

THESE

présentée par

Frédéric AYELA

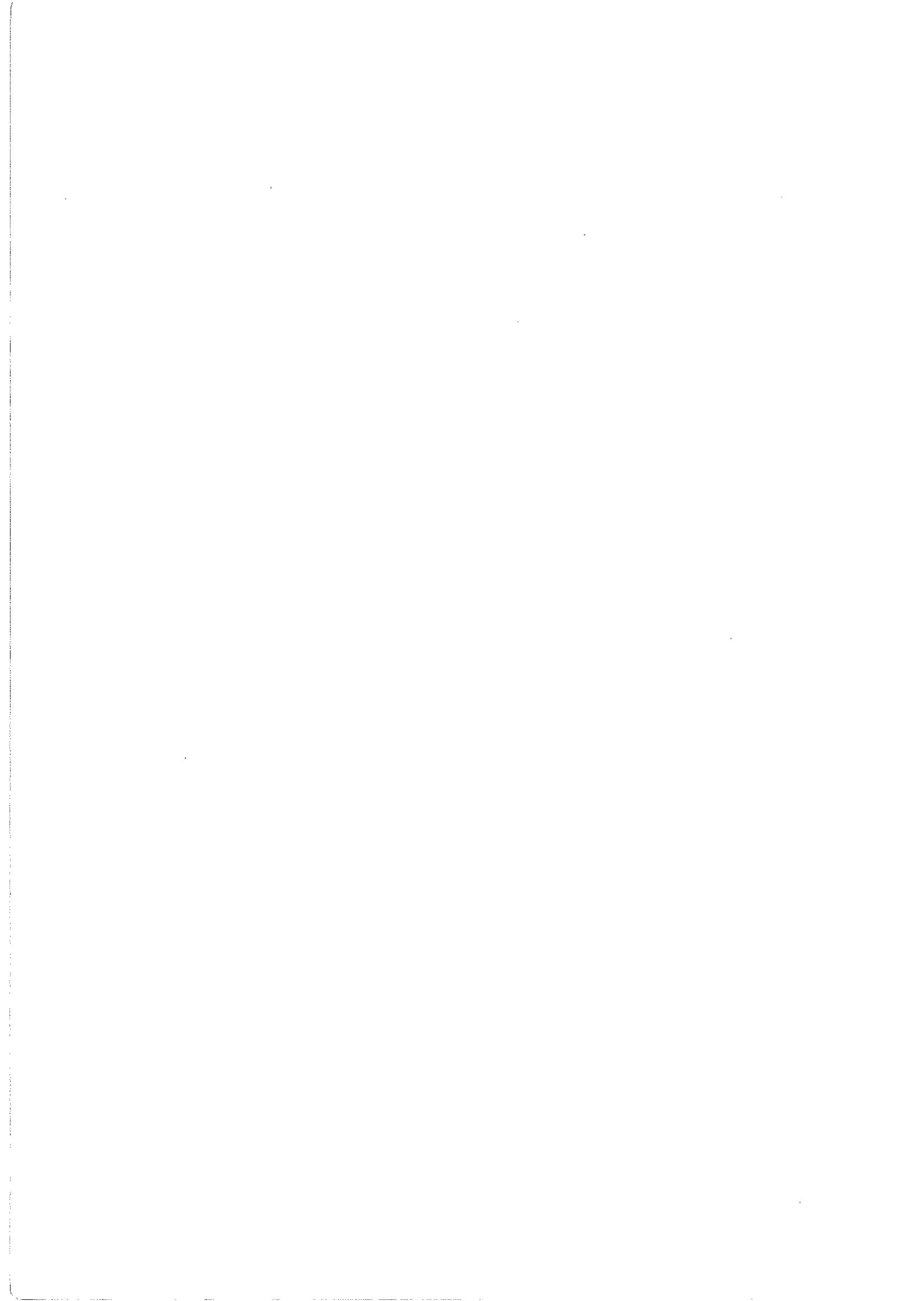
POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
SPÉCIALITÉ PHYSIQUE

REALISATION D'UN DETECTEUR ABSOLU DE TRES FAIBLES CHAMPS MAGNETIQUES

DATE DE SOUTENANCE : le 1^{er} Mars 1993

COMPOSITION DU JURY : **D. ESTEVE** (Président)
J.L. BRET
J. CHAUSSY
G. CHOUTEAU
P. CLAUZON
D. HAUDEN
J. MONFRET

THESE PREPAREE AU SEIN DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE -



REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures. Je suis reconnaissant à Monsieur P. MONCEAU, son directeur, de m' y avoir accueilli.

Je remercie Monsieur le Professeur D. ESTEVE de l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de cette thèse.

Messieurs les Professeurs D. HAUDEN , G. CHOUTEAU , Monsieur P. CLAUZON , Conseiller à la Direction Technique de la Société Framatome , et Mme J. MONFRET , Chargée de Mission au Ministère de la Recherche et de l'Espace , se sont intéressés à ce travail et ont bien voulu participer à ce jury. Je les en remercie vivement.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à J. CHAUSSY qui a dirigé ce travail. Au cours de ces trois années, j'ai apprécié son dynamisme et son état d'esprit qui permettent de concrétiser les idées les plus audacieuses. Son approche optimiste des problèmes et la confiance qu'il m'a témoignée ont été un soutien précieux.

Je suis conscient que de nombreuses difficultés ont pu être surmontées grâce à J.L. BRET. Sa contribution à la réalisation du projet a été prépondérante, et sa participation à ce jury me touche vivement.

P. BROSSE-MARON a contribué à l'élaboration du montage mécanique du prototype. Ses compétences ont permis l'optimisation de cet ensemble. De plus, lorsque des problèmes d'étanchéité ont compromis la poursuite de cette étude, j'ai apprécié le dévouement avec lequel il m'a permis de les résoudre.

J'ai eu l'occasion de bénéficier de l'habileté manuelle de B. PICOT et d'apprécier sa disponibilité permanente pour la réalisation des travaux les plus minutieux.

Ces derniers mois, l'aide théorique de B. PANNETIER et la collaboration de J. GENESTE et T. CROZES ont permis l'amélioration du détecteur. Les derniers résultats expérimentaux que nous avons obtenus leurs sont en partie redevables.

A. SULPICE a permis la caractérisation rapide de l'aimantation de plusieurs échantillons. Je suis conscient des contraintes que je lui ai imposées et tiens à le remercier de son aide. T. FOURNIER a effectué les photographies (toujours spectaculaires) des motifs au M.E.B..

Mes remerciements vont aussi à P. POIRIER qui a assuré avec beaucoup de gentillesse la frappe de ce manuscrit, et à Messieurs B. PICHAND et M. JAUDON du service de reprographie qui ont imprimé les exemplaires avec beaucoup de rapidité.

Je remercie enfin l'ensemble du personnel du laboratoire pour l'accueil amical et l'aide efficace qui m'ont été apportés en toutes occasions.

Ce travail a bénéficié du soutien financier de la Société FRAMATOME

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DU MAGNETOMETRE.....	5
I-1 Rappels sur la magnétométrie.....	7
I-2 Bases de fonctionnement du magnétomètre.....	10
I-2-a : Modulation de la température d'un disque mince supra- conducteur.....	10
I-2-b : Modulation de la température d'un anneau supra- conducteur.....	15
I-2-c : Caractère absolu de la mesure.....	19
I-3 Etat de l'art sur l'utilisation d'un rayonnement optique appliqué à l'étude des éléments supraconducteurs.....	22
CHAPITRE 2 : THEORIE DE FONCTIONNEMENT.....	25
II-1 Echanges thermiques.....	28
II-1-a : Echanges thermiques au niveau du disque.....	28
II-1-b : Echanges thermiques au niveau des dépôts supra- conducteurs.....	31
II-2 Signal induit par la transition périodique autour de sa température critique d'une portion d'un anneau supraconducteur couplé à un circuit LC.....	40
II-2-a : Hypothèses.....	40
II-2-b : Représentation électrique.....	40
II-2-c : Régime transitoire.....	42
II-2-d : Régime permanent.....	45
II-3 Signal induit par la modulation périodique au-dessous de sa valeur critique de la température d'une portion d'un anneau supraconducteur couplé à un circuit LC.....	50
II-3-a : Inductance cinétique.....	50
II-3-b : Expression du courant induit.....	52
II-3-c : Couplage avec le circuit résonant.....	55

II-4 Rapport signal sur bruit.....	58
II-4-a : Bruit magnétique.....	58
II-4-b : Bruit électronique.....	59
II-4-c : Optimisation du rapport signal sur bruit.....	60
CHAPITRE 3 : ELECTRONIQUE DE DETECTION.....	65
III-1 Conception d'un circuit LC supraconducteur à très grand facteur de qualité.....	67
III-1-a : Représentation électrique.....	67
III-1-b : Montage expérimental.....	69
III-2 Mesures de bruit de transistors à effet de champ.....	72
III-2-a : Sources de bruit.....	72
III-2-b : Mesures expérimentales des caractéristiques de bruit....	74
III-3 Test de la sensibilité électronique.....	80
III-4 Système de contre réaction magnétique.....	82
CHAPITRE 4 : MONTAGE MECANIQUE DU PROTOTYPE... 83	
IV-1 Choix des matériaux et usinage du motif supraconducteur.....	85
IV-1-a : Substrat.....	85
IV-1-b : Dépôts supraconducteurs.....	86
IV-1-c : Usinage du motif.....	90
IV-2 Canne expérimentale.....	96
IV-2-a : Réalisation.....	96
IV-2-b : Problèmes d'étanchéité.....	98
IV-2-c : Propriétés magnétiques des constituants à proximité du détecteur.....	99
CHAPITRE 5 : FREQUENCE DE MODULATION THERMIQUE.....	103
V-1 Caractéristiques des diodes laser.....	105
V-2 Limitations dans l'interprétation des mesures.....	107
V-3 Echauffement continu et modulation alternative.....	109
V-3-a : Echauffement continu.....	109
V-3-b : Modulation alternative.....	109
V-4 Temps de réponse thermique.....	114

