériau pur, la résistivité résiduelle dépend surtout de la nucléation du film. On remarque, cependant, figure 6 que plus on s'écarte de la verticale du creuset repérée par (+) (soit quand la distance et l'angle d'évaporation augmentent), plus le rapport de résistivité est faible, donc, le film moins pur.

a) Si l'évaporation est faite sur support refroidi, la résistivité résiduelle est reproductible à ± 10 % et indépendante du support. Le libre parcours moyen résiduel, l_N, ne dépend pratiquement pas de l'épaisseur.

b) Si le zinc est évaporé à la température ambiante, sa résistivité est peu reproductible et dépend légèrement de la nature du support (l_N est plus grand pour les films déposés sur SiO). l_N, quoique inférieur à l'épaisseur d dans un rapport 3 à 4, augmente presque proportionnellement avec d_N. Il est du même ordre de grandeur que pour les films préparés à l'azote liquide.

Par ailleurs une anomalie apparait dans le rapport de résistivité des bilames préparés à T_{amb}. Par exemple, le bilame 130 G 1 où le zinc est évaporé en premier, a un rapport de résistivité de 6,1 alors qu'il est constitué de deux films en parallèle de rapports de résistivité beaucoup plus faibles (Zn = 4,6 ; InBi = 3,5). Cet effet disparait totalement pour les films préparés à la température de l'azote liquide,

Exemple : 130 G4 bilame Zn/InBi $R_{rés.}$ = 3,37
Zn = 3,80
InBi = 3,34

Ce comportement peut s'expliquer ainsi : les films de zinc évaporés à la température ambiante, sont constitués de gros grains juxtaposés, leur dimension pouvant être de l'ordre de l'épaisseur du film et variant avec elle. La résistivité longitudinale du film est alors sensiblement augmentée (elle est peut-être même conditionnée par des processus tunnel). Lorsqu'on évapore le deuxième film du bilame on colmate les différentes fissures présentées par le premier, diminuant ainsi sa résistivité. Dans le cas d'évaporations à basses températures, les grains sont plus petits et le film plus continu. Quoique contenant plus de défauts à petite échelle, ces films ont cependant des résistivités résiduelles comparables car les discontinuités à plus grande échelle ont disparu. Cet effet de structure en grains joue donc fortement sur les propriétés de transport dans le plan du film de zinc. Mais on peut prévoir qu'il est moins important pour nos effets de proximité, qui sont liés au transport d'électrons normalement au plan du film. Ceci est vérifié expérimentalement. La figure 15 montre la pente initiale de la caractéristique tunnel pour deux bilames InBi/Zn évaporés simultanément mais l'un à froid et l'autre à la température ordinaire : on voit que les résultats sont peu différents.

II.C.4 - Etude par microscopie électronique

Afin de vérifier les hypothèses précédentes, nous avons fait des études au microscope électronique en utilisant trois techniques différentes :

1/ Mesures par transmission

Le film (500 à 1 500 Å) est évaporé sur 100 Å de SiO lui-même déposé sur NaCl. Après dissolution du cristal, le film est observé par transmission. Les résultats sont portés sur la figure 7 A et B. Les grains sont notablement plus petits (d'un facteur 10) pour les évaporations à la température de l'azote liquide. De plus, on observe que les échantillons évaporés à la température ambiante ont une orientation préférentielle.

Cette méthode est simple. Le film ne subit pas d'altération profonde. Toutefois elle ne permet l'étude que de films relativement minces. De plus ces films doivent être évaporés sur un support qui n'est pas celui de l'expérience.

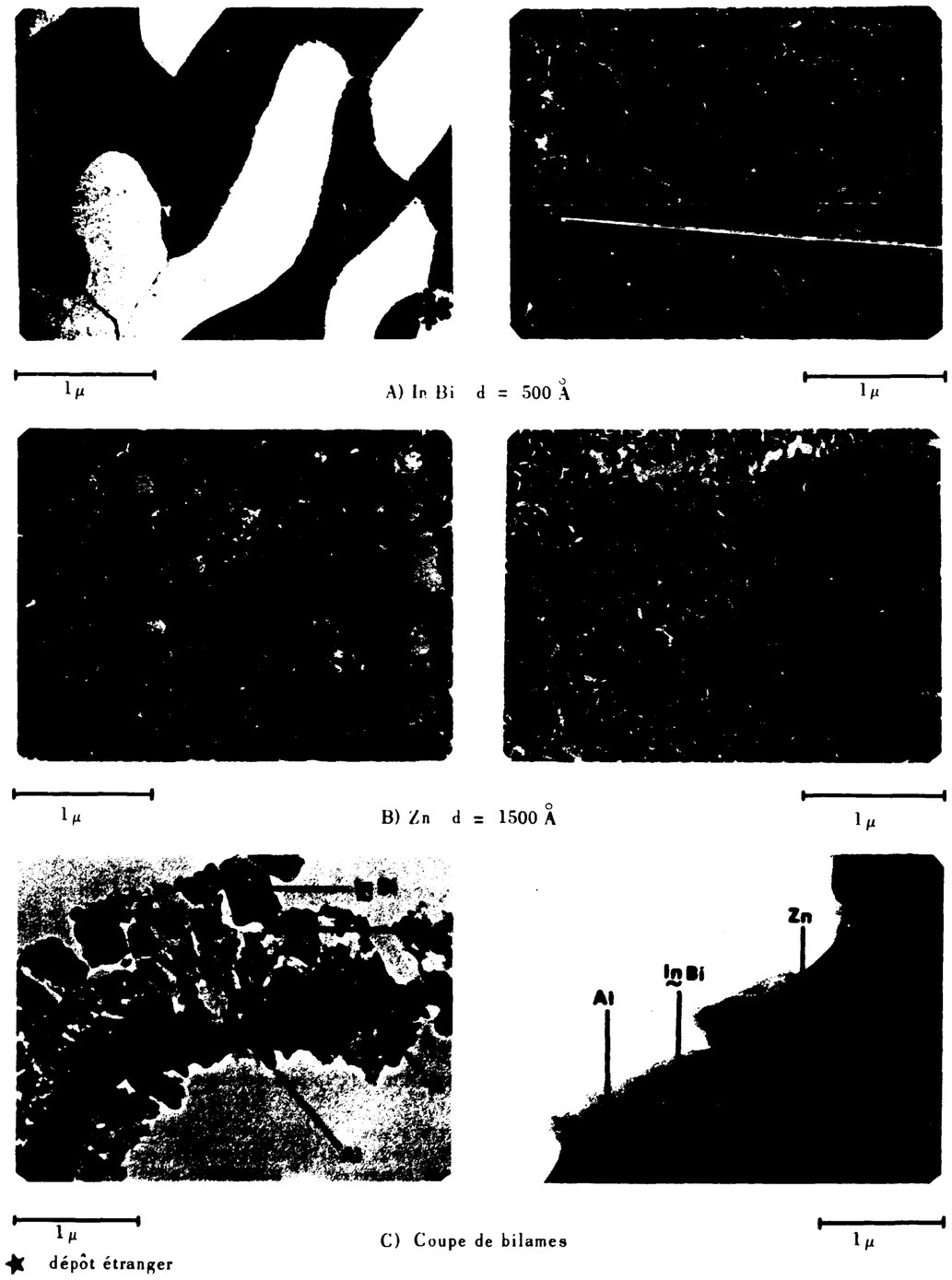


Figure 7 : Etude de microscopie électronique.

2/ Procédé de coupe

Les différentes couches sont évaporées sur du mylar dans les conditions des expériences. Le film de mylar est enrobé. On découpe ensuite mécaniquement au microtome des sections droites du bilame. Un cliché de ces coupes est présenté sur la figure 7 C. On voit encore la différence très nette de nucléation des films dans les deux types d'évaporation. Cette méthode présente l'avantage d'utiliser un échantillon réel avec possibilité d'identification des matériaux par micro-diffraction. Les films sont toutefois très perturbés et il est souvent difficile d'interpréter les résultats.

3/ Procédé de réplique

Cette méthode dérive de la précédente. Une fois l'enrobage d'un échantillon réel déposé sur verre effectué, au lieu de découper la section du bilame on la polit mécaniquement. On attaque légèrement avec une solution diluée de HCl. Puis, on fait une réplique de la tranche. Ici encore, on observe un échantillon préparé dans les conditions réelles. Cette méthode perturbe beaucoup moins les films, mais on perd beaucoup de détails. Elle est simple et pourrait conduire, après quelques mises au point, à une mesure objective de l'épaisseur des films. Actuellement des difficultés sont rencontrées au cours du polissage de l'échantillon.

CHAPITRE III

PROFIL DU PARAMÈTRE D'ORDRE DANS UN BILAME EN CHAMP NUL

III.A - FORME DU PARAMETRE D'ORDRE DANS UN BILAME EPAIS

Nous allons analyser plus en détail la forme du paramètre d'ordre dans un bilame, déjà discutée qualitativement dans l'introduction. Nous considérons d'abord le cas où les deux épaisseurs d_N, d_S sont grandes. Enfin, nous nous plaçons à la température de transition T_{cNS} du bilame. L'aspect détaillé de $\Delta(x)$ est décrit sur la figure 1.

a) Dans la majeure partie de la région S, Δ est de la forme

$$\Delta = \text{constante} \cos q(x - d_S) \qquad \text{(III. 1)}$$

La courbure q^2 est proportionnelle à l'abaissement de la température de transition

$$T_{cS} - T_{cNS} = p\, q^2 \qquad \text{(III. 2)}$$

(La constante p peut être calculée par les équations de Ginsburg-Landau, et dans la notation de ces auteurs (v. Appendice 1), on a $p = C(\partial A/\partial T)^{-1}$)

b) Dans N la forme asymptotique de Δ loin de l'interface est

$$\Delta = \text{const.}\ e^{-K|x|} \qquad \text{(III. 3)}$$

La longueur K^{-1} mesure l'échelle des effets de proximité dans N. Pour un métal N sale, les prédictions théoriques relatives à K^{-1} sont relativement simples :

1/ lorsque les interactions électron-électron dans N, ν_N, sont négligeables on attend

$$K^{-1} = \xi_N = \sqrt{\frac{\hbar D_N}{2\pi k_B T}} \qquad \text{(III. 4)}$$

où D est le coefficient de diffusion des électrons dans N $\left(D = \frac{1}{3} v_{FN}\, l_N\right)$

2/ lorsque N est lui-même un supraconducteur à une plus basse température T_{cN}, K^{-1} est donné par une formule plus compliquée (de Gennes-Guyon 1963). Une version approximative simple de cette formule est :

$$K^{-1} = \xi_N \left(\frac{2 + \log T/T_{cN}}{\log T/T_{cN}}\right)^{1/2} \qquad \text{(III. 5)}$$

Il est important de noter que 1°/ K^{-1} diverge pour $T \longrightarrow T_{cN}$. 2°/ à T fixe K^{-1} est proportionnel à $\sqrt{l_N}$.

c) au voisinage de l'interface c'est-à-dire dans une épaisseur de l'ordre de $(\hbar D/2\pi k_B T)^{1/2}$ de chaque côté les formes simples (III. 1) et (III. 3) ne sont plus valables. Toutefois un calcul récent de De Gennes et Hurault suggère que l'approximation (dite "de Werthamer") dans laquelle on garde (III. 1) et (III. 3) jusqu'à l'interface est correcte à 10 % près.

d) à l'interface même, la valeur et la pente de Δ subissent des discontinuités (ou dans un langage plus physique, des variations très rapides, à l'échelle du libre parcours moyen l). Pour N et S "sales" les conditions aux limites proposées par De Gennes sont :

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{\Delta}{\mathcal{N}v} \\ \dfrac{D\ d\Delta}{v\ dx} \end{array}\right\} \text{ continus} \qquad \text{(III. 6)}$$

$\mathcal{N}$ est la densité d'états au niveau de Fermi à l'état normal.

Au total, lorsque S est épais, les effets dans S peuvent être décrits au moyen d'un seul paramètre, la longueur d'extrapolation b, définie comme le montre la figure 1, par : $\frac{\Delta'}{\Delta} = \frac{1}{b}$
Si b est connu, on en tire en particulier le coefficient q de l'équation (III, 1) :

$$q_{(T_{cNS})} = \frac{\pi}{2\ |d_s + b|}$$

où b est indépendant de d_N.

Il est facile de calculer la valeur théorique de b dans l'approximation de Werthamer, c'est-à-dire en appliquant (III. 1) et (III. 3) jusqu'à l'interface : avec les conditions aux limites (III. 6) on obtient :

$$b = \frac{\mathcal{N}_S D_S}{\mathcal{N}_N D_N} K^{-1} \qquad \text{(III. 7)}$$

Le produit $\mathcal{N}$ de la densité d'état par le coefficient de diffusion est directement proportionnel à la conductivité σ dans l'état normal d'après :

$$\sigma = 2e^2 \mathcal{N} D \qquad \text{(relation d'Einstein généralisée)} \qquad \text{(III. 8)}$$

Donc

$$b = \frac{\sigma_S}{\sigma_N} K^{-1} \qquad \text{(III. 9)}$$

Remarque : Généralisation à une épaisseur d_N faible : à la face extérieure de N on doit avoir $d\Delta/dx = 0$. Ceci fait que la forme (III. 3) est modifiée

$$\Delta = \text{const. ch } K(x + d_b) \qquad \text{(III. 3')}$$

et conduit à une nouvelle valeur de b dans l'approximation de Werthamer

$$b = \frac{\sigma_S}{\sigma_N} K^{-1} \coth (K\ d_b) \qquad \text{(III. 9')}$$

Jusqu'à présent nous n'avons discuté que l'aspect du paramètre d'ordre à la température de transition T_{cNS} du bilame. A plus basse température, que se passe-t-il ? Du côté S, (toujours supposé épais) Δ rejoint la valeur habituelle pour S massif, Δ_{∞}, sauf au voisinage de l'interface. Du côté N (tant que $T > T_{cN}$) Δ tend encore vers 0 quand on s'éloigne de l'interface. Aux distances $x > K^{-1}$ les équations (III. 3) (III. 3') (III. 4) (III. 5) restent valables. Lorsque $K^{-1} \longrightarrow \infty$ (c'est-à-dire $T \longrightarrow T_{cN}$) la condition $x > K^{-1}$ n'est plus satisfaite et la décroissance de Δ dans N devient plus lente. La théorie prévoit alors $\Delta \sim 1/x$.

III.B - DETERMINATION EXPERIMENTALE DU PARAMETRE D'ORDRE PAR EFFET TUNNEL

Considérons deux métaux A et B séparés par une mince barrière isolante (10 à 20 Å). La barrière est constituée par la bande d'énergie interdite de l'isolant. Sous l'influence d'une différence de potentiel, les électrons ont une certaine probabilité de passer par effet tunnel de A à B.

Dans les métaux normaux (v. par exemple Harrison (1961)), on prévoit une conductance linéaire, tant que V reste petit (quelques mV) devant la hauteur de la barrière (quelques eV).

Dans les métaux supraconducteurs, v. par exemple Cohen, Falicov et Phillips (1962), le résultat essentiel est que dans le cas d'une jonction N/isolant/S, la caractéristique ne dépend que de la densité d'états dans S. On a :

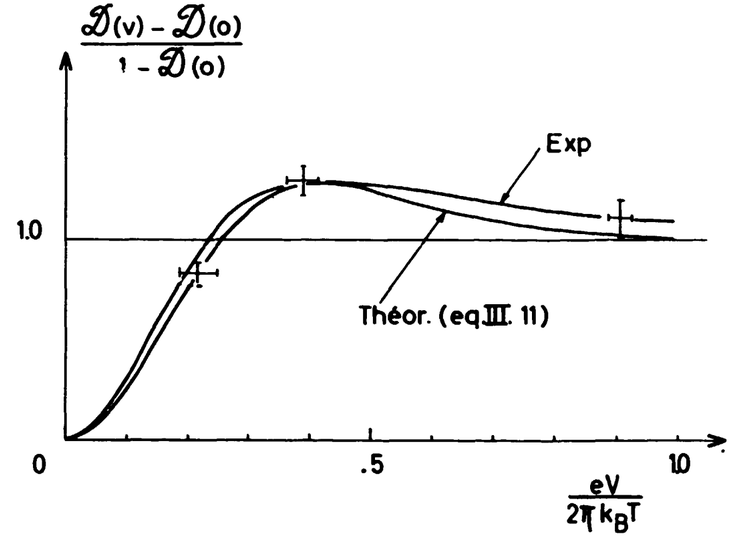


Figure 8 : Caractéristiques expérimentales et théoriques en unités réduites vues du côté N près de T_{cNS}.

d_N = 1 000 Å ; l_N = 420 Å ; T_{cNS} = 3,78°K.
d_S = 12 000 Å ; l_S = 360 Å ; T_{cS} = 3,80°K.
(Les barres d'erreur ont été portées pour trois points de l'enregistrement continu expérimental)

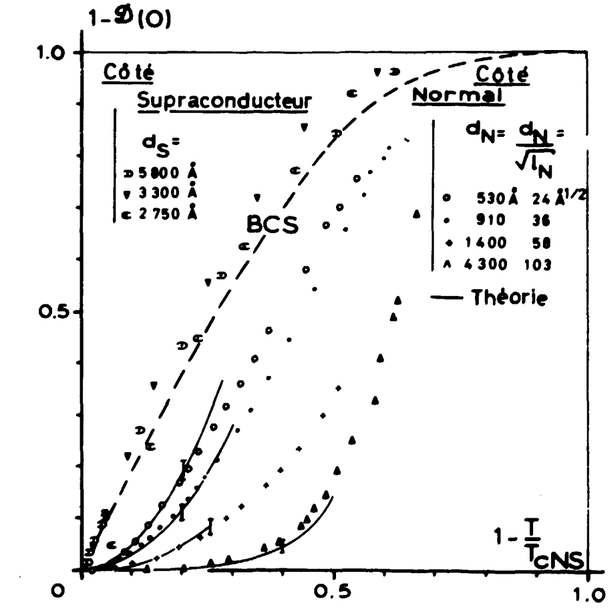


Figure 9 : Variation avec la température de l'amplitude initiale des caractéristiques. (Les barres d'erreur sur les courbes théoriques correspondent à l'incertitude sur les paramètres).

$$\frac{dI}{dV} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathcal{N}_S(E)}{\mathcal{N}(O)} \frac{\partial f(E-eV)}{\partial V} dE \qquad \text{(III. 10)}$$

où f(E) est la fonction de Fermi $1/(1+e^{E/k_BT})$

1/ Au zéro absolu, $\partial f/\partial V$ est une fonction δ en E-eV. La caractéristique tunnel est directement proportionnelle à la densité d'états au niveau d'énergie eV dans le supraconducteur.

2/ A température finie, (comparable à T_c) cette relation simple n'est plus vraie.

En particulier près de T_c, les anomalies de la densité d'états ont des étendues faibles devant k_BT_c et l'on observera un élargissement considérable des accidents des courbes : ils seront toujours de l'ordre de k_BT_c, indépendamment de la forme exacte de la densité d'états. Seules des mesures très fines peuvent fournir des informations près de T_c.

L'arrondissement des caractéristiques par la fonction de Fermi, complique grandement le dépouillement des résultats. On peut, en principe, remonter mathématiquement de dI/dV à N(V). En pratique, ce procédé ne conduit pas à des conclusions sûres. On n'obtient des renseignements exploitables que par la procédure inverse : partant d'une densité d'états, supposée valable, on met en évidence des critères de comparaison précis(*). C'est ce qui a été fait dans cette étude. Malheureusement, le calcul théorique des caractéristiques tunnel pour des bilames dans lesquels Δ est fonction de x, est en général extrêmement difficile. Le seul domaine pour lequel des résultats théoriques détaillés ont été obtenus jusqu'à présent est celui des températures voisines de T_{cNS}, pour lesquelles Δ est partout petit. Un développement à l'ordre $|\Delta|^2$ peut alors être utilisé. L'intérêt de cette région a été souligné en premier par Fulde et Maki. Une analyse un peu plus détaillée en a été donnée par De Gennes et Mauro. Dans ces conditions, on trouve que la caractéristique tunnel est sensible à la valeur du potentiel de paires Δ sur une certaine épaisseur derrière la jonction. Ceci conduit à la notion de "longueur d'exploration" δ d'une expérience tunnel (v. De Gennes et Mauro 1965 et Deutscher et De Gennes 1966). En gros, une valeur Δ du potentiel de paires en un point situé à une distance x de la jonction donne une contribution à la caractéristique en $\Delta e^{-x/\xi}$ où $\xi = \sqrt{\hbar D/2\pi k_BT}$. On obtiendra la caractéristique totale en intégrant sur x.

Du côté S, la longueur d'exploration δ est donnée par ξ_S : la contribution de l'arrière du bilame est négligeable parce qu'on a une décroissance exponentielle relative à des Δ de plus en plus petits quand on s'éloigne de la jonction.

Du côté N, la longueur d'exploration est beaucoup plus grande. En effet le facteur $e^{-x/\xi}$ est compensé par l'augmentation elle aussi exponentielle du potentiel de paires. δ est alors donnée par $1/\delta = 1/\xi_N - K$. Du point de vue expérimental, cette propriété est extrêmement intéressante car elle permet d'obtenir des écarts appréciables à la caractéristique linéaire de l'état normal même quand N est épais ($d_N \sim 3\ K^{-1}$).

III.C - COMPORTEMENT DU COTE N. (Zn/InBi 1,8 % at)

III.C.1 - $T \sim T_{cNS}$.

Une caractéristique expérimentale $\mathcal{D}(V)$ est présentée sur la figure 8.

On la compare à la courbe théorique obtenue (réf. II, v. aussi Mauro 1966-I) en prenant pour variation de Δ :

- dans N, la forme exacte à T_{cNS} (en ch Kd_N)
- dans S, une forme approchée de la solution de l'équation de G.L. non-linéarisée.

Cette approximation conserve les conditions aux limites Δ et Δ' à l'interface (v. notations : géométrie, partie BC) et à l'infini (partie AB).

Le résultat (réf. II. cas C) peut se mettre sous la forme :

$$1 - \mathcal{D}_{NS}(V) = \left(\frac{\Delta_N}{k_BT}\right)^2 \Phi(V) \qquad \text{(III. 11)}$$

(*) Souvent dans la littérature expérimentale, les auteurs prennent pour valeur de la bande interdite ε, le potentiel V_0 qui correspond à $dI/dV_S = dI/dV_N$ (ce que nous appellerons par la suite "échelle des énergies"). Cette procédure est correcte seulement pour le cas traité par Bardeen Cooper et Schieffer (1957) (BCS) : métal infini sans perturbations extérieures, à condition que T = 0. Pour tous les cas qui nous intéressent ici cette méthode est à rejeter catégoriquement.

où $\Phi(V)$ est une fonction de la tension V et des paramètres caractéristiques du sandwich (d_S, l_S, d_N, l_N, T_{cS}, T_{cN}, T_{cNS}) qui peut être calculée numériquement.