CHAPITRE 6 : PREMIERS ESSAIS BASSE FREQUENCE.....	117
VI-1 Paramètres expérimentaux.....	119
VI-1-a : Inductances et couplage magnétique.....	119
VI-1-b : Mesures du facteur de qualité du circuit LC et de l'énergie de bruit à l'entrée du transistor.....	121
VI-2 Evolution de la fréquence de résonance et du facteur de qualité du circuit en fonction de la température du dépôt.....	123
VI-2-a : Fréquence de résonance.....	123
VI-2-b : Facteur de qualité.....	123
VI-3 Modulation thermique sur l'anneau.....	126
VI-3-a : Modulation thermique au-dessous de T_c	126
VI-3-b : Modulation thermique de part et d'autre de T_c	129
VI-3-c : Modulation thermique au-dessus de T_c	130
VI-3-d : Discussion.....	132
VI-4 Modulation conjointe d'un disque plein supraconducteur et de l'anneau concentrique.....	135
VI-5 Essais sur le deuxième détecteur.....	137
VI-5-a : Caractéristiques du détecteur.....	137
VI-5-b : Modulation sur le serpentín au-dessous de T_c	139
VI-5-c : Modulation sur le disque plein.....	141
VI-6 Mesures sur un troisième détecteur et commentaires.....	145
VI-6-a : Résultats.....	145
VI-6-b : Commentaires.....	146
 CONCLUSION.....	 149
 REFERENCES.....	 153

INTRODUCTION

L'application des propriétés des matériaux supraconducteurs a permis depuis une vingtaine d'années le développement de dispositifs cryogéniques très sensibles. En magnétométrie, les SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) permettent la détection de variations de champ magnétique avec une sensibilité de $10^{-14} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$. Leur fonctionnement repose sur les propriétés des jonctions Josephson et sur la quantification du flux. Mais ce dernier aspect rend ces dispositifs inefficaces pour la détermination de la valeur absolue d'un champ magnétique.

Le principe retenu pour la réalisation du magnétomètre absolu que nous avons élaboré implique la transformation d'un signal continu (le champ magnétique) en une tension alternative. Un procédé simple utilise l'effet Meissner : en faisant transiter périodiquement autour de sa valeur critique la température d'un corps supraconducteur soumis à une induction magnétique, on crée une variation de flux alternative et la force électromotrice détectée est directement proportionnelle au champ. La sensibilité de ce type de détecteurs est limitée par la fréquence de modulation thermique maximale que l'on peut imposer à l'échantillon supraconducteur.

Notre travail, initialement orienté vers la modulation à haute fréquence de la température d'une couche mince supraconductrice, s'est concrétisé par la réalisation d'un dispositif capable actuellement de détecter une valeur absolue de $5 \cdot 10^{-10} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$ ainsi que des variations de $2 \cdot 10^{-12} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$. Son fonctionnement repose sur des échanges thermiques à haute fréquence obtenus par un rayonnement issu d'une diode laser. Le signal provient du couplage à un circuit électronique de détection cryogénique de très faible niveau de bruit. La réalisation de ce détecteur s'affranchit de l'utilisation de jonctions Josephson.

Le premier chapitre, après avoir présenté les principaux capteurs de champ absolu connus dans la littérature, décrit les différentes configurations qui permettent d'envisager la mesure de très faibles inductions magnétiques à partir d'une modulation thermique à haute fréquence.

Les comportements thermiques et électroniques de ces types de détecteurs sont étudiés dans le deuxième chapitre. Les résultats de cette étude fournissent différentes conditions d'optimisation et permettent l'évaluation théorique du rapport signal sur bruit pour chacune des configurations envisagées.

Le troisième chapitre est consacré à ce que nous appelons "l'électronique froide de détection", constituée essentiellement d'un transistor à effet de champ fonctionnant dans l'hélium liquide, et d'un circuit résonant à très grand facteur qualité. Nous nous sommes attachés, dans cette partie, à mesurer les caractéristiques de bruit électronique et leur évolution en fonction de la fréquence.

L'élaboration de chaque type de détecteur supraconducteur et le montage mécanique du prototype font l'objet du quatrième chapitre.

Avant d'effectuer les premières mesures magnétiques, il nous a paru intéressant de mesurer la fréquence de commutation maximale à laquelle on pouvait faire transiter un dépôt supraconducteur. Cette expérience, effectuée sur un seul type de dépôt, est décrite dans le cinquième chapitre.

Le dernier chapitre présente les mesures de champ magnétique. Dans la présentation des résultats, nous avons suivi le déroulement chronologique des essais. Chaque étape nous a amené à abandonner certaines configurations pour arriver finalement à la réalisation la plus intéressante.

CHAPITRE 1

DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DU MAGNETOMETRE

I-1-Rappels sur la magnétométrie

Les premiers dispositifs supraconducteurs sensibles à de très faibles champs magnétiques ont été élaborés pour l'étude de la quantification du flux.

En 1964, Kwiram et Deaver [1] ont observé le temps d'établissement d'un quantum de flux en réalisant l'expérience suivante. Un dépôt d'étain de plusieurs centaines d'angstroems d'épaisseur est déposé par évaporation sur un élément chauffant cylindrique de 1 cm de long et 50 μm de diamètre. L'envoi d'un courant alternatif dans l'élément chauffant modulant la température du dépôt de part et d'autre de sa valeur critique expulse périodiquement tout champ magnétique axial. La variation de flux ainsi créée est détectée par une bobine d'induction enroulée sur le dépôt. La courbe représentant l'amplitude de la tension mesurée en fonction du champ appliqué montre la périodicité en quanta de flux. Dans ce dispositif, la fréquence maximum de modulation est de 55 kHz.

L'application de cette technique à la mesure de faibles champs magnétiques a été ensuite réalisée par Deaver et Goree [2]. La modulation de la température d'un élément supraconducteur massif fait intervenir l'effet Meissner et permet une mesure absolue du champ magnétique. L'utilisation d'un cylindre creux ne donne accès qu'aux variations de flux, en conséquence de la quantification du flux; la mesure absolue du champ n'est possible que si ce dernier produit un flux inférieur à $\Phi_0/2$ où Φ_0 est le quantum de flux égal à $2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb. A des fréquences de travail de 30 à 40 kHz, Deaver et Goree ont pu mesurer des champs magnétiques de 10^{-9} T.

A la fin des années soixante apparurent de nouveaux dispositifs bénéficiant du développement des jonctions à micropont. Ils mettaient à profit l'affaiblissement local de la supraconductivité produit par de très faibles champs magnétiques au niveau de la jonction. Goodkind et Stolfa [3] ont ainsi observé une variation de champ de 10^{-12} T. Basés sur la quantification du fluxoid et sur la physique des jonctions Josephson, ces SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) ont atteint par la suite des niveaux de sensibilité inégalés dans des domaines d'application

très variés [4-9]. Les Squid DC sont constitués d'un anneau interrompu par deux jonctions tandis que les Squid RF ne comprennent qu'une jonction. (Il est à noter que la dénomination de Squid RF est incorrecte puisqu'à l'inverse du Squid DC, aucun phénomène d'interférence n'intervient dans son fonctionnement). Les sensibilités des Squid sont exprimées en unités de quanta de flux. Mais il est plus rigoureux de les exprimer en unités de champ magnétique car la notion de flux implique les dimensions géométriques du capteur; on arrive ainsi actuellement à une limitation de $10^{-15} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$, due au bruit thermique de l'anneau de détection.

Pour situer ces faibles amplitudes de champs, on a reproduit à partir des références [10], [11] et [12] un tableau illustrant l'intensité de très faibles champs magnétiques produits par différents phénomènes. On constate que l'écrantage du champ magnétique terrestre et de ses fluctuations est indispensable pour leur mesure.

source	intensité (T)
champ terrestre	$5 \cdot 10^{-5}$
bruit urbain	10^{-6}
traceurs magnétiques	10^{-9}
activité cardiaque	10^{-11}
activité cérébrale	10^{-12}

L'inconvénient principal des Squid, outre la réalisation des jonctions, est que ces dispositifs ne sont capables de mesurer que les variations de flux magnétique auquel ils sont exposés, et ne peuvent déterminer sa valeur absolue.

La connaissance de l'intensité d'un très faible champ magnétique est cruciale, d'une part dans les domaines où il est nécessaire de ramener le champ résiduel à un niveau le plus faible (étude des supraconducteurs à très basse température critique), d'autre part dans la situation où un très faible champ est inhérent à la quantité physique à mesurer (biomagnétisme, gyroscopie).

Depuis la réalisation du type de magnétomètre cité en référence [2], les travaux poursuivis pour améliorer la mesure absolue de faibles inductions magnétiques ont en point commun l'utilisation d'un Squid comme détecteur ultime de signal.

En 1980, Kosuge et al. [13] présentent un dispositif reposant sur l'effet Meissner. La transition vers l'état normal d'un élément supraconducteur soumis à un champ crée une variation de flux détectée par une bobine. La valeur du courant induit dans cette bobine, proportionnelle au champ, est mesurée par un Squid qui fonctionne en ampèremètre. La sensibilité de ce dispositif n'excède pas 10^{-9} T, une valeur équivalente à celle précédemment atteinte par Deaver [2].

Un gain notable en sensibilité a été obtenu par Gallop [14]. Le principe du dispositif consiste à mesurer la fréquence de précession d'une assemblée de spins d'hélium 3 soumis au champ magnétique à détecter. Un Squid est alors sensible à la composante tournante du flux provenant de la précession des spins nucléaires. L'auteur annonce une sensibilité de $3 \cdot 10^{-11}$ T.

Dernièrement, Geng et al. ont fait part d'une technique leur ayant permis de détecter environ quelques 10^{-9} T [15]. Le capteur de champ est constitué d'un alignement de bandes étroites de niobium de 2000 \AA d'épaisseur, de largeur variant de 0,4 à 1,6 mm, espacées de 10 \mu m . En présence d'un champ magnétique perpendiculaire à ce motif, l'effet Meissner et le facteur démagnétisant relatif à cette disposition font que les lignes de champ se concentrent entre les lignes supraconductrices. L'anneau de détection d'un Squid placé à une distance verticale suffisamment proche des lignes du réseau est alors situé dans un trou de champ. En déplaçant le réseau par rapport à la bobine de détection du Squid, on fait progressivement varier le flux appliqué d'une valeur nulle à sa valeur totale proportionnelle au champ. La principale source de perturbation limitant le fonctionnement de ce dispositif provient des vortex piégés dans les lignes du motif lors du refroidissement du motif à une température inférieure à sa température critique.

I-2-Bases de fonctionnement du magnétomètre

Nous avons réalisé un détecteur de très faibles champs magnétiques dont le fonctionnement s'affranchit de la physique et de la technologie des jonctions Josephson. A ce jour, ce capteur cryogénique offre une sensibilité en mesure absolue de $5 \cdot 10^{-10} \text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$, et permet de détecter des variations d'induction de $10^{-12} \text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$. Avant de présenter le montage réalisé, nous allons récapituler les processus physiques utilisés qui permettent de détecter l'intensité de très faibles champs magnétiques dans un environnement cryogénique.

I-2-a. Modulation de la température d'un disque mince supraconducteur

Les résultats rappelés dans le paragraphe précédent indiquent que le niveau minimum de champ que l'on peut détecter de façon absolue est proche de 10^{-9}T , limite atteinte dans un dispositif apparu avant l'avènement des Squid (à l'exception du prototype de la référence [14]).

En étudiant le principe appliqué (modulation de la température d'un élément supraconducteur de part et d'autre de sa valeur critique), on constate que les principaux obstacles qui limitent sa sensibilité sont :

- la fréquence de modulation thermique de l'échantillon supraconducteur.
- le couplage parasite entre le circuit de commande (élément chauffant) et le circuit de mesure.
- les performances du montage électronique de détection.

La limitation de la fréquence de modulation est cruciale, car le signal est proportionnel à la fréquence des variations alternatives de flux. On verra au chapitre suivant que l'amplitude de l'oscillation de température d'un échantillon subissant une puissance de chauffage alternative est inversement proportionnelle à la fois à la chaleur spécifique de l'élément et à la fréquence d'excitation thermique. Cette amplitude d'oscillation thermique doit être supérieure à la largeur de transition supraconductrice de l'échantillon.

On comprend que le défi principal à relever pour l'amélioration de ce type de magnétomètre consiste à maîtriser les échanges thermiques à haute fréquence entre un élément supraconducteur et son bain thermique. Pour conjuguer une amplitude de modulation thermique supérieure à plusieurs dizaines de mK et une fréquence de modulation élevée, il faut que la chaleur spécifique totale de l'élément supraconducteur impliqué (c'est-à-dire sa masse), soit la plus faible possible.

Une possibilité consiste à faire transiter une couche mince supraconductrice déposée sur une membrane de chaleur spécifique négligeable et soumise à une induction magnétique perpendiculaire à ses faces (figure I-1).

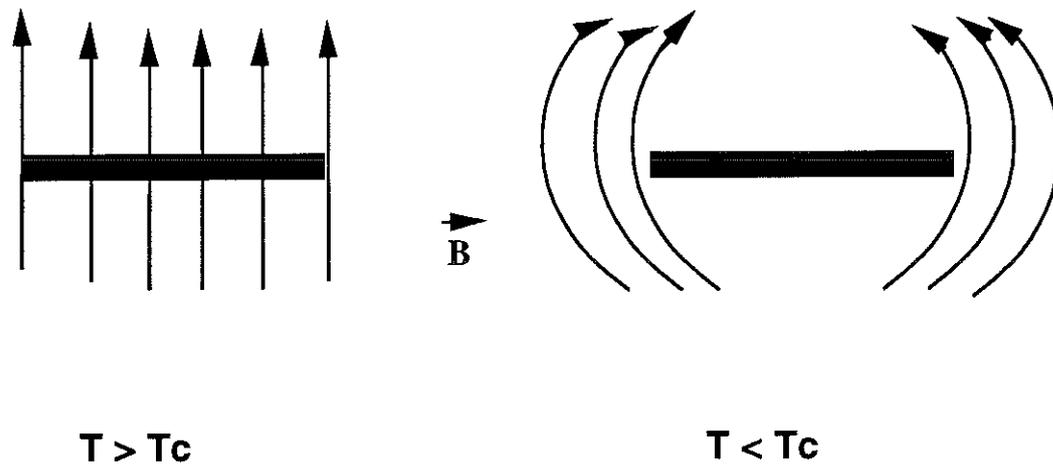


Figure I-1

Dans cette configuration où l'effet démagnétisant est maximum [16], on a un effet Meissner renforcé. Si on assimile un disque de rayon a et d'épaisseur e à un ellipsoïde ($e \ll a$), le facteur démagnétisant D vaut :

$$D = 1 - \frac{\pi e}{4a} \quad (\text{I-1})$$

et le champ interne à la couche H_i est relié au champ appliqué H_a par :

$$H_i = H_a - DM \quad (\text{I-2})$$

où M représente l'aimantation.

Dans la phase supraconductrice, $B = \mu_0(H_i + M) = 0$.

L'aimantation vaut alors :

$$M = -\frac{4a}{\pi e} H_a$$

L'aimantation totale de la couche :

$$M\pi a^2 e \approx -H_a a^3 \quad (\text{I-3})$$

Tout se passe comme si on avait fait transiter une sphère de diamètre équivalent à celui de la couche mince. Le rapport des masses est de $\approx a/e \gg 1$. Ce gain peut être mis à profit pour augmenter la fréquence de travail.

Cette configuration abaisse la valeur du champ critique à partir de laquelle on entre dans l'état intermédiaire à $H \approx H_c \frac{e}{a} \ll H_c$. Cette limitation n'est pas majeure pour notre mesure de faibles champs. Par contre, il faut s'assurer que le refroidissement de la couche mince dans la transition de l'état normal vers l'état supraconducteur s'effectue du centre vers la périphérie, afin de ne pas piéger d'éventuels vortex et de ne pas générer une zone normale au centre.

Au cours de la transition inverse (le disque passe de l'état supraconducteur dans l'état normal), il est nécessaire que le temps de dissipation des courants supraconducteurs d'écrantage soit inférieur à la demi période des transitions. Nous avons évalué ce temps caractéristique τ à l'aide de considérations énergétiques, en identifiant la puissance électrique dissipée dans la couche mince à la variation d'énergie magnétique due à la pénétration du flux.