Le résultat (III. 11) rappelle celui obtenu dans le cas de la supraconductivité sans bande interdite pour un monolame de deuxième espèce au voisinage de son champ critique supérieur (Guyon et al. 1965) qui s'écrit :

$$1 - \mathcal{D}(V) = \left(\frac{\Delta_s}{k_BT}\right)^2 \frac{1}{8\pi^2} \operatorname{Re}\ \psi_3\left(\frac{1}{2} + a - ib\right) \qquad \text{(III. 12)}$$

Δ_s = valeur du potentiel de paires à la surface de la jonction

Re = partie réelle

avec

$$a = \frac{\hbar}{8\pi k_BT\tau} \quad \text{et} \quad b = \frac{eV}{2\pi k_BT} \qquad \text{(III. 13)}$$

τ est un temps de relaxation qui donne en l'absence de champ le temps de croissance des paires. (Il est donné par la "fonction universelle" définie par l'éq. (Ap. 24) en y remplaçant DK^2 par $1/2\tau$).

Cette analogie est due à Fulde et Maki (réf. III). Dans les deux cas, il existe un effet de destruction des paires de Cooper : pour les bilames S/N c'est le métal N qui joue cet effet, tandis que pour le monolame c'est le champ magnétique par son action différente sur les deux électrons d'une même paire. Dans les deux cas, la caractéristique tunnel est donnée par la même équation. Du côté N, leur résultat peut être mis sous la forme (III. 12) avec a donné dans ce cas par :

$$a = -\frac{\hbar DK^2}{4\pi k_BT} \qquad \text{(III. 14)}$$

Cependant, les deux situations ne sont pas absolument identiques. De Gennes et Mauro (1965) ont montré que :

1/ ce résultat n'était valable que comme cas limite $\left(d_N > \left(\frac{1}{\xi_N} - K\right)^{-1}\right.$ et $\left.K|\xi_N| < 1\right)$

2/ le spectre d'excitations présente une bande interdite sauf si le film normal est d'épaisseur infinie(*).

Un développement de la densité en puissances paires de $|\Delta|^2$ ne converge pas. Mais la difficulté est tournée en calculant la caractéristique tunnel. Celle-ci peut être développée en puissances paires de $|\Delta|^2$ par suite de l'arrondissement des singularités par la fonction de Fermi.

Un cas intéressant est celui où les deux types d'effets destructeurs se trouvent simultanément réunis(**) : effets de proximité en présence d'un fort champ magnétique. Cette situation se rencontre du côté S. Nous aurons l'occasion d'y revenir en (III.D.2).

Par la suite, nous analyserons les caractéristiques selon les deux paramètres suivants (v. notations) :

- Amplitude initiale $1 - \mathcal{D}(0) = 1 - \left.dI/dV\right|_S / \left.dI/dV\right|_n$ (écart en unités réduites par rapport à l'état normal, pour V = 0).
- Echelle des énergies, V_0, définie par $\mathcal{D}(V_0) = 1$ (point d'intersection des caractéristiques avec l'axe de l'état normal).

Amplitude initiale $1 - \mathcal{D}(0)$

Nous avons porté figure 9 (côté normal) un réseau donnant $1 - \mathcal{D}(0)$ en fonction de la température pour différents échantillons. Ces courbes traduisent une variation pratiquement linéaire du potentiel de paires à la surface libre de N avec la température au voisinage de T_{cNS}. (Avec un supraconducteur BCS on aurait une variation en $(1 - T/T_c)^{1/2}$). En effet, nous avons vu en (III. 11) que $1 - \mathcal{D}(0)$ était proportionnelle à $(\Delta_N/k_BT)^2$ soit près de T_{cNS} à Δ_N^2. L'allure parabolique des

---

(*) Pour une discussion du spectre des excitations sur le cas particulier $\nu_N = 0$ et métaux propres voir De Gennes et Saint-James (1963-II) et Saint-James (1964).

(**) Une discussion théorique récente de cette superposition des deux effets à été reprise par Fulde et Maki (1966).

courbes du côté normal donne donc $\Delta_N^2 \propto (1 - T/T_{cNS})^2$ ce qui est le résultat annoncé. Les valeurs de Δ_N que l'on déduit de ces courbes par la relation (III. 11) sont portées sur la figure 10.

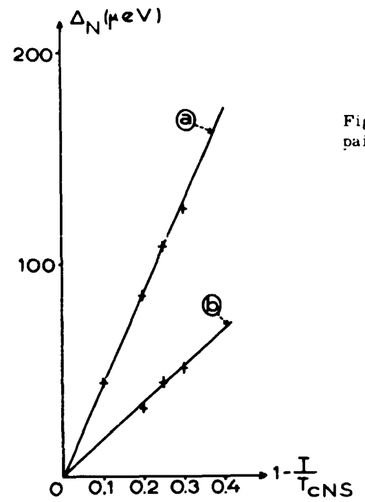


Figure 10 : Variation linéaire avec la température du potentiel de paires sur la surface libre du métal normal.

Bilame (a) :

$d_N = 1000$ Å ; $l_N = 420$ Å

$d_S = 12000$ Å ; $l_S = 360$ Å

$T_{cS} = 3,81°K$; $T_{cNS} = 3,78°K$

Bilame (b) :

$d_N = 3300$ Å ; $l_N = 870$ Å

$d_S = 10400$ Å ; $l_S = 300$ Å

$T_{cS} = 3,86°K$; $T_{cNS} = 3,84°K$

Physiquement ce résultat traduit la variation de q dans S, superposée à la variation habituelle de la bande interdite BCS, Δ_{S_0}. Pour le comprendre, plaçons-nous d'abord dans la limite $d_S \longrightarrow \infty$. Alors la forme du potentiel de paires dans S (déduite de l'équation de Ginsburg-Landau non linéarisée) est :

$$\Delta(x) = \Delta_{S_0}(T) \quad \text{th} \quad \frac{q}{\sqrt{2}}(x - x_0) \qquad \text{(III. 15)}$$

Dans cette formule, Δ_{s_0} (T) est le paramètre d'ordre en milieu infini (proportionnel à $(T_{cN} - T)^{1/2}$ pour $T \sim T_{cS}$) q est le paramètre introduit en (III. A) (proportionnel lui aussi, à $(T_{cS} - T)^{1/2}$ pour $T \sim T_{cS}$ puisque q^{-1} est la généralisation à toute température de la longueur de cohérence dans S). Enfin, x_o est obtenu à partir de la longueur d'extrapolation b en écrivant la condition aux limites

$$\frac{\Delta}{\Delta_{x=o}} = +\frac{1}{b} \qquad b > o \qquad \text{(III. 16)}$$

Pour T voisin de T_c (q petit) on peut faire th z $\longrightarrow$ z dans l'équation (III. 15) et on obtient alors $x_o = -b$. Finalement, on trouve pour paramètre d'ordre près de l'interface du côté S :

$$\Delta(x = 0) \sim \Delta_{S_0} \frac{q.b}{\sqrt{2}} \qquad \text{(III. 17)}$$

Le paramètre d'ordre à la surface de N lui est proportionnel

$$\Delta(x = -d_N) = \Delta_N = \rho\, q\, \Delta_{S_0} \qquad \text{(III. 18)}$$

La longueur ρ est finie pour $T \sim T_{cNS}$. Par exemple dans l'approximation de Werthamer $\rho = \frac{b}{\sqrt{2}} \frac{\mathcal{N}_N \mathcal{V}_N}{\mathcal{N}_S \mathcal{V}_S} (\text{ch } K d_N)$. Donc Δ_N varie comme q Δ_{S_0}, c'est-à-dire proportionnellement à $T_{cS} - T$.

Si d_S est finie, on peut faire exactement le même raisonnement. Mais il faut alors remplacer Δ_{S_0} par Δ_o, la valeur du potentiel de paires sur la surface libre de S en milieu fini. Il est montré dans la réf. II que le rapport $R = \frac{\Delta_o}{\Delta_{S_0}}$ est fini à T_{cNS}. La conclusion établie pour $d_S \longrightarrow \infty$ est donc conservée, seule la constante ρ est légèrement modifiée.

Le fait que ce soit T_{cS} et non T_{cNS} qui intervienne, peut s'interpréter par un décalage de l'axe $1 - \mathcal{D}(0)$ de T_{cS} à T_{cNS} (fig. 11). Puisque l'origine n'est plus située au sommet de la parabole, on voit que les courbes $1 - \mathcal{D}(0) = f(1 - T/T_{cNS})$ ont en réalité une pente finie à l'origine.

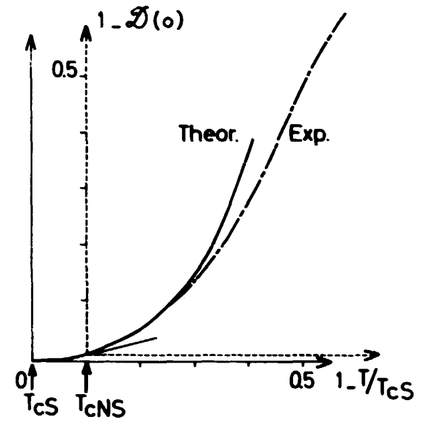


Figure 11 : Pente à l'origine des courbes $1 - \mathcal{D}(0) = f(1 - T/T_{cNS})$. (schématique, voir texte).

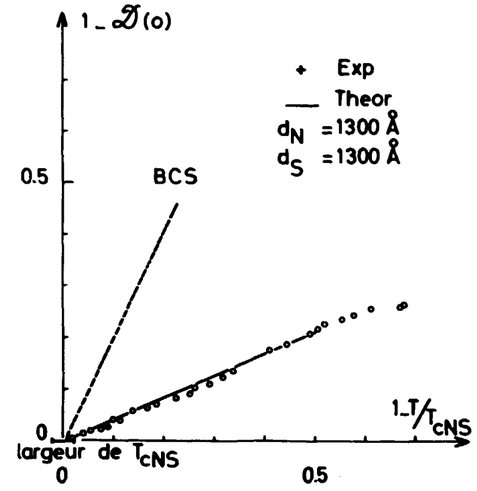


Figure 12 : Variation linéaire avec la température de l'amplitude initiale pour un bilame avec d_S et d_N mince.

Ceci n'est pas apparent sur la figure 9 parce que T_{cNS} est très voisin de T_{cS}. Au contraire, cet effet est net dans le cas d'un grand abaissement de T_c c'est-à-dire de films minces (fig. 12). La variation alors est même linéaire dans tout le domaine de température étudié parce que l'origine des axes a pratiquement atteint le point d'inflexion de la figure 11.

On peut être étonné, à première vue, de la forte valeur de la pente de la figure 12 comparée à celle des courbes 9. Cela provient du fait que les coordonnées réduites utilisées, T/T_{cNS}, ne sont pas de vraies coordonnées réduites traduisant une loi d'états correspondants. Dans le cas des bilames, interviennent également T_{cS} et T_{cN}. Si l'abaissement de T_c est important, on est déjà loin de T_{cS} pour $T \sim T_{cNS}$ et Δ est saturé dans S.

Une remarque s'impose au sujet de la figure 9 : le comportement observé sur la face normale d'un bilame est radicalement différent de celui que l'on attend pour un supraconducteur isolé. La figure 9 montre très clairement la différence entre une supraconductivité intrinsèque qui suit la courbe BCS et une supraconductivité induite par effet de proximité (côté N). Physiquement, nous avons vu que la variation linéaire de Δ_N avec la température traduisait une modification du potentiel de paires dans S. Le fait que cette modification se répercute sur la face extérieure de N montre que l'on a affaire à un réel effet de proximité.

Finalement, on voit que les courbes de la figure 9 sont en bon accord avec la théorie, sans l'aide d'aucun paramètre ajustable. Utilisons ce fait :

1/ Comparaison des différentes théories

Nous avons porté figure 13 en fonction de la température réduite, les valeurs de $\Phi(0)$ déduites de (III. 11) et de (III. 12, III. 14). On voit que les différences sont peu sensibles pour les films épais mais que les résultats de la réf. III sont nettement trop élevés pour les films assez minces.

2/ Détermination de K^{-1}

Pour obtenir une variation monotone sur la figure 9, il faut classer les courbes par le rapport $d_N/\sqrt{l_N}$ et non par la seule valeur de d_N. Ceci est confirmé par le calcul théorique où c'est essentiellement le paramètre $K d_N$ qui intervient. L'accord quantitatif avec les valeurs théoriques est une preuve expérimentale de la variation de K^{-1} en $\sqrt{l_N}$ (éq. III. 5)).

Portons figure 14, la variation de $1 - \mathcal{D}(0)$ en fonction de $d/\sqrt{l}$, obtenue en coupant la figure 9 à une température donnée ($T/T_{cNS} = 0,7$). Pour les grandes valeurs de $d/\sqrt{l}$, on a de façon approchée:

$$1 - \mathcal{D}(0) \propto \Delta^2 \propto e^{-2K d_N} \qquad \text{(III. 19)}$$

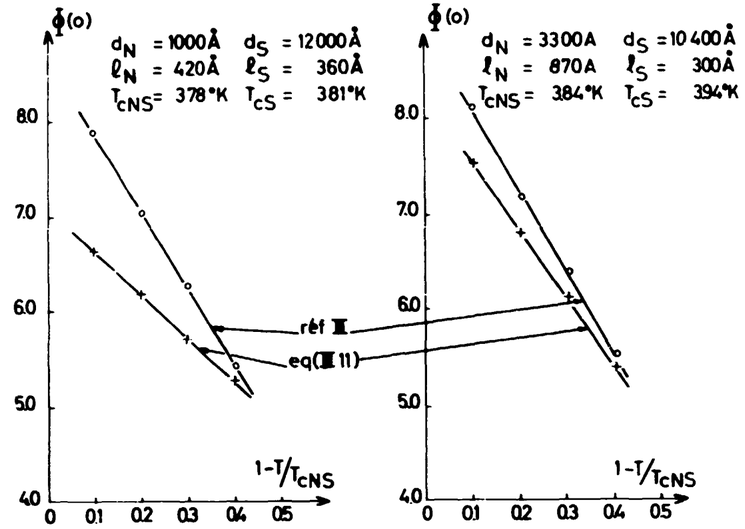


Figure 13 : Comparaison du domaine de validité des théories.

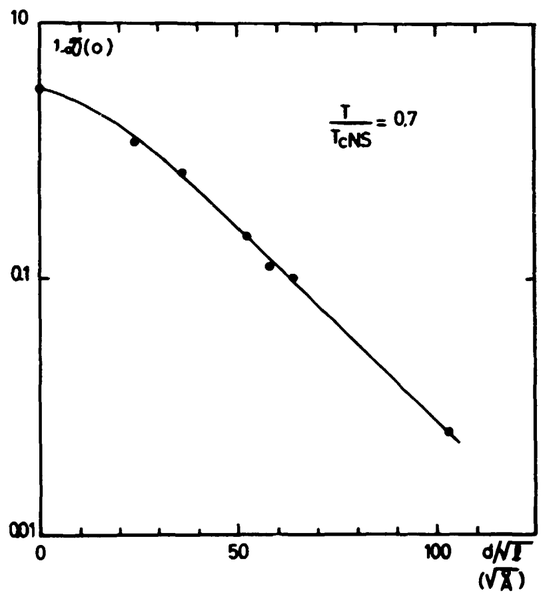


Figure 14 : Dépendance exponentielle de l'amplitude initiale aux grandes épaisseurs.

La partie linéaire de la figure 14 conduit à une mesure de K^{-1} = 58 $\sqrt{l}$ (au lieu de 65 $\sqrt{l}$ calculé) (toutes les longueurs sont exprimées en Å). Ceci est une évidence directe de la variation de K en $\sqrt{l}$. Cependant, le résultat (III. 19) est entâché des réserves suivantes :

- le coefficient Φ(0) de proportionnalité entre 1−Φ(0) et Δ^2 dépend légèrement de $d/\sqrt{l}$.

- théoriquement, 1 − Φ(0) dépend de deux paramètres indépendants $d/\sqrt{l}$ et l. En pratique, la dépendance en l donne seulement un terme correctif.

- (III. 19) suppose que les valeurs de Δ à l'interface sont constantes. Ceci n'est pas rigoureusement exact (v. ci-après), mais leur variation est faible dans la gamme des grandes épaisseurs.

- on remplace ch K d_N par une exponentielle.

3/ Conditions aux limites

Nous pouvons aussi utiliser les courbes de la figure 9 pour mettre à l'épreuve les conditions aux limites que nous avons imposées :

a) discontinuité de Δ : reprenons le calcul de Φ(0) en supprimant la discontinuité de Δ à l'interface soit en faisant artificiellement $\Delta_s = \Delta_{Nb}$ à l'interface (fig. 1). La valeur obtenue est nettement en désaccord avec les points expérimentaux (50 % supérieur à T = 0,7 T_{cNS}) (fig. 15).

b) longueur d'extrapolation : prenons b comme paramètre indépendant et faisons-le varier. Pour cela introduisons une résistivité fictive dans (III. 9') sans modifier la quantité K d_N soit $d/\sqrt{l}$. Le résultat est porté figure 15. On voit qu'ici encore l'accord avec l'expérience se dégrade rapidement (~ 60 % pour un rapport de 2 sur b). Conclusions :

- la longueur d'extrapolation imposée par (III.9') est correcte.

- il n'y a pas de couche étrangère importante à l'interface (oxydes ou gaz adsorbés).

Ces conclusions sont en accord avec celles obtenues par ailleurs(*) (Burger et al. 1966-III ; réf. IV).

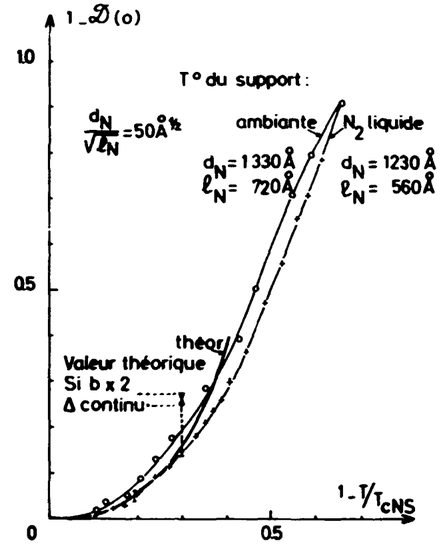


Figure 15 : Influence des conditions aux limites : 1°) modification de la longueur d'extrapolation b, 2°) suppression de la discontinuité de Δ à l'interface. Influence de la température du support pendant l'évaporation : voir texte.

(*) Pour une discussion détaillée de b et pour sa mesure voir Deutscher (1966).

4/ Profil de Δ

L'amplitude initiale conduit à une mesure de Δ_N. On pourrait donc être tenté de porter ces valeurs de Δ_N en fonction de d_N pour reconstruire le profil de Δ à l'intérieur de N. Dans la gamme d'épaisseur qui nous intéresse, cette procédure n'est pas correcte car la valeur de Δ à l'interface varie avec d. Ceci apparait sur la figure 16 où les profils théoriques de Δ dans N ont été portés pour différents d_N. C'est l'accord théorie- expérience qui nous permet de justifier le profil théorique de Δ.

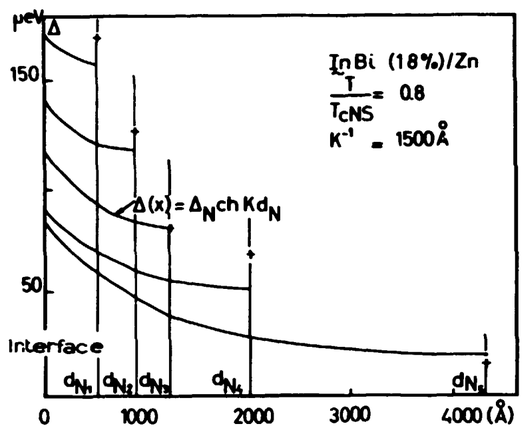


Figure 16 : Profil théorique de Δ dans N pour différentes valeurs de d_N. + valeurs expérimentales du potentiel de paires à la surface libre de N, Δ_N

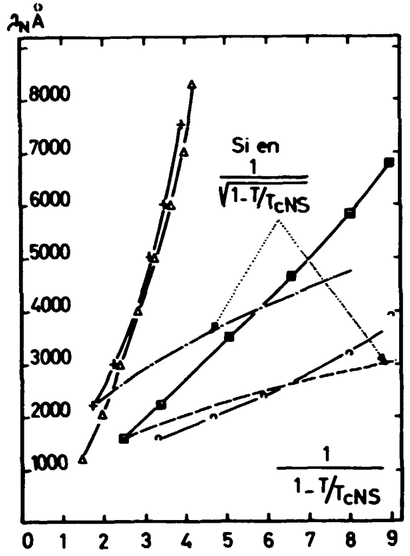


Figure 17 : Valeurs de Δ_N déterminées par effet tunnel

+	d_N = 4 500 Å	;	l_N = 780 Å
⊡	= 2 400 Å	;	= 660 Å
∩	500 Å	;	= 420 Å

profondeur de pénétration

Δ	1 800 Å	;	800 Å

5/ Profondeur de pénétration

D'une mesure de Δ_N on peut déduire λ_N par une équation théorique (Ap. 29). Les valeurs résultantes sont portées figure 17 en fonction de $1 - T/T_{cNS}$ et comparées aux valeurs expérimentales déterminées par une mesure de profondeur de pénétration.

La dépendance en $1 - T/T_{cNS}$ que l'on retrouve par ces deux types de mesures est reliée à la variation linéaire de Δ_N avec T. Sur la même figure, cette dépendance est opposée à la variation habituelle en $1/(1 - T/T_c)^{1/2}$. On notera, toutefois, la différence dans les valeurs absolues des λ obtenues par les deux procédés. Cette différence doit être certainement attribuée au fait que λ n'est pas obtenue directement mais à la suite de nombreuses opérations successives.

Echelle des énergies

D'après (III.B), près de T_{cNS}, l'échelle des énergies dans la caractéristique tunnel est essentiellement déterminée par $k_B T_{cNS}$. Toutefois, une propriété intéressante ressort nettement à un examen plus détaillé.

Portons figure 18 les valeurs de V_o déterminées à plusieurs températures au voisinage de T_{cNS} pour un échantillon d_N = 1000 Å, l_N = 420 Å. La valeur limite pour $T = T_{cNS}$ est inférieure à la plus petite valeur BCS possible. Elle est en accord, aux erreurs d'expérience près (± 5 %) avec la valeur théorique prévue par (III.11). Il n'est donc pas possible d'analyser une caractéristique vue du côté N (par exemple figure 8) par une superposition de courbes BCS relatives aux valeurs croissantes du potentiel de paires à l'intérieur de N, même si chacune est pondérée suivant son

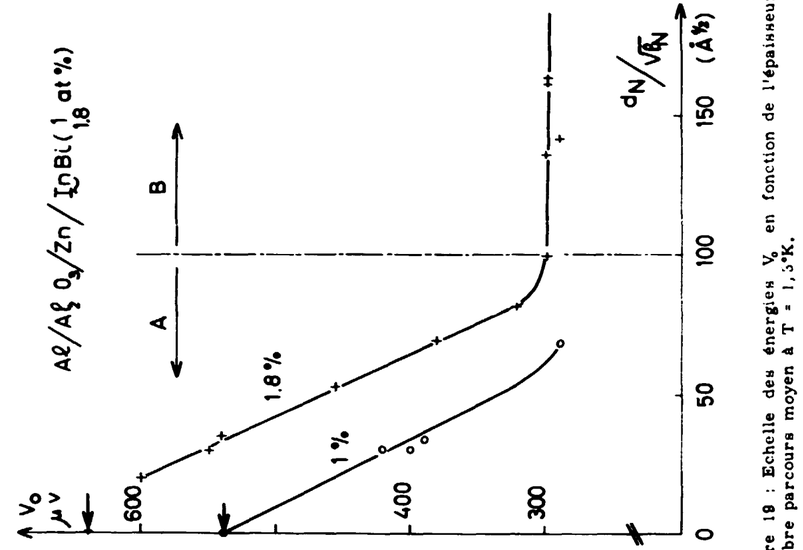


Figure 18 : Echelle des énergies V_o en fonction de l'épaisseur et du libre parcours moyen à T = 1,3°K.

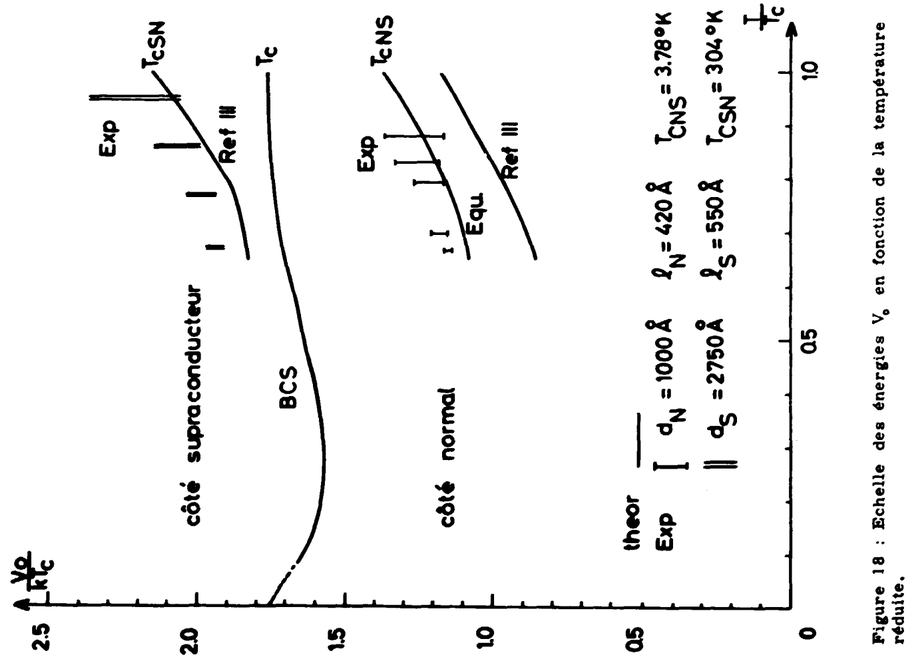


Figure 18 : Echelle des énergies V_o en fonction de la température réduite.

éloignement de la jonction. Une telle procédure a été utilisée dans d'autres cas (Goldstein 1964). Elle ne conduirait ici à aucun résultat correct puisqu'on ne superposerait que des courbes ayant des échelles d'énergie encore supérieures.

Ce fait nous permet encore de mettre en relief une caractéristique spécifique de la supraconductivité induite. Associé à une remarque analogue pour les amplitudes, il nous permet d'affirmer que les propriétés supraconductrices observées ne sont pas dues à un quelconque effet de diffusion : l'"alliage" obtenu se comporterait comme un supraconducteur isolé et en particulier dans ces situations en champ nul, suivrait les résultats BCS.

III.C.2 - $\underline{T_{cN} < T \ll T_{cNS}}$

Nous avons porté, figure 19, V_o en fonction de $d/\sqrt{T}$ à une même température T = 1,3°K. On remarque que pour des valeurs de $d/\sqrt{T}$ supérieures à 100 $\sqrt{\text{Å}}$, V_o est constant (partie B). Pour les faibles valeurs du paramètre $d/\sqrt{T}$ (partie A), V_o augmente rapidement et tend de façon continue vers la valeur du supraconducteur(*).

Les qualités spécifiques de supraconductivité induite mises en évidence au paragraphe précédent deviennent plus nettes à basses températures. Il est facile de montrer que les caractéristiques ne sont pas du type BCS : plaçons-nous dans la gamme $d/\sqrt{T}$ correspondant à la partie B de la figure 19 où V_o est constant. Le seul paramètre dont on dispose pour ajuster une courbe BCS avec les courbes expérimentales est la largeur de la bande interdite Δ_{so}. Dans cette gamme de température $\Delta_{so} \sim V_o$ (fig. 18) et l'amplitude initiale $1 - \mathcal{D}(0)$ est donnée par $1 - e^{-\Delta_{so}/k_BT} \sim 1 - e^{-V_o/k_BT}$. Elle est par conséquent parfaitement déterminée. Or, l'amplitude initiale des caractéristiques expérimentales varie notablement avec $d/\sqrt{T}$ dans cette gamme (fig. 9). Inférieure à l'amplitude BCS pour les grandes épaisseurs, elle augmente et peut même la dépasser pour les faibles épaisseurs(**) et ceci sans que change l'échelle des énergies. (Par raison de continuité, il existe donc une valeur intermédiaire de $d/\sqrt{T}$ telle que $(1 - \mathcal{D}(0))_{exp} = (1 - \mathcal{D}(0))_{BCS}$. Les courbes sont alors très voisines, mais ceci n'a lieu qu'à une température donnée, la variation en température de $1 - \mathcal{D}(0)_{exp}$ étant très différente de celle BCS.)

III.D - COMPORTEMENT DU COTE S (InBi (1 % at)/Zn)

III.D.1 - $\underline{T \sim T_{cSN},\ H = 0}$

1/ Si $d_s \gg \xi_s(T)$, les deux faces de S seront complètement découplées : l'influence du métal N déposé sur une face ne se fera pas sentir sur l'autre. Les propriétés vues du côté S seront celles de S seul (fig. 9 côté supraconducteur). En particulier en champ nul elles suivront la loi BCS. Ceci nous permet de justifier en même temps les hypothèses que nous ferons en Annexe pour tenir compte des bords de la jonction par un terme proportionnel à leur surface.

On n'observe donc d'effet sensible du côté S que pour $d_s \lesssim \xi_s(T)$. Pour les échantillons préparés à la température ambiante, (v. Annexe) par suite de la limitation dans la continuité des films, il est difficile de satisfaire à cette condition. Nous avons adopté un compromis entre un matériau à grand ξ (donc à grand libre parcours moyen) et un matériau sale (à petit libre parcours moyen). Nous avons utilisé pour cela un alliage d'InBi (1 % at) pour lequel les paramètres caractéristiques sont : l_s = 600 Å, ξ_{os} = 700 Å, T_{cs} = 3,65° K, $\kappa(T_{cs})$ = 0,6. Les conditions de validité des équations sont alors pratiquement satisfaites (de nombreux résultats montrent que ces conditions ne sont pas extrêmement sévères).

Pour les échantillons préparés à l'azote liquide, ces difficultés sont automatiquement levées et nous avons utilisé l'alliage 1,8 % at qui satisfait raisonnablement à la limite sale.

2/ - $d_s \sim \xi(T)$

Forme des caractéristiques (Echelle des énergies)

Dans cette limite, le calcul de la réf. III s'applique. Il se met sous la forme (III. 12) avec, dans ce cas :

$$\Delta_e \longrightarrow \Delta_o \qquad a = \frac{\pi D_s q^2}{4\pi k_B T} \qquad \text{(III.20)}$$

(*) Il est à noter que la valeur que l'InBi seul correspond à un $\Delta_{so} = 3,95\ k_BT_{cs}$ au lieu de 3,52 dans le cas BCS.

(**) L'amplitude initiale pour un bilame peut être supérieure à la valeur BCS d'essai associée à V_o parce que l'échelle des énergies est grandement diminuée par rapport au cas du monolame (fig. 19). Mais elle reste inférieure à l'amplitude initiale pour le monolame à la même température. Elle redonne, naturellement, la valeur BCS du monolame à la limite $d_s \longrightarrow 0$.

Nous avons porté figure 18 la tension V_o (telle que $\mathcal{D}(V_o) = 1$) en fonction de la température. On notera que, du côté S, les valeurs sont supérieures à celles BCS : dans la limite $q \longrightarrow 0$, (III. 12) redonne le forme BCS. Mais q tend vers 0 à T_{cs} et non T_{cSN}, ce qui décale les deux courbes de la figure 18.

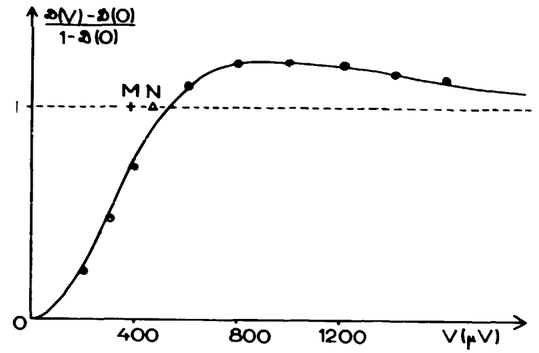


Figure 20 : Caractéristique tunnel vue du côté S.

d_s = 2740 Å ; l_s = 580 Å ; T_{cs} = 3,65°K ; T = 2,57°K

d_s = 12000 Å ; l_s = 1150 Å ; T_{cSN} = 3,21°K

la courbe en trait plein est la courbe expérimentale. Les points ⊙ sont les valeurs théoriques calculées en prenant q^{-1} fini à T_{cSN} tandis que N est la valeur théorique qui correspond à q^{-1} infini à T_{cSN}. M est la valeur BCS.

La figure 20 donne les caractéristiques normalisées expérimentales et théoriques (éq. III.12 et III.20) en prenant T_{cs} dans la relation (Ap. 24) de définition de q. On y a porté également les échelles d'énergie théorique que l'on déduit :

- pour N, de la même façon mais en prenant T_{cSN} dans (Ap. 24)

- pour M, d'une caractéristique BCS ayant la même amplitude initiale. La caractéristique BCS ayant la même échelle d'énergie aurait une amplitude initiale de 0,43 alors que la valeur expérimentale est de 0,275.

On en tire la conclusion suivante : la relation (III. 12 ; III. 20) de Fulde et Maki traduit correctement cette situation expérimentale. La longueur de cohérence $\underline{q^{-1}\ \text{ne tend pas vers l'infini à } T_{cSN}}$. Ce résultat est important. Il traduit la modification imposée aux conditions aux limites et, dans une certaine mesure, montre leur validité. Il sera confirmé par le comportement en champ.

Amplitude initiale

Pour faire une comparaison avec la théorie, il reste à déterminer Δ_o dans (III. 12 ; III. 20). Le calcul a été fait par Mauro (réf. II, App. 1) par une méthode variationnelle. La présence du métal normal se traduit par un terme supplémentaire d'énergie superficielle $C\Delta_s^2/b$ dans l'expression de l'énergie libre (Ap. 1). On prend pour Δ la solution de l'équation de G.L. linéarisée et Δ_o est la valeur qui minimise F. On obtient

$$\frac{\Delta_o}{\Delta_{so}} = R \qquad \text{(III.21)}$$

R est une fonction donnée explicitement dans la réf. II. R a une valeur finie à T_{cSN}.

Prenons deux cas typiques :

- A) d_s = 2750 Å, T_{cSN} = 3,04° K, $\Delta_o = 780\ (1 - T/T_{cSN})^{1/2}$ μeV

- B) 3380 Å, = 3,21° K, $\Delta_o = 890\ (1 - T/T_{cSN})^{1/2}$ μeV

Ces résultats sont en accord avec les valeurs expérimentales (figure 21).

La dépendance BCS en température de la largeur de la bande d'énergie interdite peut être approchée près de T_c (BCS 1957) par la forme suivante :

$$\Delta_{so} = 3,2\ k_BT_{cSN}(1 - T/T_{cSN})^{1/2} \qquad \text{(III.22)}$$

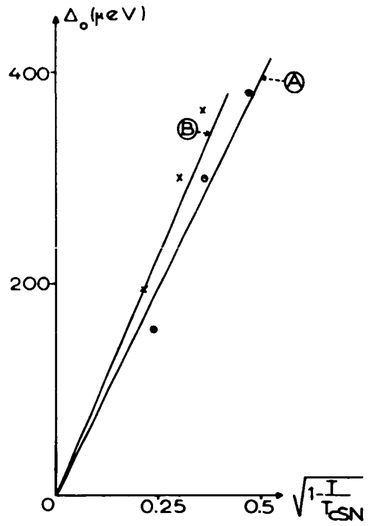


Figure 21 : Variation avec la température du potentiel de paires à la surface libre de S.

d_N = 12 000 Å ; l_N = 1 150 Å ; T_{cS} = 3,65°K

Bilame (A) :

d_S = 2 740 Å ; l_S = 580 Å ; T_{cSN} = 3,04°K

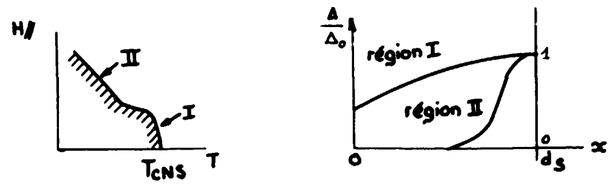
Bilame (B) :

d_S = 3 300 Å ; l_S = 550 Å ; T_{cSN} = 3,21°K

dans les conditions précédentes, cette loi donnerait pour $\Delta_o/(1 - T/T_{cSN})^{1/2}$ les valeurs 840 et 890 au lieu de 780 et 890 μeV respectivement. On voit donc que si l'on peut attendre un léger effet pour un film de 2750 Å, l'effet sur l'amplitude a déjà complètement disparu pour $d_S \geqslant 3300$ Å. Ces résultats sont visibles sur la figure 9 où seul le point correspondant au film le plus mince, s'écarte de la loi BCS.

III.D.2 - Superposition d'un effet de champ magnétique à l'effet de proximité sur le côté S

Prenons le cas d'un bilame pour lequel le côté S est assez épais. Nous avons vu que les régimes où Δ est petit sont particulièrement instructifs. A toute température $T \leqslant T_{cNS}$ nous pouvons obtenir un tel régime en appliquant un champ magnétique H parallèle au plan du film. La courbe champ critique-température a été étudiée expérimentalement par Deutscher (1966) et elle a l'aspect suivant



Nous étudions ici la région immédiatement en-dessous de la courbe critique (région où Δ est petit). L'aspect du paramètre d'ordre à plusieurs températures est représenté qualitativement ci-dessus.

Dans tous les cas, la forme analytique de $\mathcal{A}$ au champ de nucléation $H_{//}$ se déduit d'une équation linéarisée simple : pour les matériaux sales

$$- D\left(\nabla - \frac{2ie\mathcal{A}}{c}\right)^2 \Delta = \frac{1}{\tau}(T)\,\Delta \qquad \text{(III. 23)}$$

où $\frac{1}{\tau}(T)$ est donné par la fonction universelle discutée plus haut. Physiquement, on peut penser à $1/\tau$ comme à la vitesse de formation des paires dans S. Sur la courbe critique, cette vitesse compense juste la vitesse de destruction des paires due à la migration dans N et au champ magnétique.

1/ En champ nul ($T = T_{cNS}$) la solution a la forme déjà décrite

$$\Delta = \text{const.}\cos q(x - d_S) \quad \text{avec} \quad Dq^2 = \frac{1}{2\tau} \qquad \text{(III. 24)}$$

2/ En champ élevé ($T \ll T_{cNS}$) la solution ressemble plutôt à une gaussienne centrée en $x = d_S$ et la valeur propre correspondante est donnée par :

$$1.69\ 2\pi\ D\frac{H_{//}}{\Phi_o} = \frac{1}{\tau}(T) \qquad \text{(III. 25)}$$

ceci correspond à la partie rectiligne du schéma précédent (région II). La région N n'intervient plus dans le résultat (on dit que les deux faces du film S sont "découplées").

A partir de ces résultats pour Δ, on peut calculer la caractéristique tunnel (à l'ordre $|\Delta|^2$) à la surface de S. Comme nous supposons S assez épais, la limite de Fulde et Maki se généralise bien à ce cas. On obtient alors un résultat particulièrement simple : pour avoir la formule théorique en présence d'un champ $H_{//}$, il suffit de prendre la formule en champ nul ($T = T_{cNS}$, éq. (III. 12) (III. 14)) et de faire les remplacements $Dq^2 \longrightarrow 1/2\tau(T)$, $T_{cNS} \longrightarrow T$ (éq. (III. 12) (III. 13)). Ces prédictions peuvent être examinées à partir de l'"échelle en énergie" V_o de la caractéristique tunnel. La relation théorique entre V_o et $1/\tau$ est donnée sur la figure 50. Les résultats expérimentaux sont portés en fonction de T sur la figure 22 pour les trois situations suivantes :

A) Bilame SN en champ nul ($T = T_{cNS}$).

B) Bilame SN près de son champ critique $H_{//}$.

C) Monolame " " "

On voit que les points (A) (B) (C) se placent sur une même courbe, cette courbe s'extrapolant à T_{cS}. Ceci constitue une bonne vérification de la règle théorique ci-dessus. Il faut noter que les valeurs expérimentales de $1/\tau(T)$ sont un peu supérieures aux valeurs théoriques déduites de la "courbe universelle". Ce point n'est pas complètement expliqué. Mais on peut remarquer que dans l'InBi (1,8 % at) le rapport entre la bande interdite $2\varepsilon_o$ et la température de transition est aussi un peu plus élevé que le prévoit la théorie BCS ($2\varepsilon_o/k_B T_c \sim 4$ à comparer à une valeur théorique de 3.52).

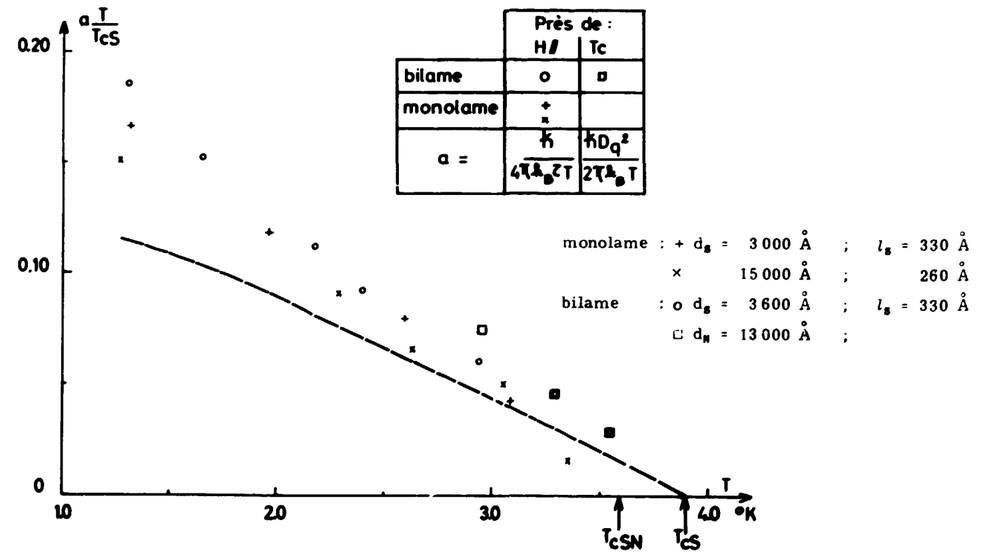


Figure 22 : Passage continu dans S de propriétés intrinsèques ($T \ll T_{cSN}$, $H \neq 0$) à des propriétés induites ($T \sim T_{cSN}$, $H = 0$).

CHAPITRE IV

CHAMP DE BASCULEMENT

IV.A - INTRODUCTION

Nous nous intéressons au comportement du côté N, en présence d'un champ magnétique, parallèle à la surface, et faible devant tous les champs critiques propres à S (des mesures effectuées du côté S, ont montré que rien ne se passait dans S pour la même gamme de champ).

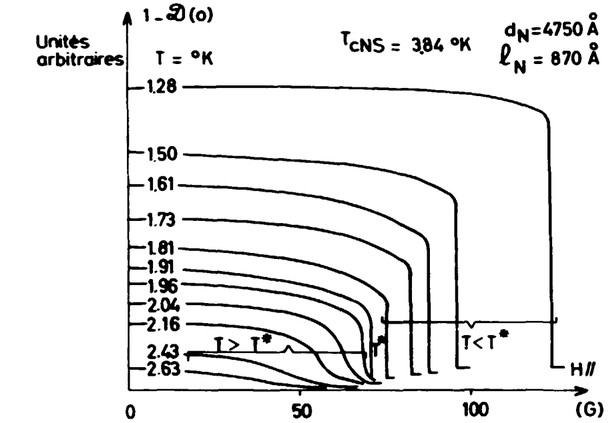


Figure 23 : Amplitude initiale de la caractéristique vue du côté N, en fonction de $H_{//}$.

L'amplitude initiale $1 - \mathcal{O}(0)$ est portée figure 23 en fonction de H à différentes températures. Ce réseau révèle une transition dans N. Près de T_{cNS}, la transition est progressive, près de T_{cN} elle est abrupte. La température qui délimite ces deux régimes est appelée T^*. A chaque température $T < T^*$ il existe un "champ de basculement" H_b ("breakdown field") bien défini, qui correspond à une transition du 1er ordre.

Dans un supraconducteur massif, on rencontre de telles transitions du 1er ordre sous champ magnétique lorsque le matériau est "de 1ère espèce", c'est-à-dire lorsque sa profondeur de pénétration λ est notablement plus petite que la longueur de cohérence ξ. Plus précisément, le paramètre de Ginsburg-Landau $\kappa = \lambda/\xi$ doit être inférieur à $1/\sqrt{2}$.