Avec les notations précédentes, on peut écrire que dans l'état supraconducteur, l'induction magnétique interne H_i du disque vaut

$$H_i = \frac{H_a}{1-D} \quad (\text{I-4})$$

Après un temps τ consécutif à la transition vers l'état normal, le flux magnétique pénètre et

$$B = \mu_0(1+\chi)H_i \approx \mu_0 H_i \quad (\text{I-5})$$

On définit τ de la manière suivante :

$$t < \tau : M = - \frac{H_a}{1-D}$$

$$t > \tau : M = 0$$

La variation d'enthalpie libre permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta G}{dt} &= \frac{\Delta G}{\tau} = \frac{1}{\tau} \int_0^{H_a} -\mu_0 M dH = \frac{\mu_0}{\tau} \frac{H_a}{1-D} \int_0^{H_a} dH \\ \frac{d\Delta G}{dt} &= \frac{\mu_0}{\tau} \frac{H_a^2}{1-D} \end{aligned} \quad (\text{I-6})$$

En ce qui concerne la puissance électrique dissipée par effet Joule dans la couche, on admet que τ vérifie :

$$-\Delta e = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{\mu_0 H_a \pi r^2}{\tau} \quad (0 < r < a)$$

où Δe est la f.e.m. induite sur un cercle de rayon compris entre r et $r+dr$. La résistance $dRes$ correspondant à cette portion de disque vaut :

$$dRes = \rho \frac{2\pi r}{e dr}$$

Et la puissance dissipée :

$$dP = (\Delta e)^2 / dRes = \left(\frac{\mu_0 \pi H_a}{\tau} \right)^2 \left(\frac{\sigma e}{2\pi} \right) r^3 dr$$

La puissance totale dissipée par unité de volume est alors

$$P = \frac{\sigma}{8} \left(\frac{\mu_0 a H_a}{\tau} \right)^2 \quad (\text{I-7})$$

L'expression de τ se déduit en égalant (I-6) à (I-7) :

$$\tau = \frac{\pi}{32} \mu_0 \sigma a e \quad (\text{I-8})$$

Nous avons vérifié expérimentalement la validité de (I-8) en disposant d'une alimentation et d'un interrupteur reliés à une bobine émettrice, à l'intérieur de laquelle se trouvent un échantillon métallique entouré d'une bobine réceptrice. Cette bobine de détection est reliée à un oscilloscope qui affiche des traces liées aux variations du flux émis après chaque ouverture ou fermeture de l'interrupteur. Les temps de décroissance mesurés avec des disques de cuivre et de laiton de différents rayons et épaisseurs sont en accord avec (I-8) (cf tableau ci-dessous).

a(mm)	5					10					
e(μm)	30	100	300	400	500	30	100	200	300	400	500
cuivre											
théo.	3,6	10,9				2	7,3	14,5	21,8		
exp.	2<τ<3	5<τ<6				2<τ<3	8<τ<10	10<τ	15<τ<		
								<12	18		
laiton											
théo.		2,6	3,4	4,3				5,1	6,8	8,5	
exp.		1,5<τ	2,5<τ	τ=4				4<τ<5	τ=5	5<τ<8	
		<2,5	<3								

En extrapolant aux dimensions de la couche supraconductrice et à sa résistivité dans l'état normal, on peut affirmer que τ ne limite pas la fréquence des transitions d'une couche mince supraconductrice de quelques millimètres de diamètre tant que cette fréquence reste inférieure au MHz.

Cela nous amène à étudier le mode de chauffage de la couche mince. L'utilisation d'un élément chauffant fonctionnant par effet Joule pose le problème du couplage entre le circuit de commande et le circuit de mesure et limite la sensibilité. Une alternative élégante permettant de s'affranchir de cette contrainte consiste à irradier le disque par un rayonnement optique. Il devient possible ainsi de contrôler indépendamment la puissance continue qui élève la température moyenne de la couche et la puissance alternative qui module cette température. Avec un élément chauffant fournissant la puissance par effet Joule, $R(I+i(\omega))^2$, on aurait un

terme de modulation à 2ω couplant la valeur de la puissance continue à la puissance alternative.

Ce principe de modulation thermique par un faisceau optique a été appliqué au laboratoire avec des diodes électroluminescentes pour réaliser un femtovoltmètre travaillant à quelques Hertz [17].

L'utilisation d'un rayonnement optique dans des expériences d'échanges thermiques à très basse température n'est pas nouvelle en soi. Elle permet de fournir une quantité de chaleur à un élément de dimensions réduites et dispense de l'utilisation d'un élément chauffant lié à l'échantillon [18]. Pour les expériences de calorimétrie à très basse température, [19] un faible niveau de puissance est généralement suffisant et on utilise une diode électroluminescente. Les méthodes d'impulsion optique sont aussi utilisées pour l'étude des bolomètres [20], [21]. L'influence de la non uniformité du chauffage sur les mesures de diffusivité thermique a été discutée par Fabbri et Scafé [22].

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser des diodes laser de puissance montées avec une fibre optique, afin d'avoir la certitude de pouvoir générer des cycles de transition à haute fréquence. Outre l'avantage du découplage électromagnétique, cette solution permet une irradiation quasi ponctuelle et un meilleur contrôle de la diffusion de la chaleur quand le rayonnement optique irradie une couche supraconductrice.

1-2-b. Modulation de la température d'un anneau supraconducteur.

Quand la température du dépôt supraconducteur est inférieure à sa température critique, celui-ci est parcouru par un courant supraconducteur d'écrantage qui circule à sa périphérie, sa partie centrale étant en quelque sorte "inactive". Cela nous amène à imaginer ce qui se passerait si au lieu de faire transiter totalement une couche mince, on effectuait la même expérience sur une partie d'un anneau supraconducteur soumis à un champ magnétique perpendiculaire.

Nous pouvons distinguer deux modes de fonctionnement : la modulation de la température fait transiter périodiquement une partie de

l'anneau, ou bien cette modulation s'effectue autour d'une valeur moyenne inférieure à la température critique T_c du dépôt, sans jamais excéder T_c .

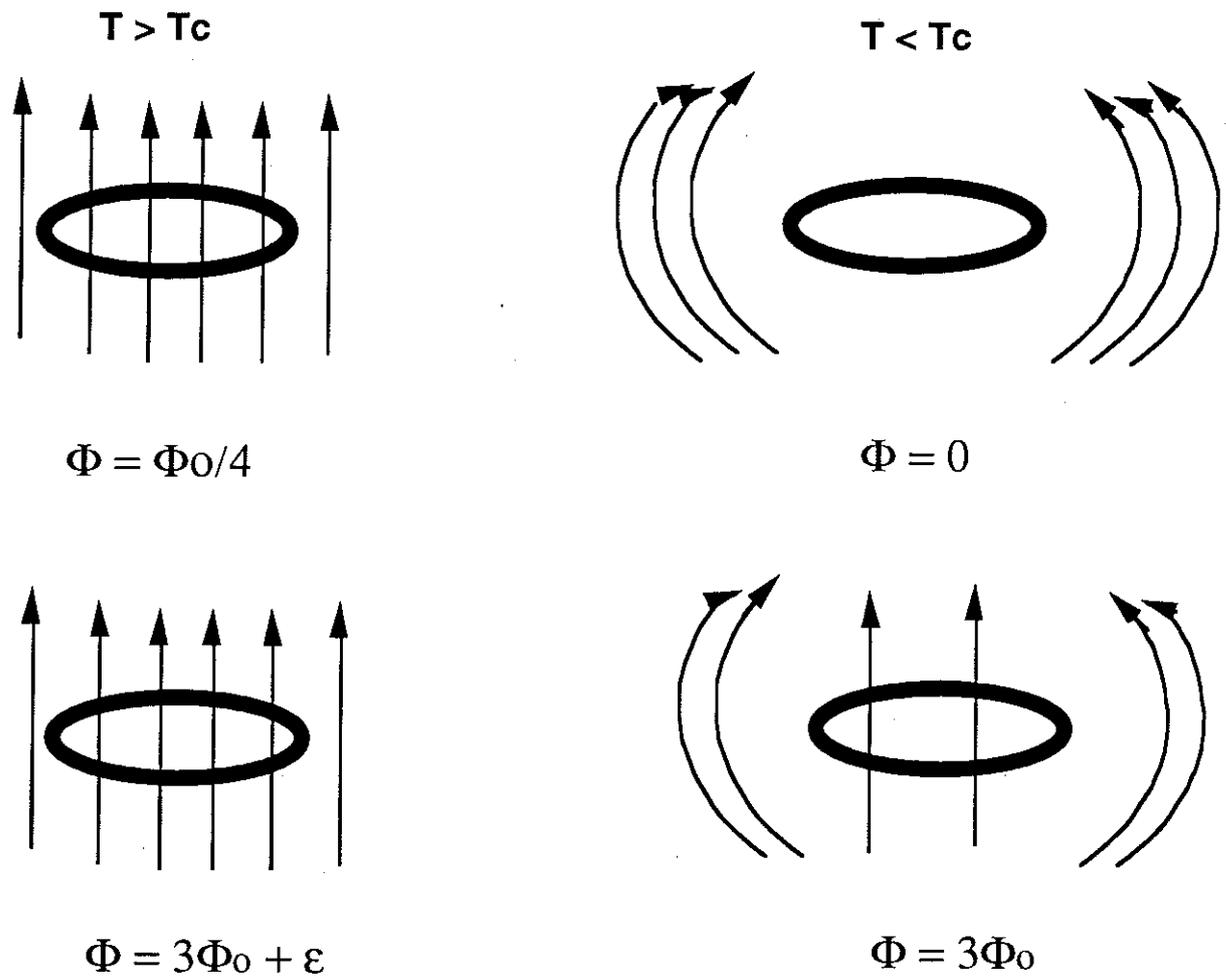


Figure I-2. Illustration de la quantification du flux pour deux situations :

$\Phi < \Phi_0/2$. L'expulsion du flux est totale

$\Phi > \Phi_0/2$. Le flux piégé est quantifié

Dans la première configuration, illustrée figure I-2, on retrouve l'analogie entre un élément supraconducteur massif et un cylindre creux. La quantification du flux rend impossible l'utilisation de l'anneau seul comme détecteur absolu de champ. Quand la fraction de son pourtour soumise au rayonnement optique est dans l'état normal, les lignes de champ pénètrent. Quand cette fraction transite dans l'état supraconducteur, le courant induit dans l'anneau prend une valeur telle que le flux piégé est égal à la valeur quantifiée la plus proche du flux appliqué. Pourtant, le choix d'un anneau dont une partie a une largeur équivalente au diamètre du faisceau optique est séduisant car il permet d'envisager des fréquences de travail largement supérieures à celles imaginables avec un disque plein, à cause de la très faible surface impliquée dans le processus thermique.