Ceci nous conduit à définir, et à analyser, un paramètre de Ginsburg-Landau effectif κ_N pour un matériau N dans lequel la supraconductivité est induite par un effet de proximité.

a) lorsque l'équation pour Δ du côté N peut être linéarisée (Δ pas trop grand dans N, donc $T \gtrsim T_{cN}$) on peut penser que la longueur K^{-1} définie par exemple par l'équation (III. 5) est une définition correcte de la longueur de cohérence.

b) en ce qui concerne la profondeur de pénétration λ_N, si on suppose encore Δ petit, on peut la calculer théoriquement (voir appendice). On trouve que λ en un point d'abscisse x est propor-

tionnel à $1/\Delta(x)$. Donc λ_N dépend fortement de la position et de la température. Dans ce qui suit nous conviendrons de définir Δ_N comme la profondeur calculée à la surface extérieure de N ($x = -d_N$) et en champ nul. Des valeurs de λ_N déduites de nos mesures de Δ_N sont représentées sur la figure 24.

Nous posons finalement $\varkappa_N(T) = \lambda_N K$

Le paramètre $\varkappa_N$ ainsi défini varie fortement avec la température T : en effet λ_N est infini à T_{cNS} et fini à T_{cN} (voir fig. 24). Au contraire K est fini à T_{cNS} et nul à T_{cN}. Donc, avec la définition ci-dessus, $\varkappa_N$ varierait de 0 à l'infini quand T passe de T_{cN} à T_{cNS}.

En réalité nos définitions (a) et (b) perdent leur valeur quand $T \sim T_{cN}$ et la valeur minimum de $\varkappa_N$ n'est pas O : elle rejoint probablement le paramètre de Ginsburg-Landau habituel de N massif pour $T < T_{cN}$. Mais si T_{cN} est bas, la longueur de cohérence de BCS $\xi_o = 0.18\ \hbar\, v_{FN}/k_B T_{cN}$ est très grande, et le matériau N, même assez sale, sera de première espèce. On s'attend donc à trouver une température T^* telle que $T_{cN} < T^* < T_{cNS}$ telle que, pour $T < T^*$, $\varkappa_N$ soit inférieur à $1/\sqrt{2}$(*) : dans ce domaine le matériau N aura un comportement de 1ère espèce, avec une transition du 1er ordre au champ critique thermodynamique local H_b. La pénétration dans N d'une paroi (séparant un domaine supraconducteur d'un domaine normal où le potentiel de paires est d'amplitude négligeable) se traduit par l'effondrement observé sur la figure 23 de la caractéristique tunnel.

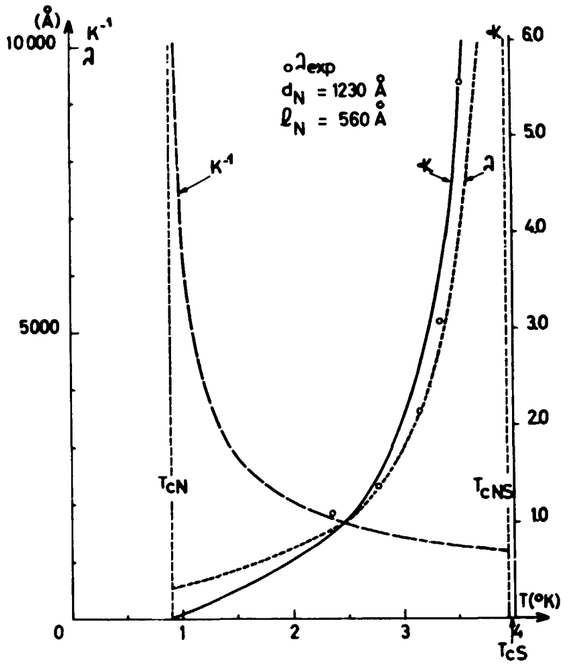


Figure 24 : Variation théorique avec la température de K^{-1} et λ_N. 0 valeurs expérimentales de λ (v. fig. 17).

Nous distinguerons successivement les différents domaines : $T < T^*$, $T > T^*$; $T < T_{cN}$.

IV.B - $T_{cN} < T < T^*$.

L'extrême franchise de la transition, pratiquement discontinue, d'une part, les effets d'hystérésis de l'ordre de 10 %, d'autre part, montrent que la transition est effectivement du premier ordre.

(*) La valeur critique du coefficient $\varkappa_N$ n'est plus exactement $1/\sqrt{2}$ pour le cas qui nous intéresse ici, mais dépend des valeurs particulières des paramètres du bilame.

Effets d'hystérésis

Un cycle d'hystérésis est donné figure 25. On est en présence de la surchauffe et du surrefroidissement caractéristique d'une transition du premier ordre. Supposons figure 25 que l'on s'arrête dans la transition en (4) en champ décroissant et que l'on réaugmente le champ, on décrit le parcours (4) ⟶ (5) et non (4) ⟶ (3). De même, au point (6), on va de (6) vers (7).

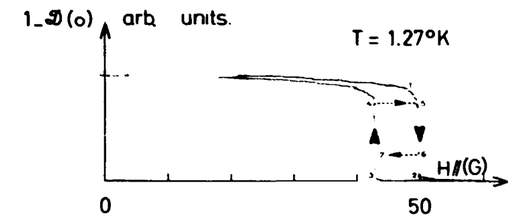


Figure 25 : Irréversibilité autour de H_b.
$d_N = 5700$ Å ; $\ell_N = 1160$ Å ; $T_{cNS} = 3,75°K$
$d_S = 10000$ Å ;

Pour établir la théorie, on fait les mêmes approximations qu'en (III. C) : on prend pour équation du potentiel de paires, une équation du type G.L. généralisée (applicable à toute température dans la limite sale), linéarisée (Δ reste petit dans N au-dessus de T_{cN}). La validité de ces approximations est justifiée par l'accord satisfaisant entre théorie et expérience trouvé au Ch. II. Ici, on suppose, de plus, que la valeur du potentiel de paires n'est pas modifiée dans S, y compris sa valeur à l'interface, jusqu'au champ H_b : on a vu ci-dessus que des mesures du côté S ne révèlent aucune modification dans la même gamme de champ.

De Gennes et Hurault (1965) (v. aussi réf. IV) ont montré que, pour $\varkappa \ll 1$ et $d_N \gg \lambda$, les équations de G.L. admettent trois solutions dans une certaine gamme $H_v < H < H_s$ (fig. 26). Seuls les deux régimes extérieurs sont stables. Pour une certaine valeur H_b du champ magnétique correspondant à l'équilibre thermodynamique, on passe d'un régime à l'autre par une transition du premier ordre. La figure 26 donne les effets d'irréversibilité associés à cette transformation. H_s et H_v seront les deux valeurs extrêmes que l'on pourra atteindre respectivement en champ croissant et décroissant.

Dans la limite $\varkappa \ll 1$, H_s et H_v sont donnés par (réf. IV) :

$$H_s = \left(\frac{8\ \mathrm{ch}^2 K\, d_N}{27\ \varkappa_N\ \mathrm{th}\ K\, d_N}\right)^{1/2} \frac{\Phi_o K}{2\pi\, \lambda_N} \qquad \text{(IV.1)}$$

$$H_v = \frac{\Phi_o K}{2\pi\, \lambda_N\ \mathrm{th}\ K\, d_N} \qquad \text{(IV.2)}$$

(IV.2) comparée à (Ap. 16) montre que $H_b \sim H_v$ est effectivement l'équivalent d'un champ critique thermodynamique.

De (IV. 1) et (IV. 2), on tire :

$$\left(\frac{H_v}{H_s}\right)^2 = \frac{\varkappa_N}{\mathrm{ch}\ K\, d_N\ \mathrm{sh}\ K\, d_N} \cdot \frac{27}{8} \qquad \text{(IV.3)}$$

Si l'on identifie les deux champs H_{max} et H_{min} à H_s et H_v respectivement, la relation (IV.3) donne une valeur de $\varkappa_N$. Exemple : échantillon 104 G(InBi/Zn)

$T = 1,3$; $d_N = 5700$ Å ; $d_S = 10000$ Å ; $\ell_N = 1160$ Å ; $\ell_S = 400$ Å ; $H_{max} = 66$ G ; $H_{min} = 54$ G ; $\mathrm{sh}\ Kd_N = 3,6$; $\mathrm{ch}\ Kd_N = 3,7$

soit $\varkappa_N = 2,7$.

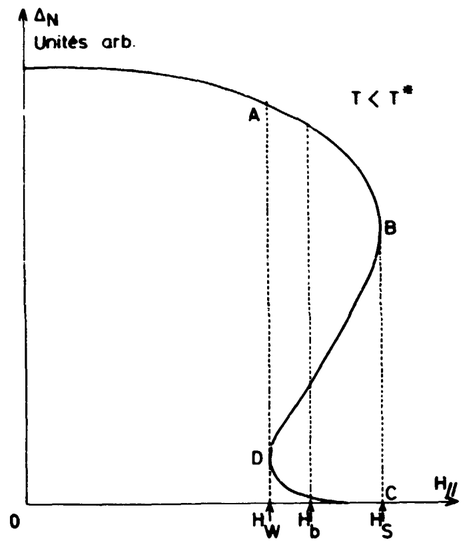


Figure 26 : Variation théorique de Δ_N avec $H_{//}$ montrant les limites maximum de l'irréversibilité.

Cette valeur semble un peu élevée (~ 2). L'irréversibilité maximum ne doit pas être atteinte. Nous prendrons pour valeur de H_b le champ moyen défini par $(H_{max} + H_{min})/2$.

Paramètres dont dépend H_b

1/ Les paramètres de S n'interviennent pratiquement pas. Ceci provient du fait que l'on se place à de faibles températures réduites où la supraconductivité dans S est "saturée" et que l'on s'intéresse à des champs faibles devant les champs critiques de l'InBi.

2/ H_b est fonction de d_N puisque K^{-1} est indépendant de d_N tandis que $\lambda_N \sim 1/\Delta_N$ en dépend fortement. Des mesures de H_b en fonction de d_N, éliminant λ_N, permettront de déterminer K^{-1}. On a en effet : (éq. IV. 2).

$$H_{//} = \frac{\Phi_o}{2\pi \lambda_N K^{-1} \text{ th } K d_N} \qquad (IV.4)$$

avec

$$\lambda = \lambda_o \text{ ch } K d_N$$

où λ_o est la valeur de λ à l'interface.

d'où

$$H_{//} = \frac{\Phi_o}{2\pi \lambda_o K^{-1} \text{ sh } K d_N} \qquad (IV.6)$$

pour $K d_N \gg 1$, la relation (IV. 6) devient

$$H_{//} = \frac{\Phi_o}{\pi \lambda_o K^{-1}} e^{-K d_N} \qquad (IV.7)$$

Si $\varkappa_N \ll 1/2$, on a d'après la réf. (IV) :

$$H_b = 1,9\, H_{//} = 1,9 \frac{\Phi_o}{\pi \lambda_o K^{-1}} e^{-K d_N} = H_o e^{-K d_N} \qquad (IV.8)$$

K sera mesuré par la pente de la courbe donnant log H_b en fonction de d_N (fig. 27) (Burger et al. 1965. II).

Si l'on répète ceci à plusieurs températures on obtient la variation de K^{-1} avec T.

3/ H_b est fonction de l_N, par les deux termes H_o et e^{-Kd_N}. C'est évidemment le terme exponentiel qui l'emporte d'autant plus que K et λ_o varient dans le même sens avec l. Quand l varie, la droite de la figure 27 tourne pratiquement autour de H_o. On en déduit :

$$\text{Log } \frac{H_o}{H_b} = K\, d_N \qquad (IV.9)$$

Mesurons H_b pour d = 5 000 Å et T = 1,3° K et portons les valeurs de Log H_o/H_b en fonction de $1/\sqrt{T}$ (fig. 29). On constate que l'on a un comportement pratiquement linéaire ce qui permet de retrouver, par un moyen tout à fait différent, la dépendance en $\sqrt{T}$ de K^{-1}.

La dispersion importante pour les faibles valeurs de l est due au choix d'unités en $1/\sqrt{T}$ qui est très dilatée dans cette gamme. Au contraire, l'écart observé pour les grands libres parcours moyens est réel. Il est dû à ce que l'on sort de la limite sale.

4/ H_b est fonction de T (fig. 30). On remarque qu'elle présente une courbure inhabituelle (tournée vers les $H_b > 0$) ; ceci traduit le fait que K^{-1} décroit avec T : la variation de λ est en partie compensée par celle de K^{-1}.

IV.C - $T \sim T^*$

a) mesures d'effet tunnel

T^* a été définie comme la température à laquelle la transition devient du premier ordre. C'est aussi la température à laquelle l'irréversibilité est la plus faible. En effet :

1/ pour les valeurs faibles de $\varkappa(T < T^*)$ elle est conditionnée par un phénomène thermodynamique. Elle augmente d'autant plus que les champs H_s et H_W seront plus différents c'est-à-dire que $\varkappa_N$ sera plus petit. L'irréversibilité augmente quand on s'éloigne de T^*.

2/ pour les valeurs élevées de $\varkappa(T > T^*)$, il n'y a pas d'irréversibilité si le champ est parfaitement parallèle à la surface.

Ce comportement est visible par des mesures d'effet tunnel sur la figure 31. On a caractérisé l'irréversibilité par l'écart des champs à la montée et à la descente au milieu de la transition rapporté au champ moyen soit la quantité : $2\Delta H/(H_{max} + H_{min})$. La température T^* est déterminée par la température à partir de laquelle la pente au point d'inflexion des courbes du type (23) est infinie.

En fait, si l'on a une très légère désorientation entre le champ et le film (~ 1°) de l'hystérésis apparaît au-dessus de T^*. Elle est due à des effets d'ancrage à l'intérieur du spécimen des lignes de tourbillons qui ont pu pénétrer par suite de la légère désorientation(*). Cet effet sera d'autant plus fort que $\varkappa_s$ sera plus grand. Or, $\varkappa_s$ diverge à T_{CNS} (λ_s diverge à T_{CNS}, tandis que $\xi(T_{CNS})$ est fini (v. III. D).) Ici l'irréversibilité augmente aussi quand on s'éloigne de T^*. On voit sur la figure 32 que l'irréversibilité passe effectivement par un minimum à T^*.

b) mesures de profondeur de pénétration

On mesure la variation de la fréquence de résonance d'un circuit oscillant LC, dont la self est bobinée autour de l'échantillon. On est amené pour cela à superposer au champ statique H un champ alternatif de faible amplitude. Comme il est expliqué par ailleurs (Deutscher 1966) on détermine ainsi la quantité $\lambda + H(d\lambda/dH)$.

La courbe obtenue est présentée figure 33. C'est, qualitativement, la dérivée de la courbe T^* de la figure 23. Le pic provient du terme en $d\lambda/dH$.

1/ Pour $T < T^*$, la transition est progressive et le terme en $d\lambda/dH$ est intrinsèquement petit.

(*) La pénétration des lignes de tourbillon est extrêmement nette pour une orientation perpendiculaire. L'application momentanée d'un champ perpendiculaire de quelques dizaines de gauss entraîne un flux piégé suffisant pour rendre linéaire la caractéristique vue du côté N. Ce flux est "dépiégé" par l'application, puis la suppression, d'un champ parallèle supérieur au champ critique maximum du bilame (~ 1 000 G).

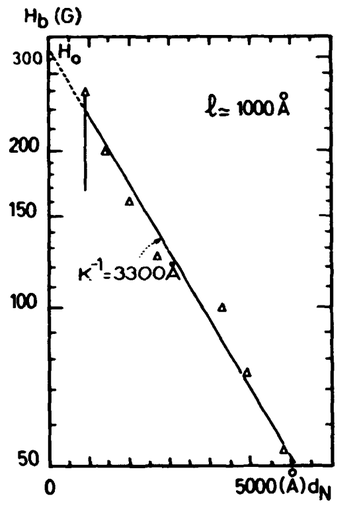


Figure 27 : La dépendance exponentielle de H_b avec d_N conduit à une mesure de K^{-1}.
La valeur H_o théorique est de 380 G. (échantillons préparés à l'azote liquide).

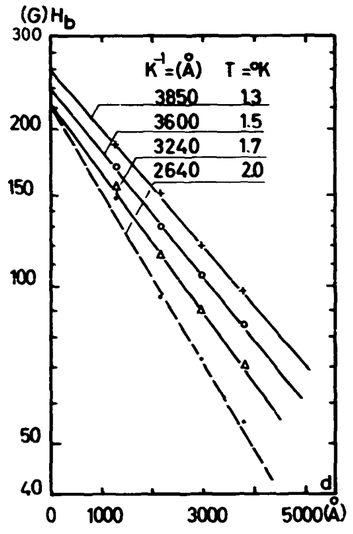


Figure 28 : Variation avec la température de K^{-1}. Les points expérimentaux ont été ramenés à l = 660 Å. (échantillons préparés à la température ambiante).

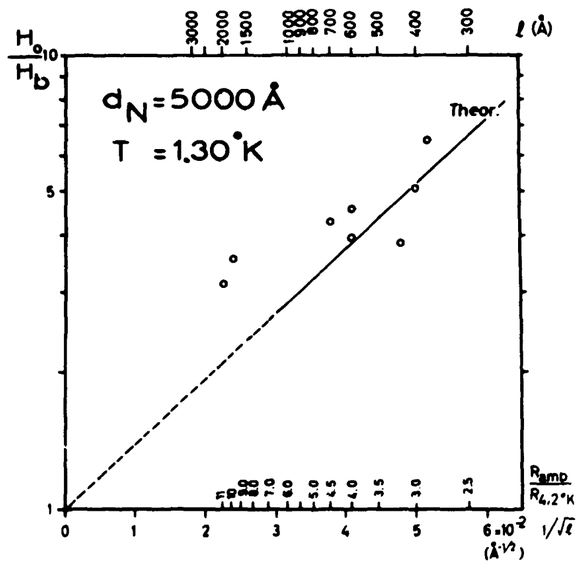


Figure 29 : Variation de H_b avec l conduisant à K^{-1}.

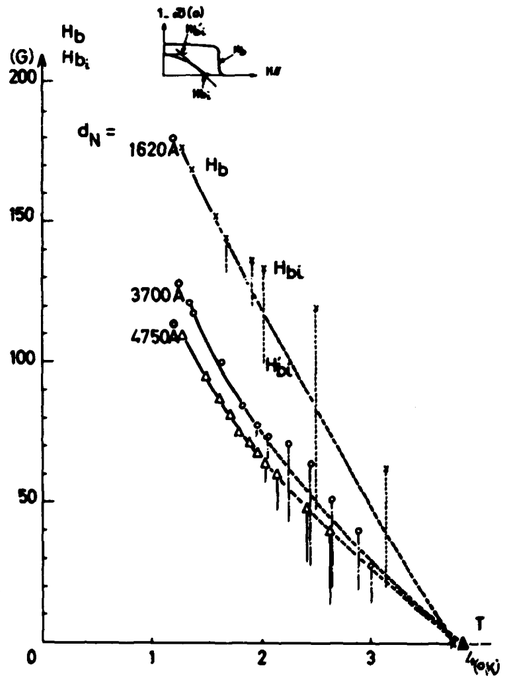


Figure 30 : Variation de H_b avec T. H_{b1} et $H_{b'1}$ donnent la largeur de la transition au-dessus de T^*.

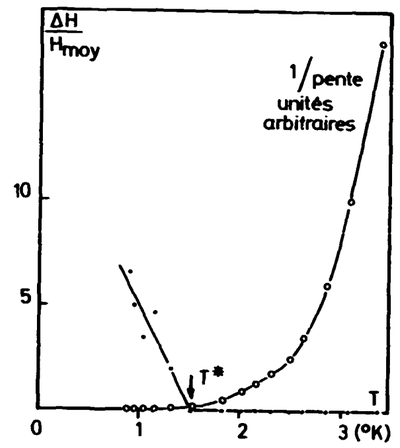


Figure 31 : Irréversibilité en fonction de T et définition de T^*.

2/ Pour $T < T^*$, l'irréversibilité qui apparaît dans la transition empêche le "point de fonctionnement" d'évoluer sur la courbe 26 à chaque alternance. Le terme en $d\lambda/dH$ diminue rapidement quand on s'éloigne de T^*.

L'amplitude $\Delta\nu$ du pic est portée sur la figure 34. On voit qu'elle passe par un maximum très prononcé à T^*.

En définitive, les expériences tunnel ont permis d'expliciter sans ambiguité la définition de T^*: celle à laquelle apparaît l'irréversibilité. Les mesures de profondeur de pénétration en permettent quant à elles une détermination précise.

IV.C.2 - T^* en fonction de d_N

T^*, reliée à la valeur de $\varkappa_N$ sur la face libre de N, est fonction de l'épaisseur et du libre parcours moyen :

1/ λ est une fonction croissante de d, tandis que K^{-1} en est indépendant, donc $\varkappa_N$ est lui-même croissant avec d. Pour obtenir la même valeur de $\varkappa_N$, il faudra aller à des températures d'autant plus basses que d est plus grand, c'est-à-dire que T^* décroît avec d pour les grands d.

2/ Pour les faibles épaisseurs, cependant, la pénétration d'une paroi dans N, pour $H > H_b$, en-dessous de T^*, distord le paramètre d'ordre sur une courte distance ($< d$). Ceci requiert une grande énergie quand $d \sim K^{-1}$. Donc, T^* croît rapidement avec d dans cette limite.

Ces deux domaines ont été étudiés théoriquement de façon plus précise par Hurault (1966). Expérimentalement, les deux régimes apparaissent sur la figure 35.

IV.D - $T^* < T \sim T_{cns}$

Dans la région $T \sim T_{cns}$, $\varkappa_N$ est très grand et l'on ne peut pas avoir la pénétration d'une paroi. La transition du premier ordre disparaît. On peut alors caractériser la "transition" par la valeur du champ critique H_1 qui correspond au point d'inflexion de la courbe 23 et par la valeur de la pente en ce point.

Théoriquement près de T_{cns}, on peut calculer le champ H_1 par les équations de G.L., en faisant l'hypothèse que pour ces valeurs de champ faible mais $\neq 0$ on a encore

$$1 - \mathcal{O}(0) \propto \Delta_N^2 \qquad \text{(IV.10)}$$

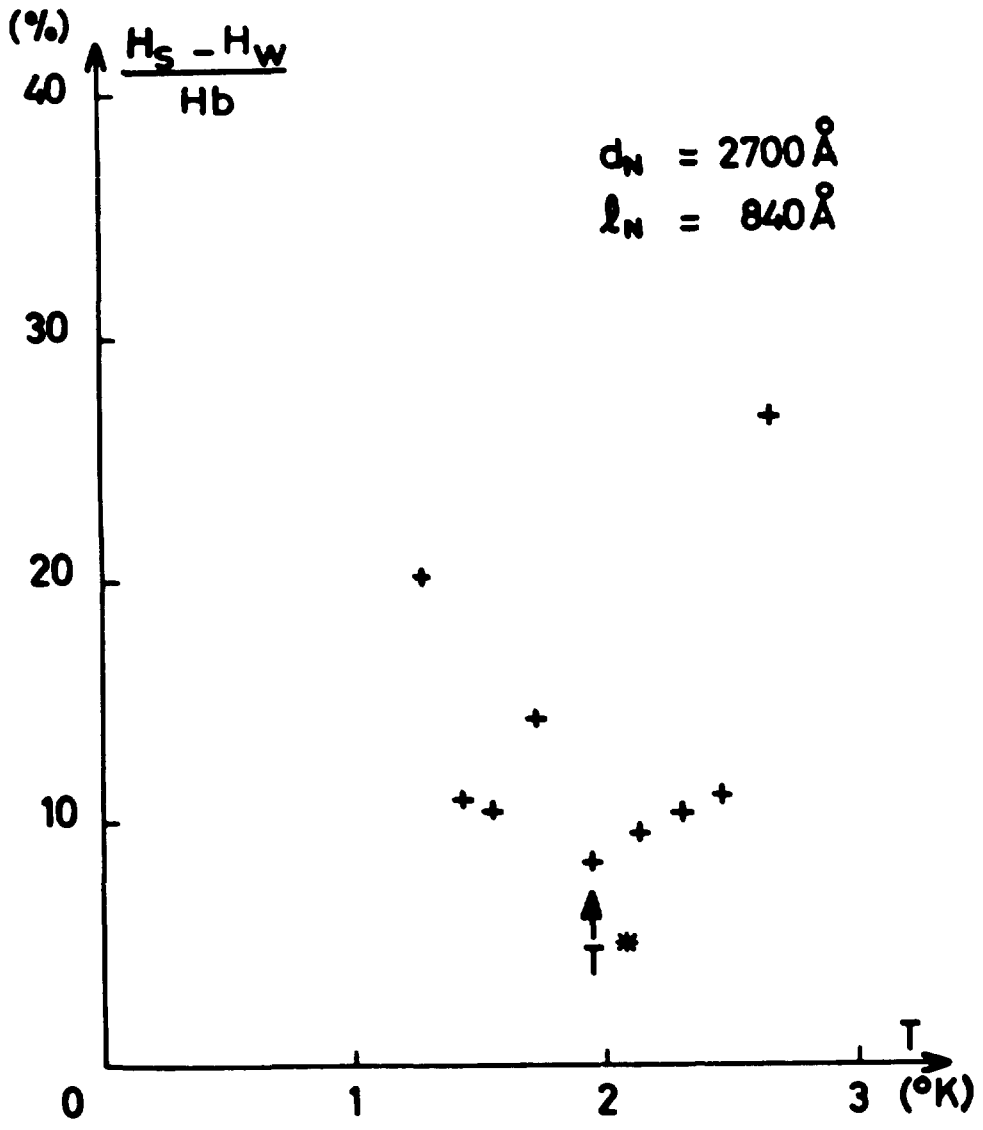


Figure 32 : Irréversibilité en fonction de T dans le cas d'une légère désorientation.

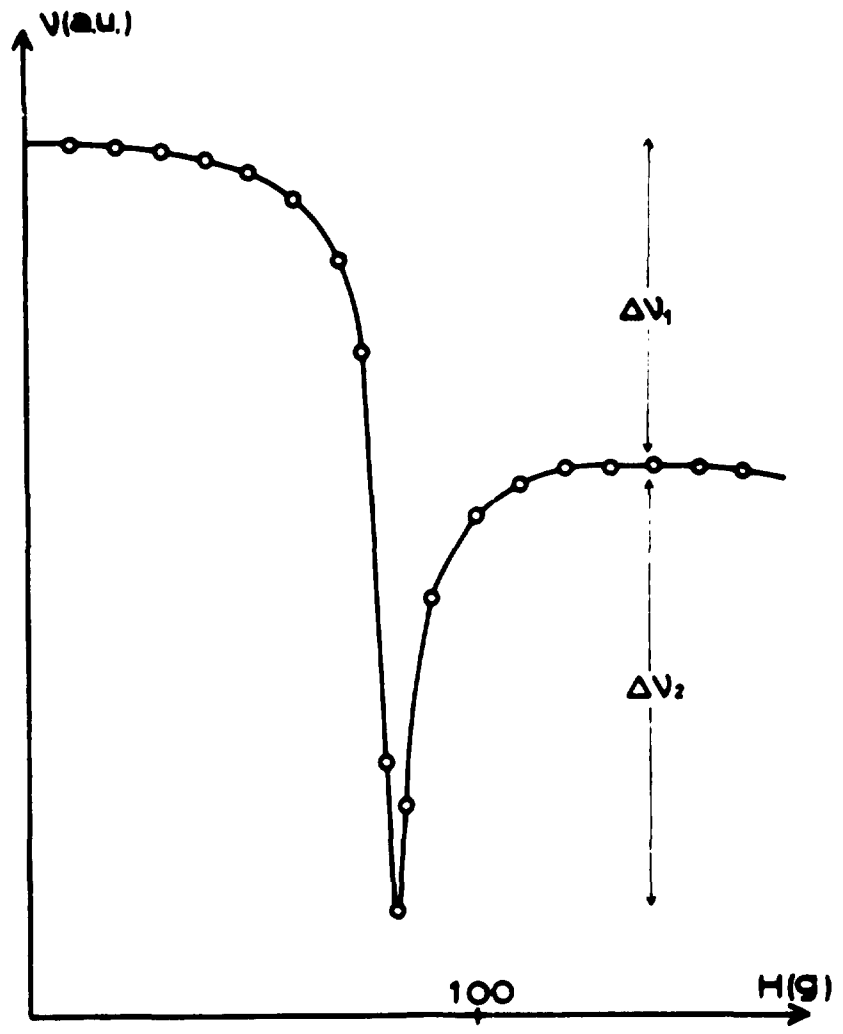


Figure 33 : H_b déterminé par mesure de perméabilité.

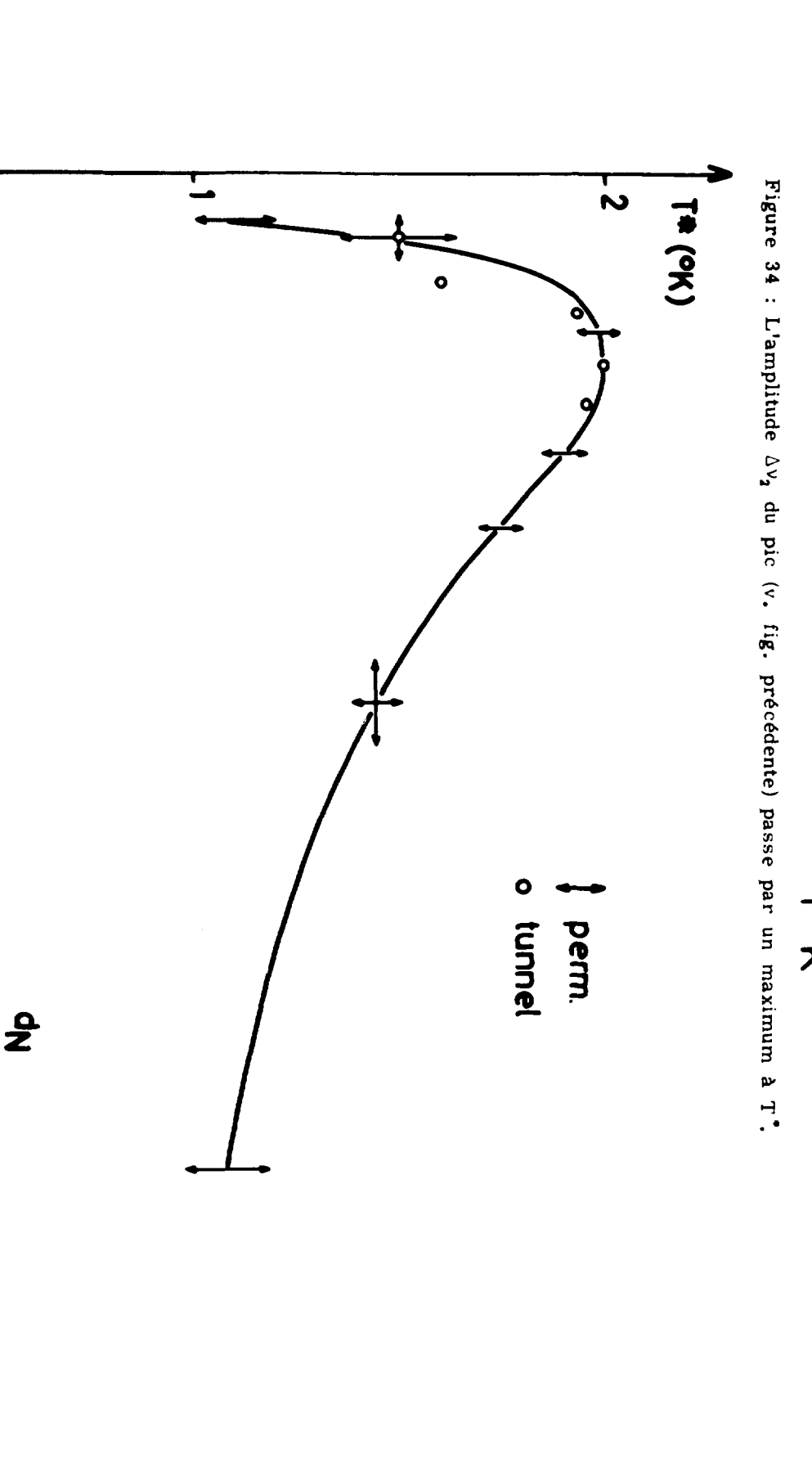


Figure 34 : L'amplitude $\Delta\nu_2$ du pic (v. fig. précédente) passe par un maximum à T^*.

Figure 35 : T^* en fonction de l'épaisseur du métal normal.

Dans la gamme de température qui nous intéresse, $\varkappa_{interface} \gg 1$. On peut donc raisonnablement supposer que le champ pénètre dans S jusqu'à λ_{eff}. On prend, alors pour jauge :

$$A = H\,(x - x_o) \qquad \text{(IV.11)}$$

avec

$$x_o = \lambda_{eff} + d_N \qquad \text{(IV.12)}$$

Par application de G.L. (Mauro 1966-II), on en déduit $\Delta(H)$, $\Delta'(H)$, $\Delta''(H)$. H_1, valeur du champ au point d'inflexion, est la valeur qui annule Δ''. On obtient :

$$H_1 = \frac{\Phi_o \varkappa}{2\pi\sqrt{2}(\lambda_{eff} + d_N/2)\sqrt{K d_N}} \qquad \text{(IV.13)}$$

Connaissant H_1, $\Delta(H_1)$ et $\Delta'(H_1)$, on en déduit H_{b1} la valeur extrapolée sur l'axe $\mathcal{D} = 1$. Le calcul donne :

$$H_{b1} = 2\,H_1 \qquad \text{(IV.14)}$$

Expérimentalement, les mesures tunnel permettent une détermination précise de H_{b1} tandis que celles de profondeur de pénétration conduisent à H_1 (sommet du pic figure 33). De ces données on peut déduire la profondeur de pénétration effective dans le supraconducteur, λ_{eff}, par la relation approchée (IV.13). Ces valeurs de λ_{eff} sont portées sur la figure 36 en fonction de la température.

Au-dessus de T^*, cette transition a également été observée par d'autres auteurs (Fischer G., et al. (1965) ; Marcus S.M., (1966)).

Entre $H = 0$ et $H = H_b$ ou H_{b1}, les caractéristiques présentent la particularité d'avoir une échelle d'énergie constante (V_o = cte.). Seule l'amplitude $1 - \mathcal{D}(0)$ est réduite : les courbes subissent une affinité suivant l'axe des $\mathcal{D}$. Ceci apparaît nettement sur la figure 37, où elles se superposent par une simple normalisation $(\mathcal{D}(V) - \mathcal{D}(0))/(1 - \mathcal{D}(0))$.

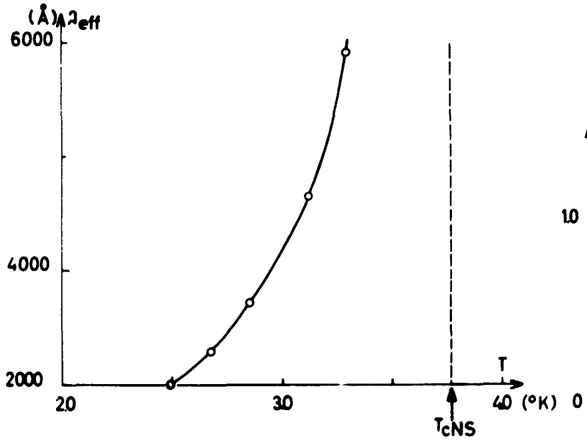


Figure 36 : Profondeur de pénétration effective dans S déduite de H_{b1}:

d_N = 1620 Å ; l_N = 420 Å ;

d_S = 12000 Å ; l_S = 360 Å ; T_{cS} = 3,80°K

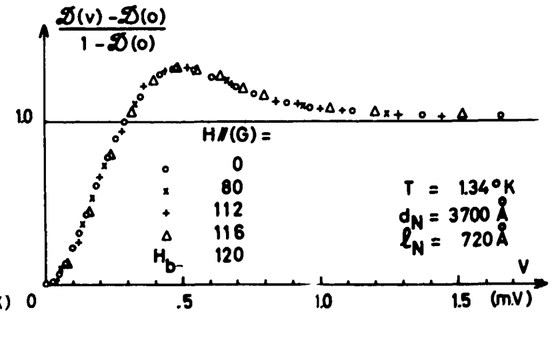


Figure 37 : Caractéristiques tunnel normalisées pour différentes valeurs du champ magnétique comprises entre O et H_{b1}.

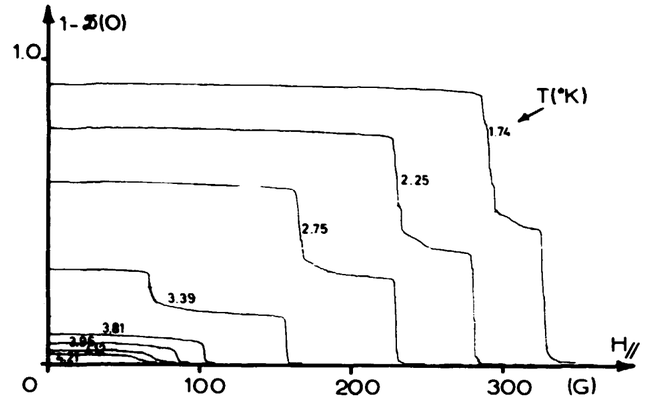


Figure 38 : Bilames PbBi (5at %)/Sn. Amplitude initiale en fonction de $H_{//}$. Par suite de la géométrie des jonctions (film d'étain plus large que film de PbBi) on remarque que pour $T < T_{cN}$ la transition a lieu en deux étapes à $H = H_c$ et $H = H_b$.

d_N = 7500 Å l_N = 9000 Å

d_S = 4500 Å l_S = 260 Å T_{cN} = 3,80°K

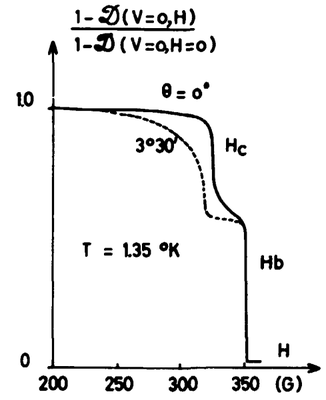


Figure 39 : Effet de la désorientation du champ magnétique sur H_c et H_b.

d_N = 11000 Å ; l_N = 9700 Å

d_S = 6400 A ; l_S = 260 A ; T_{cN} = 3,83°K

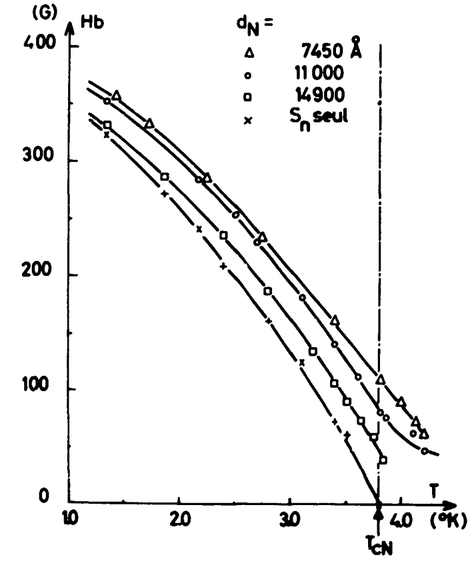


Figure 40 : Variation avec la température de H_b.

IV.E - $T < T_{cN}$(BILAMES PbBi(5 % at)/Sn)

La figure 38 donne $1 - \mathcal{D}(0)$ en fonction de $H_{//}$. Avant la transition correspondant au champ H_b, se superpose une première transition située au champ critique H_c de l'étain seul : cette transition provient de la partie de l'étain qui déborde de la jonction et qui donne une information tunnel proportionnellement à sa surface (v. Annexe 1).

Tous les résultats du paragraphe précédent se retrouvent intégralement dans le cas de bilames PbBi/Sn, au-dessus de la température critique de l'étain. Bien que la situation métallurgique soit moins favorable avec ce couple (v. Ch. II), les phénomènes de diffusion ne jouent pas ici de rôle important.

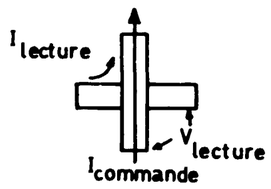
La figure 39, montre que les effets de désorientation sont beaucoup moins sensibles sur H_b que sur H_c : quelques degrés sont suffisants pour arrondir la transition à H_c, alors qu'il n'y a pas d'influence visible sur H_b. Ceci provient du fait que dans le cas de H_b, le supraconducteur S de l'arrière résiste à la pénétration du champ et sert de guide aux lignes de force. S maintient ainsi automatiquement le champ parallèle à la surface.

Les valeurs de H_b en fonction de T sont portées sur la figure 40. L'effet de proximité a renforcé la "supraconductivité" du métal N : le champ thermodynamique local à la surface libre de l'étain, dû aux effets de proximité, est supérieur au champ critique thermodynamique intrinsèque de l'étain. On remarquera que la courbure de $H_b = f(T)$ change de signe quand on passe par T_{cN} : positive quand $T > T_{cN}$, comme dans le cas des bilames InBi/Zn, elle devient négative en-dessous. Les courbes de champ critique reprennent l'allure habituelle. Dans cette gamme de température la longueur de cohérence de N décroît avec la température comme à l'ordinaire.

IV.F - APPLICATIONS

Le cycle "carré" d'hystérésis obtenu sur la figure 25 suggère très fortement (De Gennes 1966-II) la possibilité d'utiliser ces jonctions comme éléments de mémoire bistables, analogues à des cryotrons. Le champ magnétique nécessaire au basculement sera obtenu simplement en faisant passer un courant dans l'une des électrodes de la jonction (fig. 41. A). Cependant, l'intensité nécessaire au basculement est très faible (de quelques centaines de μA). La composante parallèle à la surface, créée par ce courant s'il est uniformément réparti, est trop faible pour permettre à elle seule la transition ($\sim 10^{-3}$ G). Il faut donc admettre soit que c'est la composante ⊥ sur les bords du film qui amorce une transition qui se propage ensuite, soit que le courant circule suivant des régions filamentaires privilégiées dans le film d'Al.

A - Principe



B - Résultats

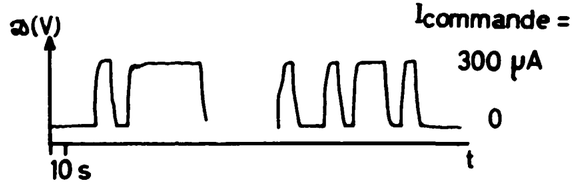


Figure 41 : Jonction tunnel utilisée comme élément bistable.

La figure 41. B donne un exemple de commutation avec un courant de commande de 300 μA. On remarquera que les deux états sont bien définis. La constante de temps de la commutation est imposée dans ce cas par l'enregistreur (période ~ 1 s). Par ailleurs, pour les applications que nous envisageons ici, il suffirait d'enregistrer la tension directement et non dI/dV, ce qui simplifierait grandement le dispositif de lecture.

Comparé à un cryotron standard, une telle jonction présenterait les particularités suivantes :

- tous les éléments sont à l'état supraconducteur dans les deux positions stables(*).
- la lecture n'est pas destructive.
- le champ nécessaire pour passer d'un état à l'autre peut être très réduit : une dizaine de gauss. C'est en effet la largeur de l'irréversibilité et non le champ H lui-même qui en constitue la limite inférieure.

Ces propriétés semblent prometteuses. Une telle jonction pourrait servir comme organe lecteur d'un cryotron. Cela ne doit pas cacher cependant la difficulté du problème. De tels éléments deviennent intéressants si le nombre de bits est suffisamment élevé (de l'ordre de 10^6). Or actuellement, l'obtention des jonctions tunnel reste capricieuse et peu reproductibles (v. Annexe).

(*) A condition que l'électrode de référence (l'Al ici) soit elle-même supraconductrice. Ceci est le cas à $T < 1,14$°K. Technologiquement, il est intéressant de travailler à 4,2°K. Il est possible de conserver alors une résistance nulle à la première électrode soit en remplaçant l'aluminium par un supraconducteur de T_c plus élevée, soit par un dépôt supraconducteur sous-jacent à l'Al, si celui-ci se révèle mieux adapté pour la préparation des jonctions tunnel. Le couple technologiquement le mieux adapté pour la deuxième électrode est Pb/Sn qui peut présenter sans difficulté une transition du premier ordre à H_b vers 4,2°K.

CONCLUSION

Au cours de cette étude, nous avons mis en évidence des phénomènes nouveaux :

1/ Comportement spécifique de la supraconductivité induite : Du côté N en champ nul, variation linéaire avec la température du potentiel de paires et échelle d'énergie réduite près de T_{cNS}. Du côté S, la longueur de cohérence est finie à T_{cNS}.

2/ Forte variation avec la température du κ effectif dans N : La mise en évidence d'un paramètre de G.L. extrêmement sensible à la température nous a permis d'observer du côté N le passage d'un comportement local de deuxième espèce près de T_{cNS} à un comportement de première espèce près de T_{cN}, avec dans ce cas une transition magnétique du premier ordre.

3/ Passage dans S de propriétés intrinsèques à des propriétés induites : En faisant varier T donc $d_S/\xi(T)$ à partir d'une situation "pratiquement sans bande interdite" près de T_{cNS} en champ nul nous avons fait le lien avec une situation "sans bande interdite" de monolame à basse température en champ magnétique.

L'ensemble de ces résultats clarifie la compréhension des effets de proximité entre deux métaux N et S. En particulier, il a permis de bien délimiter le domaine de validité des théories. On en tire des informations concernant le métal normal.