La mesure de la différence entre le champ appliqué et sa valeur quantifiée la plus proche s'effectue via celle du courant induit dans l'anneau redevenu supraconducteur. On peut imaginer que l'anneau de détection est monté en série avec l'inductance du circuit résonant, ou que l'anneau est couplé électromagnétiquement à l'inductance. Cette dernière hypothèse est concrètement la plus pratique, et c'est celle que nous étudierons.

Dans la deuxième configuration, on bénéficie également du gain en fréquence apporté par la faible surface irradiée. L'anneau supraconducteur d'inductance \mathcal{L} est parcouru par un courant continu i de valeur telle que $\mathcal{L}i$ égale la différence entre le nombre entier de quanta de flux le plus proche du flux appliqué et le flux appliqué. Quand la température de la zone irradiée s'approche de T_c , la longueur de pénétration de London $\lambda = \lambda_0(1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ diverge. Cette longueur caractéristique décrit l'amortissement dans un corps supraconducteur d'une induction magnétique externe. Quand λ devient équivalente à la largeur du dépôt supraconducteur, la quantification du fluxoid fait intervenir une nouvelle contribution à l'inductance de l'anneau : l'inductance cinétique, qui dépend de λ . Ainsi, la modulation alternative de la température de l'anneau se traduit par une variation périodique du courant d'écrantage induit et il se développe une f.e.m. dont la mesure fournit la valeur du courant i .

La dépendance marquée de l'inductance cinétique en fonction de la température près de T_c a été utilisée récemment pour le développement de radiomètres très sensibles [23-25].

Pour discerner les avantages relatifs de chacun des deux modes de fonctionnement possibles, il faut s'attarder sur le principe de la détection électronique envisagée.

Les variations de flux au niveau de l'anneau (ou la f.e.m. induite) sont détectées par une inductance L accordée en parallèle à un condensateur C de valeurs telles que la fréquence de résonance $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ (avec $\omega_0^2 = 1/LC$) soit égale à la fréquence de modulation thermique. L'amplification du signal recueilli aux bornes du circuit résonant se fait à froid à l'aide d'un transistor à effet de champ. L'utilisation d'une électronique fonctionnant en partie dans l'hélium liquide permet de gagner un à deux ordres de grandeur dans la sensibilité de la détection.

Dans les Squid RF, le circuit résonant LC superpose un flux radio fréquence au flux à détecter et la mesure fondamentale consiste à détecter les pertes énergétiques par l'intermédiaire de la valeur de l'impédance du dipôle. Dans notre dispositif, le circuit résonant LC emmagasine l'énergie magnétique extraite à l'anneau au cours de la modulation thermique, et fait donc partie intégrante de la détection. On a intérêt à priori à travailler avec un facteur de surtension le plus élevé possible. Le bobinage de l'inductance avec du fil supraconducteur sans enrobage de cupro-nickel ou de cuivre permet de concevoir de très grands facteurs de surtension et d'améliorer la sensibilité du détecteur. Mais en pratique la valeur du facteur de qualité Q est limitée par le temps de réponse du système $Q/\pi f$ qui ne doit pas être trop élevé. On verra par la suite que dans le fonctionnement où on effectue des transitions de part et d'autre de T_c , le couplage magnétique entre l'anneau et l'inductance du circuit résonant a pour conséquence de décaler périodiquement la fréquence de résonance du circuit et de limiter la valeur effective du facteur de qualité. Ce phénomène présente une certaine analogie avec les Squid, bien que reposant sur des principes physiques différents.

Il semble à priori souhaitable, d'un point de vue pratique, de développer une configuration où la fréquence de travail reste constante et où l'utilisation d'un circuit résonant à très grand facteur de qualité soit possible pour augmenter la sensibilité.

I-2-c. Caractère absolu de la mesure.

Les deux procédés décrits précédemment (transition et modulation périodiques) permettent des mesures relatives de variations de champ. Pour conserver au dispositif sa spécificité de détecteur absolu de champ et lui faire bénéficier du gain en sensibilité apporté par l'utilisation de l'anneau, il faut concevoir un système à deux niveaux comportant un disque plein et un anneau supraconducteurs.

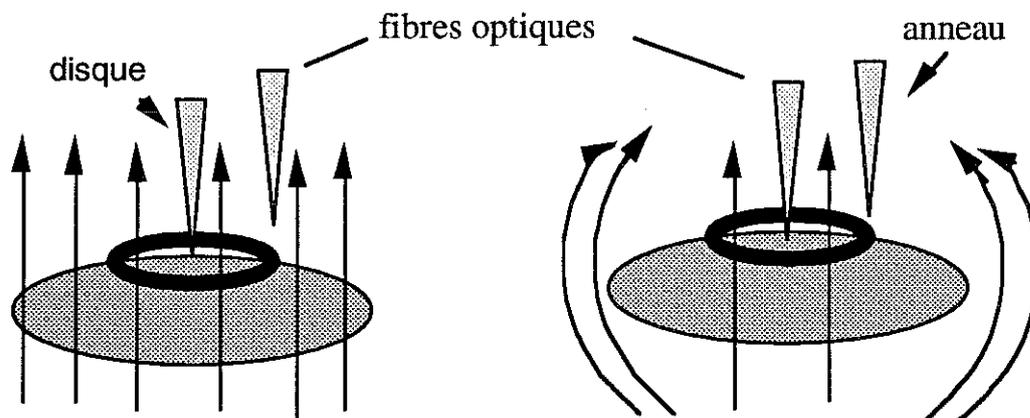


Figure I-3

Une première solution s'applique au mode de fonctionnement avec les transitions de l'anneau de part et d'autre de T_c (figure I-3). On considère un disque plein et un anneau concentriques juxtaposés verticalement, le diamètre de l'anneau étant inférieur à celui du disque de telle sorte que lorsque ce dernier est supraconducteur, l'anneau soit dans un trou de champ. Une première diode laser fait transiter une partie de l'anneau à une fréquence égale à la fréquence de résonance du circuit LC à très grand facteur de qualité couplé à celui-ci. Le disque dans l'état supraconducteur joue le rôle d'un obturateur et on ne doit alors détecter aucun signal. Une deuxième diode laser irradie le disque à basse fréquence. Si le flux appliqué est inférieur au demi quantum de flux, la mesure effectuée au niveau de l'anneau sera une mesure absolue du

champ. Sinon, un premier vortex va apparaître et sera détecté par l'anneau, et ainsi de suite (cf figure I-3). On arrive ainsi à compter les quanta de flux, lorsqu'ils traversent l'anneau (disque supra \rightarrow normal) ou lorsqu'ils sont expulsés (disque normal \rightarrow supra). Il est alors possible avec un système de contre réaction de ramener le flux appliqué à une valeur inférieure à $\Phi_0/2$, et à ne mesurer en laissant le disque dans l'état normal que les variations de l'induction magnétique dont on a déterminé la valeur absolue.

La fréquence de travail est donc celle des oscillations imposées à la température de la portion irradiée de l'anneau; la fréquence de modulation du disque n'intervient pas dans l'analyse du signal. Il n'est donc plus nécessaire de concrétiser cette partie du dispositif par un dépôt supraconducteur sur une couche mince. La fréquence de modulation de la température du disque plein n'étant que de quelques Hertz il est suffisant de réaliser cet élément avec du feuillard de matériau supraconducteur. Mais il faut s'attendre à ce que les différents états du disque plein altèrent la valeur du facteur de qualité et le couplage électromagnétique entre l'anneau et le circuit résonant.

Une deuxième solution, envisageable lorsque la température d'une partie de l'anneau est modulée en dessous de T_c , est représentée figure I-4.

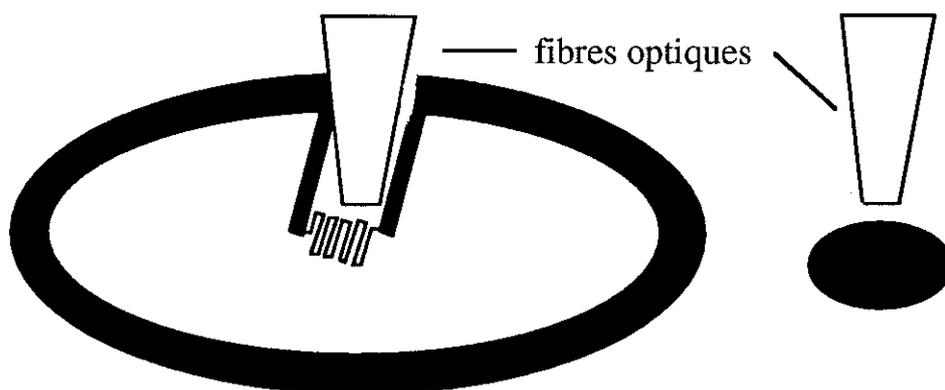


Figure I-4

A l'extérieur de l'anneau, est déposée une pastille pleine dont le diamètre est typiquement de quelques centaines de micromètres. Une partie de l'anneau et la pastille pleine vont être situées chacune en vis à vis de l'extrémité d'une fibre optique reliée à une diode laser. On effectue indépendamment deux modulations thermiques à la même fréquence. La modulation de part et d'autre de sa valeur critique de la température de la pastille pleine fournit une valeur absolue du champ appliqué perpendiculaire à cette surface. La modulation à une température légèrement inférieure à sa valeur critique de la fraction irradiée de l'anneau permet de détecter les faibles variations de ce champ.