Peut-on en déduire, avec intérêt, une T_{cN} éventuelle ? Actuellement la situation est la suivante :

Mesures près de T_{cNS}

Pour donner une valeur sûre de T_{cN} à partir de l'abaissement de température critique (v. App. 2), il faut que T_{cNS} soit très proche de T_{cN} et connaître avec précision les différents paramètres des matériaux. Autant mettre un grain de sel sur la queue d'un oiseau pour l'attraper !

Il est montré dans l'Appendice 2 qu'une mesure simultanée de profondeur de pénétration et d'effet tunnel dans le voisinage de T_{cNS}, avec T et σ_N pour seuls paramètres, doit permettre une bonne détermination de T_{cN}. Mais les difficultés sont ici d'ordre technologique.

Mesures loin de T_{cNS}

Dans la limite de Cooper des films très minces, une mesure d'effet tunnel permet de déterminer une bande d'énergie interdite effective et d'en déduire une T_{cN} (Adkins et al. 1966).

Bien que cela ne soit pas encore réellement établi, il semble que la présence d'un champ de basculement H_b soit l'indication d'une $T_{cN} > 0$. Ceci serait intéressant parce que les températures T^* d'apparition de H_b peuvent être notablement supérieures à T_{cN}.

ANNEXE

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

A - DESCRIPTION D'ENSEMBLE. PERFORMANCES

Nous avons utilisé un évaporateur conventionnel (SEAVOM, Argenteuil), ayant un très fort débit de pompage. Il est constitué de deux pompes à diffusion d'huile en série (1200 l/s + 50 l/s, huile Apiezon C), alimenté par une pompe primaire de 25 m^3/h. Il comporte trois pièges à azote liquide : le premier est placé entre les deux pompes secondaires, le deuxième entre la dernière pompe secondaire et l'enceinte, et le troisième, simple "doigt", est placé directement dans la cloche. Ce dernier sert également de source froide pour les évaporations à basses températures.

Les matériaux sont évaporés à partir de quatre creusets en métaux réfractaires chauffés par effet Joule. Les creusets sont entourés de boitiers en verre(*) qui les protègent des contaminations par les creusets voisins.

Dans ces conditions, la pression limite est de $1,3.10^{-7}$ mmHg. Pendant les évaporations, elle reste généralement inférieure à 10^{-6} mmHg. Pour certains matériaux difficiles à évaporer (Sn par ex.) ou qui dégazent beaucoup (Al), la pression peut atteindre occasionnellement 5.10^{-6} mmHg. Ceci étant la limite supérieure.

Atmosphère résiduelle

L'enceinte était rincée en vide primaire plusieurs fois consécutives par de l'helium, juste avant les évaporations et après la rentrée d'oxygène nécessaire à la formation de la jonction tunnel. Nous avons constaté une influence sensible de ce rinçage sur la pureté des films (amélioration du rapport de résistivité R_{amb}/R_{He} par un facteur allant jusqu'à 2).

Changeur de cache

La cloche est équipée, en outre, d'un changeur de cache (v. schéma 42), permettant de présenter six types de caches sur 4 échantillons (ou 18 sur un seul). Les opérations s'effectuent sous vide. Ceci est une condition indispensable dans notre étude, premièrement pour l'obtention de jonctions tunnel reproductibles (v. § B) et deuxièmement pour éviter la formation de couche d'oxyde à l'interface entre les métaux superposés. Tous nos échantillons ont été préparés de cette façon, sans être ramenés à la pression atmosphérique

Afin de simplifier la construction mécanique de ce changeur de cache, tout en réduisant autant que possible la distance cache-support responsable des ombrages, nous avons adopté le procédé simple suivant : les plaquettes reposent librement dans leur logement ; elles sont directement soulevées (~ 1 mm) par les caches. Ce principe nous a toujours donné entière satisfaction.

Support

Il est situé à 20 cm des creusets.

La température du support a été contrôlée par la résistance d'un film d'étain. Il faut distinguer les deux types d'évaporations :

- celles sur support à la $T_{amb.}$ ($20° C < t < 50° C$)
- celles sur support refroidi à l'azote liquide (~ - 100° C).

(*) Ces boitiers ont été réalisés par sectionnement de flacons Prolabo réf. N° 3062.

Tableau A.1

Matériau	Creuset	T° de Fusion (°C)	T° d'Evaporation (°C)	Vitesse (Å/s)	R_{mb} $R_{4.2°K}$	T_c (°K)	l_{pur} à 20°C (Å)	d minimum (Å) pour film continu
Al	Ta	660	890	30	5-10	1.2	150	500
AlMn (5at%)	Ta	"	"	"	3	<0.9	"	"
Zn	Ta	419	290	~100	3-10	0.9	200	1 000
In	Ta	157	840	400	300	3.4	120(*)	2 500
InBi (1.0at%)	Ta	"	"	"	6	3.6	"	"
InBi (1.8at%)	Ta	"	"	"	3.5	3.9	"	"
Pb	Mo	328	625	100	100	7.2	50	<500
Sn	Ta	232	1 040	30	50	3.7	114	800

(*) Guyon E., Meunier F., Thompson R.S. (1966).

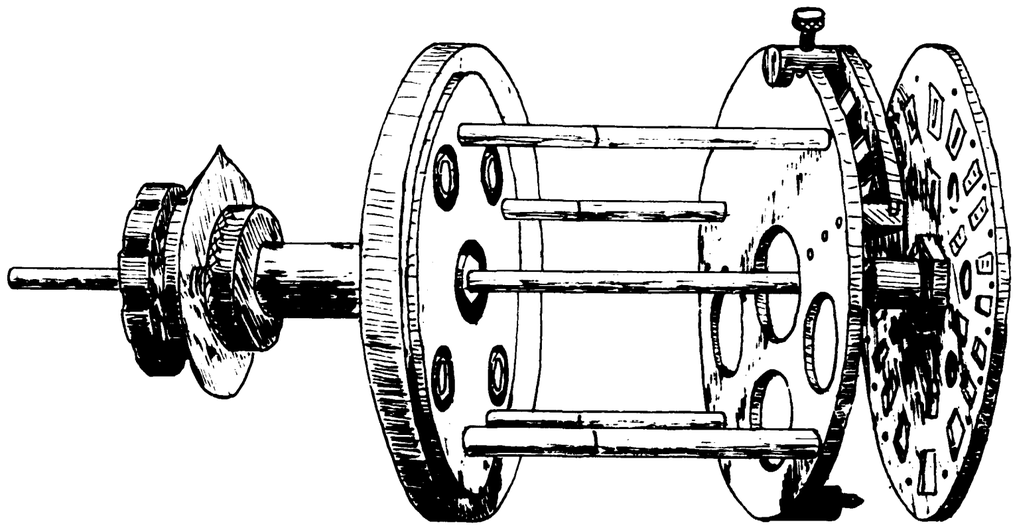


Figure 42 : Changeur de cache.

Pour les premières, les films ont été évaporés sur des plaquettes de microscope de 20 × 30 × 1 mm. Pour les deuxièmes, on a pris comme support soit du quartz (0,2 mm d'épaisseur) ou du verre très mince (0,1 mm). Le support est collé par un vernis (General Electric 7031) sur un bloc de cuivre lui-même relié par une tresse de cuivre (longueur : 10 cm environ, section : 50 mm²) au doigt d'azote situé dans la cloche. L'équilibre thermique est obtenu au bout de 20 à 30 minutes.

Dans les deux cas, les films ont été obtenus sur un prédépôt amorphe de SiO (1 000 à 2 000 Å), qui a pour but d'améliorer d'une part l'état de surface et d'autre part l'accrochage des films.

Contrôle du dépôt

Une microbalance SLOAN, mesurant la masse du dépôt par la variation de fréquence de résonance d'un quartz, placée à proximité des échantillons permet de contrôler la vitesse du dépôt et l'épaisseur totale. Ce système est extrêmement sensible (quelques Å) mais les valeurs sont peu reproductibles d'un quartz à l'autre. Elles n'ont pas été retenues comme mesures absolues, mais nous ont été extrêmement utiles de façon qualitative pendant les évaporations.

La pression a été mesurée par une jauge Bayard et Alpert (AJIT 81, Leboeuf, Paris) de 10^{-7} à 10^{-4} mmHg et par une jauge thermocouple (Pyrovac, Sogev, Paris) de 10^{-3} jusqu'à 1 mmHg.

Toutes ces données ont été enregistrées en cours d'évaporation sur un enregistreur à plusieurs voies (Minipont, Meci, Paris). Un fac-similé est donné sur la figure 43.

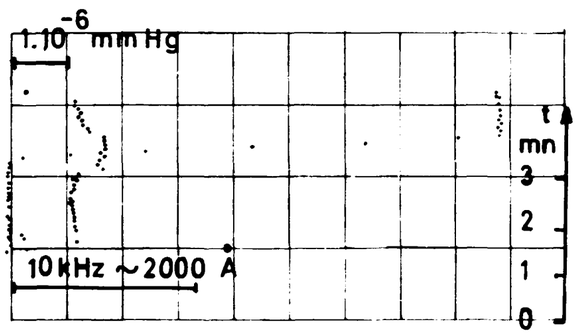


Figure 43 : InBi en cours d'évaporation. Fac-similé d'un enregistrement de pression et d'épaisseur.

Elles sont données dans le tableau (A. 1) qui appelle les commentaires suivants :

- **tous les matériaux massifs sont spectroscopiquement purs (Johnson & Matthey, pureté 99, 995 %)**
- l'aluminium est évaporé à partir de creusets en tantale.

Des creusets en tungstène ont été également utilisés, mais ils dégazent fortement et la pression remonte pendant l'évaporation. Ils donnent des films d'Al beaucoup moins purs. Comme de nombreux auteurs l'ont déjà rapporté (v. par exemple Minnigerode 1959) nous avons constaté qu'en film mince l'Al pouvait avoir une température de transition supraconductrice de 1,5 à 2° K. Or l'Al intervient comme première électrode des jonctions tunnel. Il était préférable que celle-ci soit à l'état normal dans toutes les conditions des expériences, aussi avons-nous également remplacé systématiquement l'Al par un alliage AlMn (5 %) dont les conditions d'évaporation à partir d'une seule source et les conditions d'oxydation sont analogues à celles de l'Al pur mais dont la T_c est abaissée (Rowell 1966).

- **Zn. Le zinc se sublime sous pression réduite. Il faut cependant l'amener à l'état de fusion pour le dégazer correctement. Sa vitesse d'évaporation dépend beaucoup de la température (légèrement plus basse) du creuset qu'il faut imposer ensuite.**

- **InBi (1 et 1,8 at. %). L'évaporation de In est très facile. L'alliage a été évaporé à partir d'un bloc d'alliage massif placé dans un seul creuset, ce qui permet d'avoir une concentration donnée. Toutefois, dans le cas de l'InBi les deux constituants n'ont pas la même vitesse d'évaporation et l'on effectue en fait une distillation. Le Bi s'évapore en premier, l'In ensuite. La diffusion s'effectue dans le film sur le support et l'on obtient après quelques secondes un film homogène ayant les**

propriétés de l'alliage massif de départ. Expérimentalement nous avons contrôlé ce comportement en isolant sur des plaquettes de verre les différents stages de l'évaporation (v. Deutscher 1966).

• PbBi (5 at %). De la même façon nous avons vérifié que les deux constituants de cet alliage ont la même vitesse spécifique d'évaporation (Holland 1956). Son évaporation à partir d'une seule source ne présente donc aucune difficulté.

• Dans le cas de métaux purs, le matériau est dégazé par fusion, le creuset étant recouvert pendant cette opération, jusqu'à ce que la pression ait retrouvé une valeur correcte. Dans le cas d'alliages, cette façon de procéder n'est plus possible et l'on doit dégazer le matériau, creuset découvert, avec beaucoup de précautions pour éviter qu'il y ait évaporation pendant cette première phase.

B - TECHNIQUES D'EFFET TUNNEL

Il s'agit essentiellement de réaliser une couche isolante continue de très faible épaisseur (10 à 20 Å). Contrairement à ce que l'on pourrait penser à première vue, on a intérêt à travailler avec des couches isolantes aussi minces que possible. En effet, une jonction peut être considérée comme résultant de deux résistances en parallèle : un terme tunnel qui diminue exponentiellement avec l'épaisseur, un terme ohmique qui ne diminue que linéairement. En utilisant des isolants de très faibles épaisseurs, on "shunte les courts-circuits" par la conduction tunnel.

La géométrie en croix (Giaever 1961) est représentée figure 44.

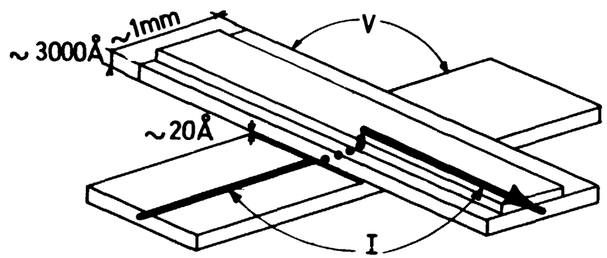


Figure 44 : Géométrie d'une jonction tunnel.

Les méthodes permettant d'obtenir de telles couches isolantes ont été décrites par ailleurs (Guyon 1965, v. aussi Taylor 1963). Nous avons utilisé exclusivement l'oxydation contrôlée d'un film d'Al (ou AlMn (5 at %)). C'est en effet la seule méthode qui nous ait donné des jonctions reproductibles (± 10 % d'un échantillon à l'autre dans une même série, rapport < 10 d'une série à l'autre(*)), stables dans le temps (jusqu'à quelques mois) et stables à des recyclages en température (au moins une dizaine entre l'ambiante et 4,2° K(**)).

Le film d'Al est d'abord évaporé de façon classique. Puis on fait une rentrée d'oxygène sec, la cloche étant isolée, jusqu'à une pression de 10^{-1} mmHg. On déclenche alors une oxydation anodique

---

(*) Il n'est pas rare, avec d'autres techniques, d'avoir dans un lot d'échantillons préparés en même temps, des résistances s'échelonnant de quelques dixièmes d'Ohms à 1MΩ !

(**) Il est à noter qu'une jonction peut être très résistante à des chocs mécaniques même directs. En revanche, elle peut être très fragile à des chocs électriques :

1/ Si l'Al contient de l'oxygène dissous (Miles 1963), on observe une augmentation rapide de la résistance de la jonction, correspondant à un déplacement d'oxygène vers la couche d'oxyde pour une polarité déterminée (oxydation anodique en milieu solide). Cet effet est négligeable dans le cas de films évaporés sous des pressions inférieures à 5.10^{-6} mmHg.

2/ Une jonction peut être, parfois, "claquée" par l'application (ou la coupure) brutale d'une tension aussi faible que 2 mV, alors que par variation lente, on peut lui appliquer sans dommage des tensions de plusieurs dizaines de mV.

en milieu gazeux, en amorçant une effluve entre un fil d'Al pur (–) et la masse (+) (25 mA, ~ 300 V) pendant 30 à 90 s. Après quoi, la cloche est remise en communication avec le système de pompage et l'on peut procéder à l'évaporation de la deuxième électrode de la jonction.

Cette méthode présente les avantages essentiels suivants :

- ne pas avoir à ramener les films à la pression atmosphérique, ce qui permet d'éliminer au maximum les contaminations (poussières, gaz adsorbés, films d'huile, ...) et présente un gain de temps considérable.

- bénéfice simultané de décapage ionique, oxydation anodique et pulvérisation cathodique du fil d'Al servant de cathode.

- possibilité de contrôle de la couche d'oxyde pendant sa formation(*). On dispose à cet effet de deux méthodes : 1) la transformation $Al \longrightarrow Al_2O_3$ correspond à une augmentation de masse du dépôt. Bien qu'extrêmement faible, cet effet reste perceptible par la microbalance à quartz. Il a été rapporté par ailleurs (Guyon 1965). Nous en retiendrons qu'il montre une saturation de la couche d'oxyde. 2) L'oxygène qui sert à la formation de l'alumine a été prélevé à l'atmosphère de la cloche. Un calcul grossier montre que ceci doit correspondre à une diminution de pression non négligeable. Expérimentalement, c'est même l'indice le plus commode dont on dispose : une diminution de pression de 5.10^{-2} mmHg correspond à une résistance de jonction d'environ 1 Ω.mm². Ceci se rapporte à des supports à la température ambiante. A la température de l'azote liquide, l'Al s'oxyde beaucoup plus difficilement et l'on a intérêt à n'effectuer le refroidissement qu'après l'oxydation(**).

La surface adoptée est d'environ 1 × 1 mm². C'est en pratique l'ordre de grandeur qui nous a donné les meilleurs résultats.

L'accord pour un monolame entre les caractéristiques observées et celles prévues par la théorie BCS, nous permet d'affirmer que le terme ohmique contribue pour moins de 10^{-3} dans la conductance de la jonction(***).

C - TECHNIQUES DE MESURES

C.1 - Mesure de la conductance dynamique

Principe. Le système qui nous a permis d'enregistrer les courbes dI/dV = f(V), a été décrit en détail par ailleurs(****) (Gaudeffroy et al. 1966). Nous en rappellerons seulement le principe (v. schéma 45) : on superpose un petit signal alternatif de balayage dV à la tension continue V appliquée. Par l'intermédiaire d'une chaine d'asservissement (détection synchrone (amplificateur Lock-In, Princeton Applied Research) + partie asservissement (voie X) d'un enregistreur XY Meci), on maintient le signal dV constant quel que soit R_j, en le comparant à un signal de référence. Un calcul du circuit montre que la tension d'entrée dV_e est proportionnelle à dI. Or dV_e est repérée par le déplacement de la plume de l'enregistreur. On obtient donc sur la voie X, un tracé direct de dI et par suite de dI/dV. La tension continue V superposée est envoyée sur la voie Y. Par un

---

(*) Des couches aussi minces que 10 à 20 Å ne peuvent pas être contrôlées, comme dans une oxydation anodique ordinaire, par la différence de potentiel appliquée.

(**) Cependant il se forme des condensations sur le film d'Al pendant le refroidissement : on observe des caractéristiques tunnel correctes mais des résistances supérieures d'un facteur 100. D'où la nécessité de réduire les temps morts. En pratique on adopte un compromis : on commence le refroidissement quelques minutes avant l'évaporation.

(***) Il est peut-être utile d'insister sur le caractère "capricieux" de ces jonctions tunnel. Il existe un grand nombre de paramètres qui peuvent complètement perturber les résultats. Citons en particulier les ennuis provenant de l'huile de la pompe. Il faut éviter les huiles silicones qui se polymérisent facilement sous l'action de la décharge. Nous avons utilisé avec satisfaction une huile minérale (Apiézon C). Pour éviter les remontées de vapeur d'huile, il est indispensable que les pièges à azote liquide soient alimentés en permanence.

(****) Nous avons également utilisé au début un appareil mécanique permettant de dériver une courbe et dont la description est donnée par ailleurs (Martinet 1966).

balayage continu en tension depuis V = 0 jusqu'à quelques mV (de 2 à 10 en général) on obtient la caractéristique cherchée en un temps de l'ordre d'une trentaine de secondes. Il est alors facile de relever un réseau en fonction soit de T, soit de H. Un tel réseau est visible figure 38.

Performances

Cet ensemble permet d'explorer une gamme de $1/R_J$ allant de 20 à $10^{-3}\ \Omega^{-1}$ (5.10^{-2} à $10\ \Omega$)(*) avec une précision de l'ordre de 1 %. La valeur maximum de conductance qu'il est possible d'atteindre est réglable entre ces deux limites en jouant sur R_S (potentiomètre logarithmique). L'origine peut être décalée jusqu'à 2,5 fois l'échelle par variation de R_I. Ces deux possibilités conjuguées permettent de dilater très facilement une partie de l'échelle de mesure.

Précautions

De la mesure de $(dI/dV)_s$ on déduit $\mathcal{D}(V) = (dI/dV)_s/(dI/dV)_n$ si l'on connait $(dI/dV)_n$. La géométrie en croix adoptée pour les jonctions tunnel (v. fig. 44) permet de faire une mesure à quatre contacts (2 pour I, 2 pour V) et d'éliminer ainsi la résistance des films d'amenée. Ceci est indispensable car elle est comparable et même souvent supérieure à R_J (4 à 5 Ω contre ~1 Ω). Cependant l'élimination n'est pas totale, il reste un effet parasite dû à la répartition des équipotentielles sur la surface de la jonction : non uniforme quand les films sont à l'état normal, elle devient uniforme pour un film supraconducteur entraînant ainsi une variation de R_J a la transition (en température ou en champ magnétique). Il faut prendre garde à ceci pour la détermination de $\mathcal{D}(V)$. Le terme (dI/dV) doit être déterminée à l'état supraconducteur juste en-dessous de la transition, ou en tension très élevée ($\mathcal{D}(V)$ n'est égal à 1, à 1 % près, que pour des rapports $V/\Delta \simeq 10$).

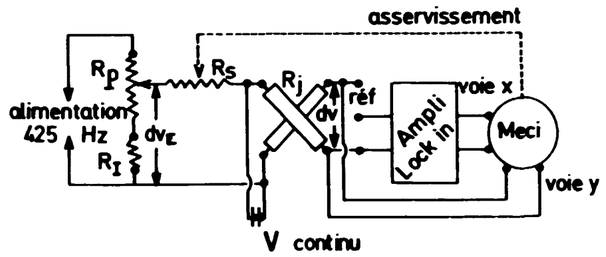


Figure 45 : Schéma de principe de la mesure de dI/dV.

C.2 - Cryogénie et Champ magnétique

1/ La partie cryogénique a été simplifiée au maximum. Elle comprend un cryostat à He_4 classique de petite capacité (100 cm^3). L'échantillon est vertical et baigne directement dans le liquide. L'autonomie est amplement suffisante (~ 10 h) et l'installation présente ainsi une très grande maniabilité. Il suffit d'une dizaine de minutes pour être à 4,2° K.

La température est réglée par la pression régnant sur le bain. Elle est déduite de la mesure de pression par l'échelle internationale (White 1959).

Entre 4,2 et 1,3° K, le pompage est réalisé par une pompe primaire (60 m^3/h, Edwards). La pression est régulée à l'aide d'une cellule photoélectrique qui lit le niveau du manomètre. Elle réagit sur la dissipation d'une résistance immergée dans l'He ce qui contrôle le débit de gaz (Adkins 1961). La stabilité en température est de l'ordre de 10^{-3} °K.

Pour les expériences à T < 1,3° K, nous avons relié le cryostat à un Booster de fort débit (3000 l/s, Edwards, Angleterre) et à haute pression d'amorçage. Ceci nous a permis d'atteindre des températures de 0,85° K. Dans ce cas, la température est repérée par une jauge Pyrani (LKB, Suède) qui a été étalonnée par des mesures de températures critiques connues (Al, Zn massifs). La pression est réglée de façon très sensible par l'intermédiaire d'une simple vanne papillon de fort diamètre (120 mm).

(*) Cette gamme n'est pas excessive. Il ne faut pas perdre de vue que d'une part R_J varie exponentiellement avec l'épaisseur de la barrière et par conséquent peut varier sur une large gamme, d'autre part la caractéristique n'étant plus linéaire, la conductance dynamique peut varier, parfois, dans un rapport 1 000 suivant la valeur de la tension.

Entre 4,2 et 1,5° K, toutes les mesures ont été faites en température décroissante : la capacité calorifique de l'He et des échantillons est importante et il est bien connu que les pertes sont insuffisantes pour permettre un équilibre thermique rapide si la pression remonte. Tout au contraire, entre 1,1 et 0,85° K (régime Booster) l'équilibre s'établit en quelques secondes pour une pression donnée : il devient extrêmement facile dans cette gamme de faire des recyclages en température.

2/ Le cryostat et son vase à azote liquide peuvent être placés dans un électroaimant (ϕ des pièces polaires : 200 mm ; entrefer : 60 mm ; Bruker, Allemagne). Le champ est mesuré à partir de la valeur du courant et d'un étalonnage préalable. Le champ rémanent (~ 40 G) est mesuré à chaque expérience au galvanomètre balistique. Le champ magnétique, horizontal, est alors perpendiculaire à l'axe du cryostat. Par rotation de l'électroaimant, on peut l'amener à être parallèle ou perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Dans toutes les expériences qui nous concernent, nous nous plaçons toujours en champ parallèle. Le parallélisme est détecté, par exemple, par un minimum de tension dans la transition résistive pour un courant donné. Ceci entraîne souvent du flux piégé qu'il devient difficile d'éliminer sans réchauffement. De plus pour les expériences fines, on est gêné par la variation du champ rémanent en cours d'expérience.

3/ Aussi, avons-nous utilisé un solénoïde de Cu (30 cm de long, 50 mm ϕ intr), bobiné au laboratoire, immergé dans l'azote liquide. Il est capable de fournir un champ de 3 kG parallèlement à l'axe du cryostat, sans orientation possible.

C.3 - Mesures d'épaisseur

1/ Mesures optiques

Nous avons utilisé un interféromètre du type Nomarski (Reichert, Autriche) : le film dont on cherche à mesurer l'épaisseur constitue une marche par rapport au plan de base. On forme un système de franges d'interférences sur le bord de la marche. La différence de chemin optique introduite par la hauteur du gradin se traduit par un décalage du système de franges. De la mesure du décalage $\Delta i/i$, où i est l'interfrange et de la connaissance de la longueur d'onde λ, on remonte à l'épaisseur d du film par la relation :

$$d = \frac{\Delta i}{i}\frac{\lambda}{2} \qquad (A.1)$$

Un film (voir planche 7), est constitué d'une agglomération de grains élémentaires et l'"épaisseur optique" que l'on détermine est l'épaisseur totale, les défauts ayant une faible étendue par rapport à la longueur d'onde de la lumière monochromatique utilisée (5960 Å). La méthode conduit à une valeur absolue sûre, avec une erreur inférieure à ± 5 % dans la gamme d'épaisseur la plus favorable (1 000 à 5 000 Å). A noter que cette méthode n'est pas destructive si le plan de base et le plan supérieur de la marche sont tous deux réfléchissants. C'est le cas de la plupart de nos échantillons au niveau de la jonction (le plan de base étant l'Al) : la mesure est alors faite précisément sur la partie utile de l'échantillon. Dans le cas où le plan de base n'est pas suffisamment réfléchissant (cas des films témoins), on est amené à recouvrir l'échantillon d'un film ayant un fort pouvoir réflecteur (Al ou Ag) ce qui détruit l'échantillon.

2/ Mesures résistives

La résistivité ρ est déterminée par l'application de la règle de Matthiesen :

$$\rho = \rho_{imp.} + \rho_{pur}(T) \qquad (A.2)$$

où ρ_{imp} est un terme constant dû aux impuretés, $\rho_{pur}(T)$ est la résistivité, fonction de la température, du métal pur constituant la matrice (terme de phonons). (A. 2) signifie que $d\rho/dT$ est indépendant des impuretés. Appliquons (A. 2) à basse température où ρ se réduit à la résistivité résiduelle, ρ_r :

$$\rho_{imp} = \rho_r \qquad (A.3)$$

Soit $R_{rés}$ le rapport de résistivité entre la température ambiante et celle de l'He liquide. D'où :

$$R_{rés} = \frac{R_{amb}}{R_{4,2°K}} = \frac{\rho_{amb}}{\rho_{4,2°K}} = \frac{\rho_r + \rho_{pur}(T)}{\rho_r} \qquad (A.4)$$

soit

$$\rho_r = \frac{\rho_{pur}}{R_{rés} - 1} \qquad (A.5)$$

et

$$\rho_{amb} = \rho_{pur} \frac{R_{rés}}{R_{rés} - 1} \qquad (A.6)$$

De ρ et R on remonte à $d = \frac{\rho L}{l R}$

Nous avons vérifié que la règle de Matthiesen était valable dans notre cas, en appliquant par ailleurs un petit intervalle de température autour de T_{amb} : de (A, 2), on tire :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta \rho_{pur}}{\rho} \qquad (A.7)$$

d'où ρ.

Les deux déterminations de ρ sont en accord à quelques % près (v. tableau A. 2).

Tableau A.2

Comparaison des valeurs de $\rho(\mu\Omega - cm)$ déduites sur un petit intervalle de température autour de l'ambiante d'une part et entre la température ambiante et l'helium liquide d'autre part, montrant la validité de la règle de Matthiesen

n° échantillon	à partir de dR/dT	à partir du $R_{rés}$	écart en %
90 G 5	9,3	9,17	1,2
87 G 5	9,8	9,17	6

Remarque : les relations (A. 6) et (A. 7) ne font pas intervenir les dimensions géométriques (dont on néglige évidemment les variations thermiques (dilatation, etc...)).

C.4 - Mesure des libres parcours moyens

Dans cette étude le libre parcours moyen est en général petit devant l'épaisseur du film. De plus nous n'utilisons que des alliages à faible concentration. Il est donc justifié d'admettre que le produit ρl est une constante et égal à celui de la matrice pure(*).

$$\rho_{pur}(amb)\, l_{pur}(amb) = \rho_r l_r = \frac{\rho_{amb}}{R_{rés}} l_r$$

soit en utilisant (A. 6) :

$$l_r = l_{pur}(amb)\,(R_{rés} - 1) \qquad (A.8)$$

Les valeurs des libres parcours moyens à l'ambiante des matrices pures sont portées dans le tableau (A. 1).

C.5 - Autres paramètres

● Les températures critiques sont déterminées par mesures résistives (largeur de la transition $\sim 10^{-2}$ °K).

(*) Dans la limite $d \sim l$, où le libre parcours moyen commence à être limité par les réflexions diffuses sur les surfaces, $d\rho/dT$ est aussi indépendant de l'épaisseur. On a en effet dans cette limite (Mayer 1959)

$$\rho = \rho_\infty + \frac{3}{8} \frac{\rho_\infty l_\infty}{d}$$

soit, puisque $\rho_\infty l_\infty$ = cte, indépendante de la température,

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{d\rho_\infty}{dT}$$

● Le coefficient de diffusion D et la densité d'états $\mathcal{N}$ à l'état normal au niveau de Fermi, sont déduits des relations :

$$\gamma = \frac{2\pi^2}{3} k_B^2 \mathcal{N} \qquad (A.9)$$

où γ est la constante de Sommerfeld, et :

$$\sigma = 2 \mathcal{N} D e^2 \qquad (A.10)$$

où σ est la conductivité à l'état normal.

● Le paramètre $\mathcal{N}V$ de couplage BCS est celui donné à partir de $T_c = 1,14\, \hbar\omega_c\, e^{-1/\mathcal{N}V}$ (Morel et Anderson 1962).

D - TECHNIQUES DE DEPOUILLEMENT

Nous rassemblons dans ce paragraphe les méthodes de dépouillement qui ont été utilisées constamment aux chapitres précédents.

D.1 - Caractéristiques BCS

Les dépouillements ont été faits à partir de la table établie par Bermon (1964), donnant σ_s/σ_n en fonction de eV/k_BT, pour différentes valeurs du paramètre Δ/k_BT.

De cette table on déduit les courbes suivantes :

1/ (46) donnant Δ/k_BT en fonction de eV'/k_BT où V' est soit la tension V_0 définie par $\mathcal{D}(V_0) = 1$, soit celle qui correspond à $\mathcal{D}_{max}$. Ceci permet de déterminer Δ/k_BT très rapidement.

2/ (47) donnant le rapport des amplitudes des caractéristiques de part et d'autre de la caractéristique normale. Soit $(\mathcal{D}_{max} - 1)/(1 - \mathcal{D}(0))$ en fonction de Δ/k_BT. Cette courbe permet également une détermination de Δ/k_BT.

3/ (18) donnant $eV_0/k_B T_c$ en fonction de T/T_c. Cette courbe permet une détermination de $\Delta(T = 0)$ à partir de la mesure de V_0. On remarquera que l'on a toujours $V_0 \simeq \Delta(T = 0)$ à 10 % près.

La figure 48 donne la variation en température de la bande interdite BCS.

D.2 - Autres caractéristiques

Nous avons rencontré à plusieurs reprises des caractéristiques du type

$$1 - \mathcal{D}(V) \propto \mathrm{Re}\, \psi_3 \left(\frac{1}{2} + a + \frac{i\, eV}{2\pi k_B T}\right) \qquad (A.11)$$

Les fonctions ont été tabulées sur Univac 1107 à l'aide d'un programme établi par Matricon J. A partir de ces tables on peut déduire les courbes (49) et (50) qui sont l'analogue des courbes (46) et (18).

L'équation implicite :

$$\mathrm{Log}\, A = \psi\left(\frac{1}{2} + Z A\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \qquad (A.12)$$

est aussi d'un emploi fréquent. La figure 50 donne également Z, encore appelée "fonction universelle" (De Gennes 1966-I), en fonction de A.

D.3 - Effets de bords

Il faut éviter dans la préparation des échantillons que des régions de S non recouvertes par N puissent contribuer à la jonction. Nous avons, pour cela, fait déborder systématiquement N (largeur 3 mm contre 1 mm pour S). Cette méthode est simple et permet la préparation des échantillons entièrement sous vide. En revanche, elle introduit une conductance parasite en parallèle avec celle intéressant la partie des films superposés.

● Au-dessus de T_{cN} (cas du Zn) ce terme est constant (v. par ex. réf. II, appendice B). Comme nous faisons une mesure de conductance (dI/dV), ceci se traduit par un simple décalage

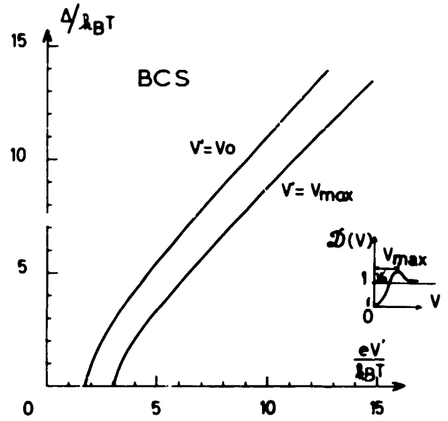


Figure 46 : Relation BCS théorique entre Δ et V_o ou V_{max}.

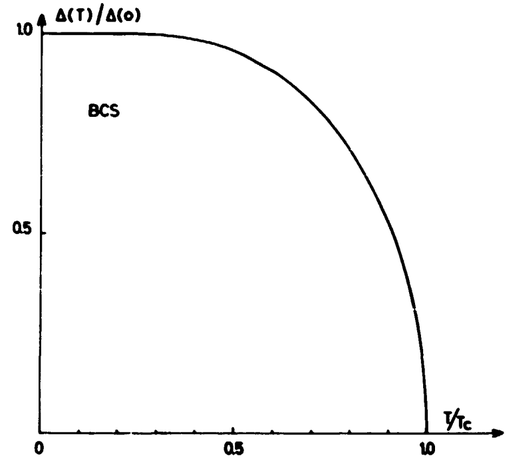


Figure 48 : Variation BCS théorique de Δ avec T.

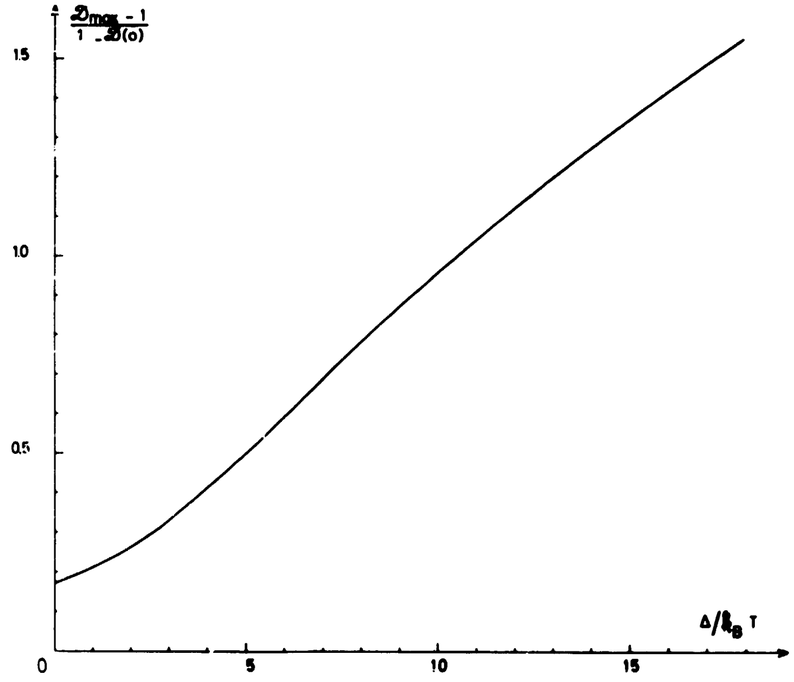


Figure 47 : Relation BCS théorique entre Δ et l'écart à la caractéristique linéaire de l'état normal, (rapport de l'amplitude du maximum à l'amplitude initiale).

d'origine constant et indépendant de la température. Il est pondéré par le rapport des surfaces correspondantes. Cette procédure a été vérifiée en l'appliquant du côté S avec $d_s \sim 5\xi$. Dans ce cas, on s'attend à une caractéristique tunnel du type BCS dont l'amplitude est connue à toute température. Le critère précédent donne un accord à ± 5 %.

En particulier, il nous a montré que la région diffuse signalée sur les bords de l'InBi, n'apporte pas de contribution à la surface utile de la jonction.

● Au-dessous de T_{eN}, la conductance des bords n'est plus constante. Le dépouillement serait plus complexe. En fait cette situation ne se présente que dans le cas de Sn : l'amplitude initiale ne nous intéresse alors que comme moyen de détermination de H_b (voir IV, E). Bien plus, les bords deviennent intéressants dans ces expériences, car ils permettent de déterminer le champ critique de N exactement dans les mêmes conditions expérimentales.

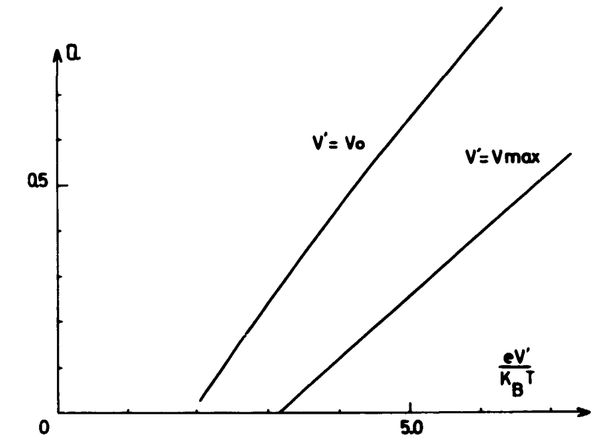


Figure 49 : Généralisation de la figure 46 au cas non BCS.

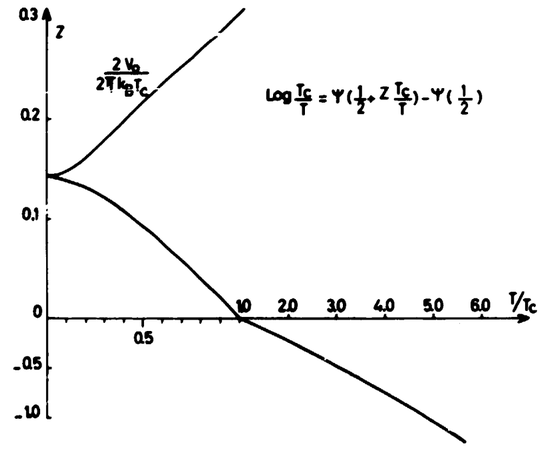


Figure 50 : Fonction universelle.

APPENDICE 1

ÉQUATIONS DE GINSBURG-LANDAU

A - EQUATIONS DE GINSBURG-LANDAU DANS UN SUPRACONDUCTEUR

A.1 - Etablissement des équations

La transition état supraconducteur-état normal est une transition ordre-désordre. Pour $T \sim T_c$, on peut appliquer les hypothèses et le formalisme développés pour ces transitions par Landau (Landau & Lifshitz 1958). Dans le cas des supraconducteurs, on peut prendre Δ, complexe en général, comme paramètre d'ordre(*). Pour $T = T_c$ et $H = 0$, on sait expérimentalement que la transition normal-supraconducteur est du deuxième ordre donc Δ est petit pour $T \longrightarrow T_c$. On peut alors développer l'énergie libre par unité de volume en puissances paires de Δ et écrire.

$$F_s = F_n + A|\Delta|^2 + \frac{B}{2}|\Delta|^4 + C\left|\left(-i\nabla - \frac{2e\mathfrak{A}}{\hbar c}\right)\Delta\right|^2 + \frac{H^2}{8\pi} \qquad (Ap.1)$$

avec(**)

$A = cte\ (T - T_c) \quad < 0$

$B = cte \quad > 0$

$C = cte \quad > 0$

F_s énergie libre à l'état supraconducteur.

F_n énergie libre à l'état normal.

$\mathfrak{A}$ potentiel vecteur dont dérive H ($H = rot\ \mathfrak{A}$).

Le facteur 2e vient de ce que les électrons sont couplés par paires.

Les termes en $|\Delta|^2$, $|\Delta|^4$ sont le début d'un développement en série.

Le terme $-i\nabla$ traduit la rigidité du paramètre d'ordre, l'une des propriétés fondamentales de l'état supraconducteur.

Le terme $-2e\mathfrak{A}/c$ a été introduit pour satisfaire à l'invariance de jauge. En effet c'est H la quantité physique : un changement $\mathfrak{A}' = \mathfrak{A} + \nabla\chi$, conservant H, doit aussi laisser invariante l'énergie libre. On vérifie que F est inchangée par substitution dans (A p.1) en tenant compte du fait que Δ n'est pas indépendant du choix de jauge mais change suivant $\Delta' = \Delta e^{2i\pi\chi/\chi_0}$ quand $\mathfrak{A}$ devient $\mathfrak{A}'$.

Le terme $H^2/8\pi$ représente l'énergie magnétique.

1/ Plaçons-nous dans une situation où $H = \mathfrak{A} = 0$. L'état le plus stable sera obtenu pour $\Delta = cte\ (\nabla\Delta = 0)$.

On a, alors

$$F_s = F_n + A|\Delta|^2 + \frac{B}{2}|\Delta|^4 \qquad (Ap.2)$$

(*) On prend aussi très couramment "la fonction d'onde de Ginsburg-Landau" ψ. Pour un supraconducteur sale près de T_c, on a la relation (v. par exemple De Gennes 1966-I) :

$$\psi = \left(\frac{1}{8}\ \frac{\pi n \tau_\varepsilon}{T}\right)^{1/2}\Delta$$

où n est le nombre d'électrons par cm^3 et $\tau_\varepsilon = l/v$ est le temps de collision.

(**) La théorie microscopique donne les valeurs suivantes (v, De GENNES 1966-I)

$$A = N(0)\frac{T - T_c}{T_c} \quad ; \quad B = 0{,}098\frac{N(0)}{(k_B T_c)^2} \quad ; \quad C \propto N(0)\xi_0^2 \quad ; \quad \xi_0 = 0{,}18\frac{\hbar v_F}{k_B T_c}$$

En dessous de T_c ($\Delta \neq 0$), la valeur d'équilibre sera celle qui minimise F_s, soit :

$$|\Delta|^2 = -\frac{A}{B} \qquad \text{(Ap.3)}$$

Cette solution correspond à une différence d'énergie libre :

$$F_s - F_n = -\frac{A^2}{2B} \qquad \text{(Ap.4)}$$

Associons-la aux propriétés diamagnétiques : un supraconducteur est thermodynamiquement capable d'exclure complètement le champ magnétique (effet Meissner) tant que la valeur de l'énergie magnétique accumulée ne contrebalance pas cette différence d'énergie libre, c'est-à-dire tant que H reste inférieur au "champ critique thermodynamique" H_c donné par :

$$\frac{H_c^2}{8\pi} = \frac{A^2}{2B} \qquad \text{(Ap.5)}$$

On en déduit $H_c \alpha (T - T_c)$ près de T_c, ce qui est confirmé par l'expérience.

2/ Dans le cas où $H \neq 0$, nous avons à minimiser l'intégrale de volume de F_s par rapport à Δ et à α. Ceci nous conduit (v. par exemple Newhouse 1964) aux deux équations de Ginsburg-Landau (notées G.L. par la suite) :

$$\begin{cases} A\Delta + B|\Delta|^2\Delta + C\left(-i\nabla - \dfrac{2e\alpha}{\hbar c}\right)^2\Delta = 0 & \text{(Ap.6.a)} \\ \dfrac{c}{4\pi}\,\mathrm{rot}\,H = j = \dfrac{2e}{\hbar}Ci(\Delta^*\nabla\Delta - \Delta\nabla\Delta^*) - \dfrac{8e^2}{\hbar^2 c}C\Delta^*\Delta\alpha & \text{(Ap.6.b)} \end{cases}$$

Si la forme (Ap. 1) reste vraie même près de la surface, on doit, pour obtenir (Ap. 6), annuler l'intégrale de surface :

$$\int \delta\Delta^* \left(-i\nabla - \frac{2e\alpha}{\hbar c}\right)\Delta\, i\, C\, d\sigma + C.C. \qquad \text{(Ap.7)}$$

Ceci impose la condition :

$$\left(-i\nabla - \frac{2e\alpha}{\hbar c}\right)_n \Delta = 0 \qquad \text{(Ap.8)}$$

où l'indice n désigne la composante normale à la surface. L'analyse microscopique montre que cette procédure est correcte pour un interface métal/isolant.