Cette configuration suppose que la modulation thermique de la pastille supraconductrice s'effectue à haute fréquence, ce qui implique une surface irradiée équivalente à celle du faisceau optique.

La géométrie particulière de la zone de l'anneau soumise au rayonnement répond à l'exigence suivante : il faut s'assurer que l'impact du rayonnement laser est focalisé sur le motif supraconducteur (cet argument s'applique généralement pour toutes les solutions envisagées avec l'anneau). De plus, dans le type de fonctionnement où on effectue une modulation de l'inductance cinétique, on verra que la longueur du motif irradiée est un paramètre qui intervient dans la valeur du signal recueilli.

Dans ces dispositifs, la température de référence est celle de l'hélium liquide. Les diodes laser qui modulent la température de l'anneau et du disque doivent aussi fournir une puissance continue pour amener la température moyenne de ces éléments supraconducteurs à leur valeur critique. Pour éviter d'avoir à mettre en jeu des puissances trop grandes, il faut que ces constituants aient des températures critiques proches de 4,2K.

Le point crucial du fonctionnement du système réside dans la complexité des échanges thermiques qui s'effectuent à haute fréquence. Le problème est certes simplifié par un découplage thermique du disque et de l'anneau qui permet théoriquement dans chaque configuration d'assurer indépendamment chaque modulation de température. Néanmoins, la modélisation de ces échanges thermiques nécessite des hypothèses simplificatrices que seule l'expérience pourra confirmer.

I-3 Etat de l'art sur l'utilisation du rayonnement optique appliqué à l'étude des éléments supraconducteurs.

La destruction de la supraconductivité par irradiation laser a été mise en évidence par Testardi en 1971 [26]. Ses expériences concernaient des films de plomb obtenus par pulvérisation cathodique sur des substrats de saphir. Les transitions consécutives à des impulsions laser de quelques microsecondes observées sur des films d'épaisseur 1500 à 2000 Å traduisent un échauffement thermique. Pour des films d'épaisseur 250 à 300 Å, un état résistif est observé 3 degrés Kelvins en dessous de la valeur critique du film, conséquence d'une interaction photon-électron. La destruction des paires de Cooper par les photons élimine la supraconductivité sans échauffer le réseau.

Ces dernières années, Cabrera et son équipe ont développé de nombreuses expériences fondées sur l'utilisation d'un rayonnement laser appliqué à un circuit supraconducteur [27].

Le rayonnement optique est appliqué sur une portion d'une inductance L située à l'entrée d'un Squid. La partie irradiée est un dépôt de niobium de typiquement 400Å d'épaisseur et 2 μm de large effectué sur un substrat de saphir. Les auteurs ont délibérément choisi de privilégier la transition vers l'état normal par interaction électron-photon [26] afin d'obtenir un taux de répétition élevé dans les cycles de transition. Leur motivation est de s'affranchir du bruit basse fréquence d'un Squid en hachant le signal d'entrée à une fréquence supérieure à celle de coupure du bruit en $1/f$ [28].

Dans notre dispositif, pour les mesures de variations de champ, nous modulons la puissance continue d'une diode laser pour échauffer thermiquement une zone dont la largeur est de quelques μm et qui se situe sur l'anneau de détection dont l'inductance s'exprime en nanohenrys. A l'inverse, dans les expériences citées ici :

- les lasers employés fonctionnent en mode pulsé, jusqu'à des taux de répétition de 300 kHz (diode laser).

- la zone irradiée se comporte comme un micropont qui peut piéger des vortex [29].

- l'inductance totale de la bobine L sur laquelle est effectuée la modulation est élevée ($\approx 1\mu\text{H}$). On a donc $\Phi_0^2/2L < kT$ ce qui permet d'obtenir une distribution gaussienne d'états quantifiés de flux [30], [31].

Ces critères ne correspondent pas aux motivations qui sont les nôtres. Nous préférons envisager une modulation continue de la température par l'intermédiaire de la modulation du courant d'alimentation de la diode laser. Nous écartons donc l'alternative d'effectuer les transitions par cassure des paires de Cooper consécutive aux interactions électrons-photons. Cela permettra d'étudier parallèlement les transitions de part et d'autre de T_c et la modulation de la longueur de London sous T_c .

Les résultats qui seront présentés par la suite sont d'un point de vue thermique l'extension à haute fréquence du hacheur supraconducteur de la référence [17].

Par rapport aux dispositifs équivalents réalisés par le passé, les originalités et les améliorations de notre détecteur sont les suivantes :

- la mesure absolue du champ magnétique jusqu'à de très faibles niveaux,
- la mesure de variations de champ qui, après optimisation, devra être aussi sensible que celle fournie par un Squid.
- un fonctionnement basé sur des échanges thermiques effectués à une fréquence de modulation élevée
- l'utilisation de diodes laser comme éléments chauffants,
- un circuit électronique de détection très performant.

CHAPITRE 2

THEORIE DE FONCTIONNEMENT

Ce chapitre est consacré au fonctionnement théorique du détecteur. Nous commençons par étudier les différentes configurations d'échanges thermiques que nous pouvons réaliser, car la modulation de la température du capteur constitue le principe fondamental du fonctionnement du dispositif. Puis, nous développons la partie relative aux échanges magnétiques qui découlent de la modulation thermique, et qui fournissent le signal de mesure.

Pour terminer, un paragraphe de ce chapitre est consacré à la détermination et à l'évolution des différentes sources de bruit. Leur connaissance est fondamentale pour optimiser la sensibilité de ce magnétomètre.

II-1-Echanges thermiques

La modulation de la température des éléments supraconducteurs impliqués dans la réalisation du détecteur nécessite le contrôle des échanges thermiques entre ces éléments et le bain d'hélium liquide. Nous devons considérer deux situations :

- la modulation à basse fréquence de la température du disque mince, conjointe à la modulation à haute fréquence de la température d'une partie de l'anneau. Dans cette configuration expérimentale, le découplage thermique entre le disque et l'anneau permet de considérer indépendamment leur modulation de température.

- la modulation à haute fréquence du dépôt plein de faible diamètre et d'une fraction de l'anneau supraconducteurs, disposés coplanairement. Il n'est plus nécessaire ici d'effectuer ces modulations simultanément.

En ce qui concerne l'excitation thermique du disque, un traitement classique tenant compte de la capacité calorifique totale du disque et de la nature de la "fuite thermique" reliant ce dernier au bain d'hélium est suffisant.

Le problème est plus complexe au niveau de l'anneau et du disque déposés en couche mince sur un substrat. On irradie sur ce support thermalisé à 4,2 K une surface dont la valeur dépend de la section de la fibre optique, de son angle d'ouverture et de la distance entre son extrémité et le substrat. Un schéma thermique usuel ne peut être considéré que comme une modélisation approximative des échanges existant réellement. On aura à tenir compte de la diffusivité du substrat, de la longueur de pénétration thermique, de la résistance thermique d'interface entre le dépôt supraconducteur et le substrat, et de la fréquence de modulation.

II-1-a. Echanges thermiques au niveau du disque

Notations

On aura recours à la représentation de la figure II-1 où une puissance $P(t)$ est dissipée dans un élément de chaleur spécifique c , de surface S et de l'épaisseur e relié à un bain de température T_B fixé par une fuite thermique de conductivité k , de section A et de longueur ℓ .

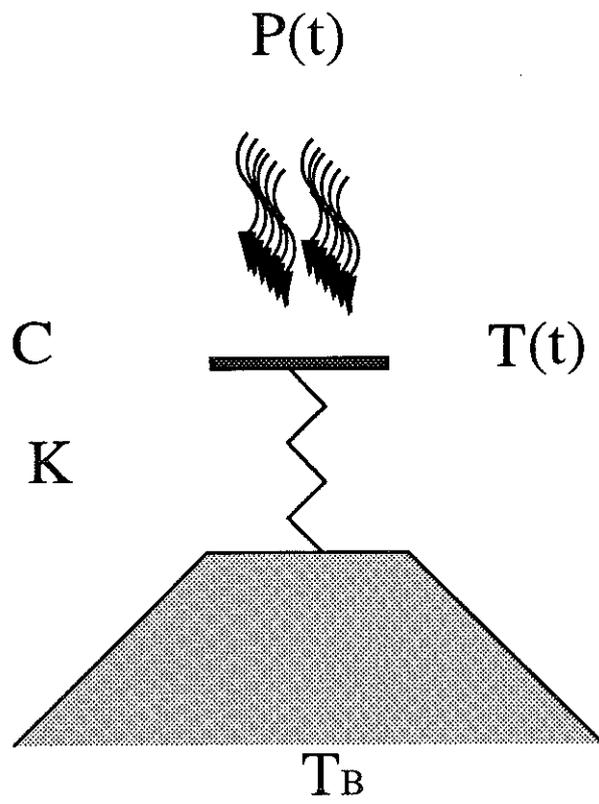


FIGURE II-1

c s'exprime en J/cm³ K et k en W/cm K.