A.2 - Longueurs caractéristiques

Les équations de G.L. introduisent implicitement deux longueurs caractéristiques ξ_T et λ_T. Appliquons (v. par exemple Burger 1965), ces équations aux deux cas particuliers suivants :

1/ $\alpha = H = 0$, milieu infini. Partons d'un état où $\Delta = \Delta_0$ est constant dans l'espace. Imposons en un point une valeur $\Delta = \Delta_0 f$. La première équation (Ap. 6. a) s'écrit, en tenant compte de (Ap. 3) et en posant :

$$-\frac{C}{A} = \xi_T^2 \qquad \text{(Ap.9)}$$

$$\xi_T^2 \frac{d^2 f}{dx^2} + f - f^3 = 0 \qquad \text{(Ap.10)}$$

(Ap. 10), avec $f \longrightarrow 1$ à l'∞, admet pour solution une tangente hyperbolique de longueur caractéristique ξ_T. ξ_T est la portée de la perturbation apportée en un point : c'est l'échelle minimum de variation du paramètre d'ordre. On l'appelle la longueur de cohérence à la température T. On remarquera que ξ_T, donnée par (Ap. 9), varie comme $1/\sqrt{A}$ soit en $(T - T_c)^{-1/2}$. En particulier, ξ_T diverge à T_c.

2/ Considérons un supraconducteur limité par le plan yOz en présence d'un champ magnétique dans ce plan suivant Oy, suffisamment faible pour que Δ ne soit pas affecté : $\Delta = \Delta_0 = cte$. La deuxième équation de (Ap. 6) nous donne alors :

$$j = -\frac{8e^2}{\hbar^2 c}C|\Delta_0|^2\alpha \qquad \text{(Ap.11)}$$

soit :

$$\mathrm{rot}\ j = -\frac{8e^2}{\hbar^2 c}C|\Delta_0|^2 H \qquad \text{(Ap.12)}$$

En tenant compte des équations de Maxwell, on obtient :

$$\frac{d^2H}{dx^2} - \frac{32\pi e^2}{\hbar c^2}C|\Delta_0|^2 H = 0 \qquad \text{(Ap.13)}$$

c'est-à-dire une décroissance exponentielle du champ en x sur une longueur caractéristique λ_T, appelée profondeur de pénétration

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{\hbar^2 c^2}{32\pi e^2 C}}\ \frac{1}{|\Delta_0|} \qquad \text{(Ap.14)}$$

On en retiendra essentiellement que λ est en $1/\Delta_0$. En particulier, λ comme ξ se comporte en $(T - T_c)^{-1/2}$ et diverge à T_c.

A.3 - Paramètre de Ginsburg-Landau

λ et ξ ayant le même comportement, il est tout naturel de considérer leur rapport $\varkappa$, appelé paramètre de G.L. :

$$\varkappa = \frac{\lambda_T}{\xi_T} \qquad \text{(Ap.15)}$$

Dans un monolame, $\varkappa$ est donc essentiellement indépendant de la température(*).

Selon la valeur de $\varkappa$ on a soit un matériau de 1ère espèce, soit un matériau de 2ème espèce. Nous allons établir cette distinction en étudiant les champs critiques.

A.4 - Champs critiques

L'étude des supraconducteurs fait intervenir plusieurs champs critiques. Nous considérons uniquement les suivants :

- champ critique thermodynamique H_c. Il correspond à la transition d'un long cylindre massif depuis un état où le flux est complètement exclu jusqu'à l'état normal. Nous avons vu que H_c était défini par l'équation (Ap. 5) qui, par l'intermédiaire de (Ap. 3), (Ap. 9) et (Ap. 14), se met sous la forme :

$$H_c = \frac{\Phi_0}{2\pi\sqrt{2}\,\lambda\,\xi} \qquad \text{(Ap.16)}$$

où $\Phi_0 = \dfrac{hc}{2e}$ est le quantum de flux.

- champ critique H_{c2}. C'est le champ de germination en volume de la phase supraconductrice. Il est donné par :

$$H_{c2} = \varkappa\sqrt{2}\,H_c \qquad \text{(Ap.17)}$$

1/ Si $H_{c2} < H_c$, soit $\varkappa < 1/\sqrt{2}$, le champ critique observé sera H_c (supraconducteur de première espèce).

2/ Si $H_{c2} > H_c$, soit $\varkappa > 1/\sqrt{2}$, l'échantillon restera supraconducteur en volume jusqu'à H_{c2}. Cependant, il ne présentera déjà plus d'effet Meissner complet depuis un certain champ de première pénétration H_{c1}. Entre H_{c1} et H_{c2}, le champ pénètre sous forme de vortex, l'échantillon est dans l'état mixte (supraconducteur de deuxième espèce).

(*) En fait, il a été montré théoriquement (De Gennes 1964, Maki 1964, Caroli De Gennes et Cyrot 1966) et expérimentalement (Guyon et al. 1965, Serin 1966, ..)que $\varkappa$ était légèrement fonction de la température, mais la variation entre $T = T_c$ et $T = 0$ n'excède pas 25 % pour un matériau sale.

- champ critique H_{c3}. Saint-James et De Gennes (1963) ont montré qu'en champ parallèle à la surface, un tégument superficiel était stable jusqu'à un champ H_{c3}. Pour un supraconducteur sale massif, on a :

$$H_{c3} = 1,7\ H_{c2} \qquad \text{(Ap. 18)}$$

H_{c3} sera supérieur à H_c pour

$$\kappa > \frac{1}{1,7 \times \sqrt{2}} = 0,42 \qquad \text{(Ap. 19)}$$

soit pour les supraconducteurs de deuxième espèce et quelques supraconducteurs de première espèce (par exemple Pb). On pourra l'observer par des méthodes qui "verront" la surface, par exemple des mesures résistives.

A.5 - Expression en coordonnées réduites

Introduisons des coordonnées réduites :

a) - paramètre d'ordre réduit :

$$f = \frac{\Delta}{\Delta_o} \qquad \text{(Ap. 20)}$$

Δ_o, valeur du potentiel de paires en un point pris comme référence.

b) - potentiel vecteur réduit :

$$a = \frac{2e\xi}{\hbar c}\,\alpha \qquad \text{(Ap. 21)}$$

La jauge est telle que Δ soit réel.

Dans ces conditions, les équations de G.L. (Ap. 6) s'écrivent, en tenant compte de (Ap. 3) pour la première et des relations $4\pi\, j/c = \text{rot } H$, $H = \text{rot } A$, de la jauge choisie et de (Ap. 14) pour la deuxième :

$$\begin{cases} \xi_T^2 \dfrac{d^2 f}{dx^2} = f(-1 + a^2) + f^3 & \text{(Ap. 22.a)} \\[2ex] \dfrac{\partial^2 a}{\partial x^2} = \dfrac{f^2 a}{\lambda^2} & \text{(Ap. 22.b)} \end{cases}$$

Quand le paramètre d'ordre sera petit, on pourra utiliser ces équations sous leur forme linéarisée, c'est-à-dire négliger le terme en f^3.

A.6 - Equations de G.L. généralisées

Pour un supraconducteur sale infini, on peut dans une certaine mesure généraliser les équations de G.L. et les appliquer à toute température, à condition que Δ soit petit par exemple près du champ critique (De Gennes 1964, Maki 1964). Par contre si Δ est grand, il n'existe pas à l'heure actuelle de procédure générale. Avec ces restrictions présentes à l'esprit nous pouvons encore écrire :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{q^2} \dfrac{d^2 f}{dx^2} = f(-1 + a^2) + f^3 & \text{(Ap. 23.a)} \\[2ex] \dfrac{\partial^2 a}{\partial x^2} = \dfrac{f^2 a}{\lambda^2} & \text{(Ap. 23.b)} \end{cases}$$

avec q et λ définis par :

$$\begin{cases} \text{Log } \dfrac{T_{cs}}{T} = \psi\left(\dfrac{1}{2} + \dfrac{\hbar D q^2}{4\pi k_B T}\right) - \psi\left(\dfrac{1}{2}\right) & \text{(Ap. 24)} \\[2ex] \lambda = \dfrac{\hbar c}{2\Delta_o}\left(\dfrac{k_B T}{\hbar \sigma}\right)^{1/2}\left[\psi_2\left(\dfrac{1}{2} + \dfrac{\hbar D q^2}{4\pi k_B T}\right)\right]^{-1/2} & \text{(Ap. 25)} \\[2ex] a = \dfrac{2e\alpha}{\hbar c q} \end{cases}$$

q^{-1} a la dimension d'une longueur et remplace ξ_T dans les équations de G.L., de même λ pour la profondeur de pénétration.

Pour les applications aux bilames qui nous intéressent, l'usage de (Ap. 23) implique encore une autre approximation : l'équation complète pour f est une équation non locale, qui ne se réduit en toute rigueur à une équation différentielle que pour un monolame (v. Deutscher et De Gennes 1966).

B - EQUATIONS DE G.L. DANS UN METAL NORMAL

Avec les mêmes restrictions qu'au paragraphe précédent, on peut utiliser une équation différentielle du type G.L. généralisée, pour décrire le potentiel de paires dans N (De Gennes 1964, II). Du côté N, il faudra cependant changer le signe de A dans l'expression de l'énergie libre (mnémotechniquement : $T > T_c \longrightarrow A > 0$). (Ap. 23) prend la forme :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{K^2} \dfrac{d^2 f}{dx^2} = f(1 + a^2) + f^3 & \text{(Ap. 26)} \\[2ex] \dfrac{\partial^2 a}{\partial x^2} = \dfrac{f^2 a}{\lambda^2} & \text{(Ap. 27)} \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} \text{Log } \dfrac{T_{cn}}{T} = \psi\left(\dfrac{1}{2} - \dfrac{\hbar D K^2}{4\pi k_B T}\right) - \psi\left(\dfrac{1}{2}\right) & \text{(Ap. 28)} \\[2ex] \lambda = \dfrac{\hbar c}{2\Delta_o}\left(\dfrac{k_B T}{\hbar \sigma}\right)^{1/2}\left[\psi_2\left(\dfrac{1}{2} - \dfrac{\hbar D K^2}{4\pi k_B T}\right)\right]^{-1/2} & \text{(Ap. 29)} \\[2ex] a = \dfrac{2e\alpha}{\hbar c K} & \text{(Ap. 30)} \end{cases}$$

K^{-1} est homogène à une longueur : c'est la longueur de cohérence dans N. Elle diverge à T_{cn}.

APPENDICE 2

DÉTERMINATION DE T_{CN}

A/ La méthode employée jusqu'ici a été la suivante (pour une analyse détaillée de cette méthode, voir par exemple Hauser et al. 1964) :

D'une mesure de T_{CNS}, on déduit d'abord q par (A p.24), puis K^{-1} par la relation définissant la température critique d'un bilame :

$$q \operatorname{tg} q\, d_S = \frac{\sigma_S}{\sigma_N} \quad K \operatorname{th} K\, d_N$$

que l'on obtient en appliquant les conditions aux limites du Ch. III (v. réf. I). A partir de K^{-1}, on déduit T_{CN} par (A p. 28).

En fait, connaissant K^{-1}, on connaît immédiatement le signe de T_{CN} par comparaison de K^{-1} à la longueur $\xi_N = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}}$ qui est une grandeur connue pour un matériau donné. D'après (III.5), si $K^{-1} > \xi$, $T_{CN} > 0$ (< 0 dans le cas contraire) (De Gennes et Guyon 1963). Toutefois la mise en pratique est délicate. Il s'agit de déterminer ν_N par la "queue" de la divergence de K^{-1}. Ceci nécessite une détermination très précise de K parce que la forme de (III.5) est logarithmique.

De plus, et de façon générale, il faut voir que la théorie de ces effets n'a de sens que pour $V_N \geq 0$

B/ En fait, à partir des résultats précédents, une possibilité nouvelle de détermination de T_{CN} apparait. Supposons que l'on fasse sur un même échantillon du côté N, une mesure de profondeur de pénétration et une mesure d'effet tunnel. D'après les relations approchées (III.12.14) (Ap. 29), on déduit en éliminant Δ_N :

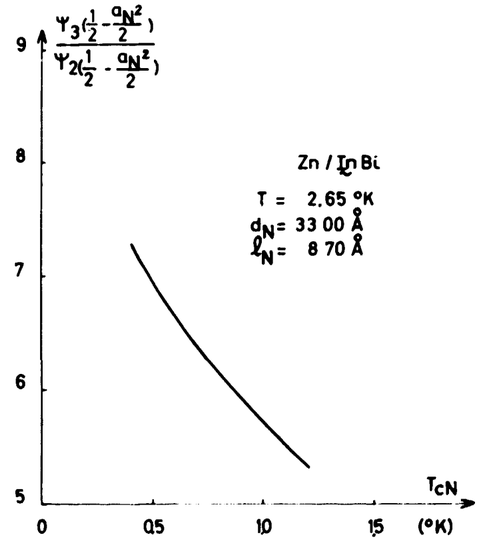


Figure 51 : Variation du rapport $\frac{\psi_2}{\psi_2}$ avec T_{CN}.

$$(1 - \mathcal{D}(0))\,\lambda^2 = \frac{\hbar c^2}{32\pi^2 k_B}\,\frac{1}{T\sigma_N}\,\frac{\psi_3\left(\frac{1}{2} - \frac{a_N^2}{2}\right)}{\psi_2\left(\frac{1}{2} - \frac{a_N^2}{2}\right)} \qquad \text{(Ap. 31)}$$

avec $a_N^2 = \frac{\hbar D K^2}{2\pi k_B T} = \xi_N^2 K^2$

a_N dépend de T_{cN} par la "fonction universelle" (Ap. 28). Le rapport ψ_3/ψ_2 est porté figure 51 : il varie de façon appréciable. Une erreur de 10 % sur $(1 - \mathcal{D}(0))$ et sur λ conduit à une erreur de ~ 20 % sur T_{cN}.

Cette méthode semble encourageante : elle ne fait intervenir que T et σ_N qui sont des paramètres faciles à déterminer avec précision. d_S, d_N, l_S, l_N..., ne sont pas nécessaires. Ils sont implicitement compris dans $(1 - \mathcal{D}(0))$.

Pour des raisons techniques nous n'avons pas pu la mettre au point. En effet :

1/ pour que la mesure soit précise il faut préparer les échantillons à l'azote liquide. Or il s'agit de cylindres tournants.

2/ avec la technique tunnel mise au point, une mesure du "côté N", entraîne N évaporé en premier. Pour une mesure de profondeur de pénétration c'est précisément le contraire ! ...

RÉFÉRENCES

A) Réf. I - De GENNES P.G. - Rev. Mod. Phys. *36*, 225 (1964).

Réf. II - GUYON E., MARTINET A., MAURO S., MEUNIER F. - Phys. Mat. Cond. *5*, 123 (1966).

Réf. III - FULDE P., MAKI K. - Phys. Rev. Letters *15*, 675 (1965).

Réf. IV - Groupe d'Orsay, Proceedings Sussex Univ. Symposium, Août 1965. Edité par D. BREWER, *Quantum Fluids*, North-Holland, p. 26 (1966).

B) ABRIKOSOV A.A. & GOR'KOV L. P., - TP *39*, 1781 (1960). Traduction Soviet Phys. JETP *12*, 1243 (1961).

ADKINS C.J. - J. Sci. Instrum. *38*, 305 (1961).

ADKINS C.J., KINGTON B.W. - Phil. Mag. *13*, 971 (1966).

BARDEEN J., COOPER L.N., SCHRIEFFER J.R. - Phys. Rev. *108* 1175 (1957).

BARDEEN J., SCHRIEFFER J.R. - Progr. Low Temp. Phys. Vol III, p. 170 (1961) (North-Holland).

BARNES L.J., DILLINGER J.R. - Phys. Rev. Letters *10*, (1963).

BASSEWITZ A.v., MINNIGERODE G. v. - Z. Phys. *181*, 368 (1964).

BERMON S. - The BCS differential conductance for a Metal-Insulator-Superconductor tunneling junction.
Technical Report, Dept. of Phys., Univ. of Illinois, Urbana (1964).

BURGER J.P. - (1965-I), J. Phys. *26*, 263 (1965).

BURGER J.P., DEUTSCHER G., GUYON E., MARTINET A. - (1965-II), Phys. Letters *17*, 180 (1965).

BURGER J.P., DEUTSCHER G., GUYON E., MARTINET A. - (1966-I), Proceedings Intern. Symposium Clausthal. Göttingen, Sept. 1965, p. 546. Edité par Vandenhoeck & Ruprecht Göttingen (1966).

BURGER J.P., DEUTSCHER G., HURAULT J.P., MARTINET A. - (1966-II), Proceedings of LT 10 - Moscou 1966, à paraître.

BURGER J.P., DEUTSCHER G., HURAULT J.P., MARTINET A., - (1966-III), Proceedings of LT 10 - Moscou 1966, à paraître.

CAROLI C., DE GENNES P.G. MATRICON J. - (1962), J. de Phy. *23*, (1962).

CAROLI C., CYROT M., DE GENNES P.G. - Sol. State Commun. *4*, 17 (1966).

CASWELL H.L. - Phys. Letters *10*, 44 (1964).

CHALLIS L.J., CHEEKE J.D.N. - Phys. Letters *5*, n° 5, 305-7 (1963).

CLAESON T., GYGAX S. - Solid State Commun. *4*, 385 (1966).

COHEN M.H., FALICOV L.M., PHILLIPS J.C. - Phys. Rev. Letters *8*, 316 (1962).

DEUTSCHER G. - Thèse Orsay (1966).

DEUTSCHER G., DE GENNES P.G. - A paraître dans "Superconductivity", R. PARKS ed. (Marcel Dekker, N.Y.).

FRERICHS G., KLEIN R., Mc EVOY J.P. - Phys. Letters *142* 193, (1965).

FISCHER G., KLEIN R., Mc EVOY J.P. - Phys. Letters *19*, 193, (1965).

FULDE P., MAKI K., - Phys. Rev. Letters *15*, 675, 1965 (désignée par "réf. III" dans le texte).

FULDE P., MAKI K. - Phys. Cond. Mat. - *5*, 380 (1966).

GAUDEFFROY-DEMONBYNES A., GUYON E., MARTINET A., SANCHEZ J. - J. Phys. *1*, 18 (1965).

DE GENNES P.G., GUYON E. - (1963-I), Phys. Letters *3*, 168 (1963).

DE GENNES P.G., SAINT-JAMES D. - (1963-II), Phys. Letters *4*, 151 (1963).

DE GENNES P.G. - (1964-I) Rev. Mod. Phys. *36*, 225, 1964 (désignée par "réf I" dans le texte).

DE GENNES P.G. - (1964-II), Phys. Cond. Mat. *3*, 79 (1964).

DE GENNES P.G., HURAULT J.P. - Phys. Letters *17*, 181 (1965).

DE GENNES P.G., MATRICON J., - Solid State Commun. *3*, 151 (1965).

DE GENNES P.G., MAURO S. - Solid State Commun. *3*, 381 (1965).

DE GENNES P.G. - (1966-I), Superconductivity of metals and alloys. New-York. Benjamin (1966).

DE GENNES P.G. - (1966-II), communication privée.

GIAEVER I., MEGERLE K. - Phys. Rev. *122*, 1101 (1961).

GINSBURG V.L., LANDAU L.D. - JETP *20*, 1064 (1950).

GOLDSTEIN Y., COHEN R.W., CODY G.D. - RCA Rev. *XXV*, 433 (1964).

Groupe d'Orsay (1966-I), Proceedings Sussex Univ. Symp. 16-20 August 1965. Edité par North-Holland p. 26 (1966) - (désigné par réf "IV" dans le texte).

Groupe d'Orsay (1966-II) à paraitre Phys. Cond. Mat.

Groupe d'Orsay (1966-III), Phys. Cond. Mat. *5*, 141 (1966).

GUYON E., MARTINET A., MATRICON J., PINCUS P. - Phys. Rev. *138*A, 746 (1965).

GUYON E. - Thèse Orsay (1965) (publiée dans Adv. Phys. *15*, 417 (1966).

GUYON E., MARTINET A., MAURO S., MEUNIER F. (1966-I) - Phys. Cond. Mat. *5*, 123 (1966) (désignée par "réf. II" dans le texte).

GUYON E., MEUNIER F., THOMPSON R.S. - (1966-II), Phys. Rev., à paraître.

HARRISON W.A. - (1961), Phys. Rev. *123*, 85 (1961).

HAUSER J.J., THEUERER H.C., WERTHAMER N.R. - Phys. Rev. *136A*, 637 (1964).

HAUSER J.J. - Physics *2*, 247 (1966).

HURAULT J.P. - (1966) à paraître

LANDAU L.D., I IFSHITZ E.M. - Course Theor. Phys. Vol. 5 (1958), Pergamon.

LYNTON E.A. - La Supraconductivité, Dunod (1964).

MAKI K. - Physics *1*, 21 (1964).

MARCUS S.M. - Phys. Letters *20*, 467, (1966).

MARTINET A. - Système D Août 1966.

MAURO S. - (1966-I), Thèse 3ème cycle - Orsay (1966).

MAURO S. - (1966-II), communication privée.

MAYER H. - In "Structure and properties of thin films" p. 225 New-York, Wiley & Sons (1959).

MEISSNER H., FANELLI R.V. - Phys. Rev. *145*, 227 (1966).

MILES J.L., SMITH P.H. - J. Electrochem. Soc. *110*, 1240 (1963).

MINNIGERODE G. v. - Z. Phys. *154*, 442 (1959).

MINNIGERODE G. v. - (1966-I), Proceedings Intern. Symp. Clausthal. Göttingen Sept. 1965, p. 521, édité par Vandenhoeck & Ruprecht. Göttingen (1966).

MINNIGERODE G. v. - (1966-II), Z. Phys. *192*, 379 (1966).

MOREL P., ANDERSON P.W. - Phys. Rev. *125*, 1263 (1962).

NEWHOUSE V.L. - Applied Superconductivity, Wiley & Sons (1964).

REIF W., WOOLF M.A. - Phys. Rev. Letters *9*, 315 (1962).

ROSE-INNES A.C., SERIN B., - Phys. Rev. Letters *7*, 278 (1961).

ROWELL J.M. - (1966), communication privée.

SAINT-JAMES D., DE GENNES P.G. - Phys. Letters *7*, 306 (1963).

SAINT-JAMES D. - J. Phys. *25*, 899 (1964).

SERIN B., CHANG G.K. - Phys. Rev. 145, 274 (1966).

SIMMONS W.A., DOUGLASS D.H. - jr., Phys. Rev. Letters *9*, 153 (1962).

TAYLOR B.N. - Thèse Univ. Pennsylvania (1963).

WERTHAMER N.R. - Phys. Rev. *132*, 2440 (1963).

WHEAVER G., BROWN L.C. - Phil. Mag. *7*, 1, (1962).

WHITE G.K. - Experimental Techniques in Low Temperatures Physics. Clarendon Oxford (1959)

FIN