Nous avons :

$$C = c Se : J/K$$

$$K = \frac{AK}{\varrho} : W/K$$

Equations générale

Nous supposons que le temps de diffusivité thermique de l'échantillon est court devant le temps caractéristique $\tau = C/K$, et donc que sa température T est uniforme. Lorsque la puissance thermique résulte d'un terme continu P_0 et d'une composante alternative à la pulsation ω de valeur efficace $P_1 < P_0$, on a (sous forme complexe) :

$$C \frac{dT}{dt} = P_0 + P_1 (1 + e^{j\omega t}) - K (T - T_B) \quad (\text{II-1})$$

La recherche d'une solution de la forme [32] :

$$T(t) = T_0 + \delta T e^{j(\omega t - \phi)}$$

conduit à :

$$T_0 = T_B + \frac{P_0}{K} + \frac{P_1}{K}$$

$$\delta T = \frac{P_1}{K} \cos \phi \frac{1 + j \operatorname{tg} \phi}{1 + j \omega \tau} \quad (\text{II-2})$$

L'amplitude de la modulation de température doit être réelle donc $\operatorname{tg} \phi = \omega \tau$ et

$$\delta T = \frac{P_1}{K \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (\text{II-3})$$

On est amené à comparer le temps de réponse thermique τ à la période d'excitation optique $2\pi/\omega$.

Si $\omega\tau \ll 1$, le déphasage est nul.

Si $\omega\tau \gg 1$, la température de l'échantillon accuse un retard de phase de $\pi/2$ et :

$$\delta T = \frac{P_1}{C\omega} \ll \Delta T = \frac{P_0}{K}.$$

Pour notre application, on aura compris que T_0 représente la température critique du disque et que δT est l'amplitude des oscillations de température autour de T_c . Il est nécessaire que δT ait une amplitude qui soit supérieure à la largeur de transition supraconductrice du disque δT_c .

Le contrôle de la fuite thermique qui relie le disque au bain d'hélium liquide permet d'envisager les deux situations suivantes :

- une grande conductance thermique ($\omega\tau \ll 1$) rend les valeurs de T_c et δT_c contrôlables uniquement par les puissances optiques envoyées, dans la limite où ces puissances de chauffage n'atteignent pas des valeurs inconsidérées,
- une faible conductance thermique ($\omega\tau \gg 1$) impose que $\delta T = \frac{P_1}{C\omega}$. Pour notre problème, la principale limitation provient de la fréquence de travail qui ne doit pas être trop élevée pour que l'on ait toujours $\delta T > \delta T_c$.

II-1-b. Echanges thermiques au niveau des dépôts supraconducteurs

Régime continu

Nous ne considérons pour l'instant que le substrat de section circulaire sur lequel seront effectués les dépôts supraconducteurs. La section soumise à la puissance optique P_0 est inférieure à celle opposée thermalisée à T_B . La répartition de la température autour de la zone irradiée se détermine à partir de l'équation de diffusion exprimée en coordonnées cylindriques :

$$D \left[\frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (\text{II-4})$$

où $D = \frac{k}{\rho c}$ est le coefficient de diffusivité thermique du substrat de masse volumique ρ . La symétrie du problème nous permet d'affirmer que T est indépendant de θ . En postulant que $T(\rho, z) = R(\rho) Z(z)$, on a :

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{R} \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} = - \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = - \mu^2 \quad (\text{II-5})$$

où μ^2 est une constante.

La résolution de (II-5) fait apparaître que R est une combinaison de fonction de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre zéro.

Régime alternatif

Nous allons étudier l'évolution de la température du substrat à proximité de la zone irradiée lorsque la température en surface varie dans le temps.

On considère dans un premier temps un milieu semi-infini dont la surface subit une modulation alternative de température :

$$z = 0 : T = T_0 + T_1 e^{j\omega t}$$

En cherchant une solution de la forme :

$$T = T_0 + T_1 e^{j\omega t} e^{az} \quad (\text{II-6})$$

il vient :

$$T(z, t) = T_0 + T_1 e^{-z/\lambda} e^{j(\omega t - z/\lambda)} \quad (\text{II-7})$$

avec :

$$\lambda = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}$$

La longueur caractéristique λ dépend des propriétés intrinsèques du matériau et de la fréquence des oscillations de température. Un matériau à grande diffusivité permettra de conserver suivant z les oscillations de température avec un déphasage quasiment nul. Un matériau à faible diffusivité limitera la propagation des oscillations thermiques.

λ est l'analogie thermique de la longueur de peau électromagnétique.

En ce qui concerne la diffusion radiale de la modulation de température, on a (en ne considérant qu'un milieu à deux dimensions) :

$$D \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial R} \right) = \frac{\partial T}{\partial t}$$

On écrit $T(r,t) = R(r) T(t)$ avec $T(t) = T_0 e^{j\omega t}$.

Soit :

$$r^2 R'' + rR' - j \frac{2r^2}{\lambda^2} R = 0$$

En effectuant le changement de variable $u^2 = \frac{2r^2}{\lambda^2}$, on obtient :

$$u^2 \frac{d^2 R}{du^2} + u \frac{dR}{du} - ju^2 R = 0$$

équation dont la solution générale est :

$$R(u) = c_1 J_0(j^{3/2} u) + c_2 K_0(j^{1/2} u)$$

où J_0 et K_0 sont les fonctions de Bessel d'ordre zéro de première et deuxième espèce respectivement.

La longueur caractéristique λ intervient en régime alternatif suivant l'axe perpendiculaire à la surface irradiée et autour de son

périmètre. On verra ultérieurement que pour les fréquences qui nous intéressent, la valeur de λ est faible comparée au rayon de la surface exposée à l'irradiation optique. Aussi, nous négligeons la propagation latérale de la modulation de la température pour ne considérer que les échanges thermiques suivant l'axe z perpendiculaire à cette surface S .

La principale difficulté consiste à déterminer un élément où la température T est uniforme, et à relier thermiquement cet élément au reste du système.

Nous décomposons le milieu homogène en définissant une épaisseur e faible devant l'épaisseur h du substrat, épaisseur sur laquelle la température est supposée uniforme. Pour $z < e$, la température doit être égale à celle en surface tandis que pour $z > e$, elle doit être égale à la température du bain.

En posant que $\int_0^{\infty} T(z) dz = T.e$, on trouve : $e = \lambda$.

Dans ce cas, la capacité calorifique de l'élément considéré, la conductance thermique qui le relie au bain et son temps de réponse thermique s'écrivent:

$$C = cS\lambda$$

$$K = \frac{kS}{h-\lambda} \approx k \frac{S}{h} \quad (\text{II-8})$$

$$\tau = C/K \approx \frac{c}{k} h \lambda = h \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{\frac{c}{k\omega}}$$

La capacité calorifique engagée dans le processus thermique dépend de la fréquence de modulation ω via λ . Par conséquent, on constate que τ est inversement proportionnel à $\sqrt{\omega}$.

Nous pouvons maintenant appliquer les résultats obtenus au paragraphe II-1-a. Si la condition $\omega z \gg 1$ est vérifiée, l'amplitude des oscillations de température sur la surface irradiée s'écrit, d'après (II-3) :

$$\partial T = \frac{P_1}{\sqrt{2} S} \sqrt{\frac{\rho}{ck\omega}} \quad (\text{II-9})$$

Pour une puissance donnée, l'amplitude des oscillations de température est ici d'autant plus importante que le matériau a une faible conductivité thermique. Mais cette modulation se concentre alors sur une zone de plus faible épaisseur. Ceci n'est pas un handicap pour notre application où on effectue une modulation de la température de l'élément supraconducteur déposé sur la surface du substrat.

On aura donc intérêt à effectuer les dépôts supraconducteurs sur un matériau de faible conductivité thermique.

Influence du dépôt

Nous n'avons considéré jusqu'à présent que le comportement de la température du substrat. Mais concrètement, c'est l'évolution de la température du dépôt supraconducteur qui est fondamentale.

Il faut distinguer l'irradiation d'une partie de l'anneau constitué à ce niveau d'un cheminement de faible largeur, de l'irradiation de la surface pleine du disque obtenu par pulvérisation cathodique.

Dans le premier cas, la surface irradiée étant supérieure à la largeur du motif supraconducteur, il faudra considérer le schéma thermique de la figure II-2.

En raison des différences d'émissivité de la couche et du substrat, on désigne par P_1 et P_0 les puissances effectivement absorbées par ceux-ci. C_1 est la chaleur spécifique mise en jeu au niveau du dépôt, T_1 sa température, K_1 représente la conductivité thermique entre le dépôt et le substrat. Nous devons envisager à priori deux situations :

- K_1 provient de la conductivité thermique d'interface entre le dépôt et le substrat.
- K_1 provient de la conductance thermique du substrat obtenue en surgravant le motif lors de l'usinage ionique du motif. Nous ne développerons pas cette deuxième possibilité.

La résistance thermique d'interface R_{Bd} existe lorsqu'un flux de chaleur traverse l'interface de deux milieux. Mis d'abord en évidence par

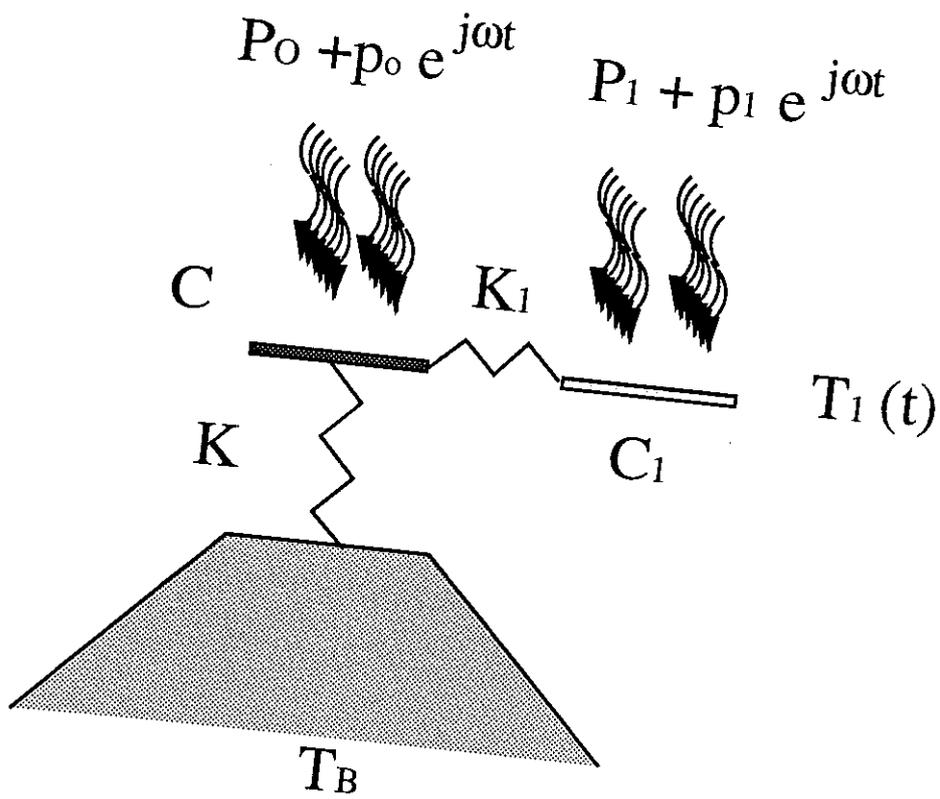


Figure II-2

Kapitza dans le cas solide-hélium liquide, ce phénomène a été généralisé à l'interface de deux solides par Little à la fin des années 50.

La conductivité thermique d'interface $h_{Bd} = 1/R_{Bd}$ dépend du nombre de phonons incidents, de l'énergie transportée par chaque phonon et de la probabilité de transmission de chaque phonon. h_{Bd} augmente avec la température et est homogène à des $W/cm^2 K$.

Deux modèles expliquent ce processus. L'Acoustic Mismatch Model (AMM) suppose que la probabilité de transmission des phonons ne dépend que de leur angle d'incidence et du rapport des vitesses sonores des deux milieux. Le Diffuse Mismatch Model (DMM) ne rend cette probabilité dépendante que de l'énergie des phonons.

Dans les deux modèles, il est usuel de fournir la valeur constante pour une interface donnée du produit $R_{Bd} T^3$ (en $K^4/W/cm^2$). Pour une interface métal-isolant, le DMM et le AMM conduisent à des résultats comparables, confirmés expérimentalement [33-35]. Typiquement, la valeur du produit $R_{Bd} T^3$ est comprise entre 1 et 100 $K^4/W/cm^2$, et dépend crucialement de l'état de l'interface. Pour notre application, on ne peut qu'estimer l'ordre de grandeur de K_1 .

On effectue l'hypothèse simplificatrice que la température superficielle du substrat obéit à (II-2) et (II-3) et n'est pas modifiée par l'évolution de T_1 . Cette hypothèse est justifiée par le rapport des surfaces mises en jeu.

On a donc :

$$C_1 \frac{dT_1}{dt} = P_1 + p_1 e^{j\omega t} - K_1 (T_1 - T) \quad (II-10)$$

avec $K_1 = h_{Bd} S_1$ où S_1 est la surface de contact entre le dépôt irradié et le substrat. La valeur de K_1 est largement supérieure à celle d'une conductance thermique massive; on aura $\omega\tau_1 \ll 1$.

$$T = T_B + \frac{P_0}{K} + \frac{p_0}{K} + \frac{p_0}{C\omega} e^{j(\omega t - \phi)}$$

D'où :

$$\tau_1 \frac{dT_1}{dt} + T_1 = T_0 + \left(\frac{P_1}{K_1} + \frac{P_0}{C\omega} e^{j\phi} \right) e^{j\omega t}$$

avec :

$$\tau_1 = \frac{C_1}{K_1}$$

et

$$T_0 = T_B + \frac{P_0 + p_0}{K} + \frac{P_1}{K_1}$$

En écrivant $T_1 = A + B e^{j(\omega t - \phi)}$ et sachant que $\omega\tau_1 \ll 1$, on arrive à :

$$T_1 = T_0 + \left(\frac{P_1}{K_1} + \frac{P_0}{C\omega} e^{-j\phi} \right) e^{j\omega t} \quad (\text{II-11})$$

La partie du dépôt irradiée connaît un échauffement continu supérieur de P_1/K_1 au substrat. En ce qui concerne l'amplitude de la modulation, on ne peut à priori rien dire sur l'importance relative des deux termes qui la composent. h_{Bd} étant élevée, on pourrait croire que P_1/K_1 est négligeable, mais $K_1 = h_{Bd} S_1$ où S_1 est beaucoup plus faible que la surface mise en jeu dans l'expression de C . Il est possible qu'une partie de l'amplitude de la modulation thermique soit indépendante de la fréquence.

En ce qui concerne la modulation du dépôt plein dont la surface est équivalente à la section projetée du rayonnement laser, le schéma thermique doit tenir compte de la conductance thermique d'interface K_1 entre le dépôt supraconducteur et la portion du substrat d'épaisseur λ , et de la conductance thermique K entre cette fraction du substrat et le bain d'hélium liquide

Avec les mêmes notations que précédemment, on a :

$$C_1 \frac{dT_1}{dt} = P_1(t) - K_1(T_1 - T)$$

$$C \frac{dT}{dt} = K_1(T_1 - T) - K(T - T_B)$$

On dérive la première égalité par rapport à t pour éliminer la variable $T(t)$. Tous calculs faits, en posant $u(t) = T_1 - T_B$, il reste :

$$u'' + \frac{1}{\tau_1} \left(1 + \frac{\tau_1}{C} (K + K_1)\right) u' + \frac{u}{\tau_1} = \frac{K + K_1}{CC_1} P_1(t) + \frac{P'_1(t)}{C_1}$$

En cherchant une solution $u(t) = Ae^{j(\omega t - \phi)} + B$, et en utilisant le fait que $C_1 \ll C$ et $K_1 \gg K$, on trouve que l'élévation continue de la température de la couche vaut $(P_1 + p_1)/K$, tandis que l'amplitude du terme alternatif de la modulation du dépôt vaut p_1/K . La valeur de K_1 n'intervient pas dans la modulation de la température de la couche, et la puissance à fournir n'est par conséquent pas élevée. On retrouve la caractéristique qui consiste à bénéficier d'un substrat à faible conductivité thermique.

II-2-Signal induit par la transition périodique autour de sa température critique d'une portion d'un anneau supraconducteur couplé à un circuit LC

II-2-a. Hypothèses

Nous considérons un anneau en matériau supraconducteur, d'inductance \mathcal{L} , qui peut être irradié par le faisceau optique d'une diode laser de telle sorte qu'une faible portion de cet anneau transite alternativement de l'état supraconducteur vers l'état normal, r étant la valeur de la partie résistive de l'anneau dans l'état normal.

Dans l'hypothèse où le flux magnétique appliqué ϕ_a est inférieur au demi-quantum de flux, ces variations d'états se traduisent grâce à la quantification du flux par une expulsion totale de ϕ_a quand la partie irradiée de l'anneau transite de l'état normal vers l'état supraconducteur. Inversement, le réchauffement de la zone soumise au rayonnement au-dessus de sa température critique permet la pénétration du flux.

La transformation des variations de flux en signal s'effectue à l'aide d'un circuit LC parallèle à un très grand facteur de qualité. Le couplage entre ce résonateur et l'anneau de détection peut s'effectuer de deux façons :

- l'anneau est monté en série avec la bobine du circuit résonant et le courant induit débite dans le circuit LC,
- l'anneau et le circuit de détection sont couplés par mutuelle induction. C'est cette dernière configuration, plus simple à réaliser que la précédente, que nous allons développer maintenant.

II-2-b. Représentation électrique

L'indice (1) se rapporte à l'anneau de détection, (2) au circuit résonant. L'interrupteur K ouvert signifie que l'anneau est dans l'état normal, K fermé qu'il est entièrement supraconducteur (figure II-3).

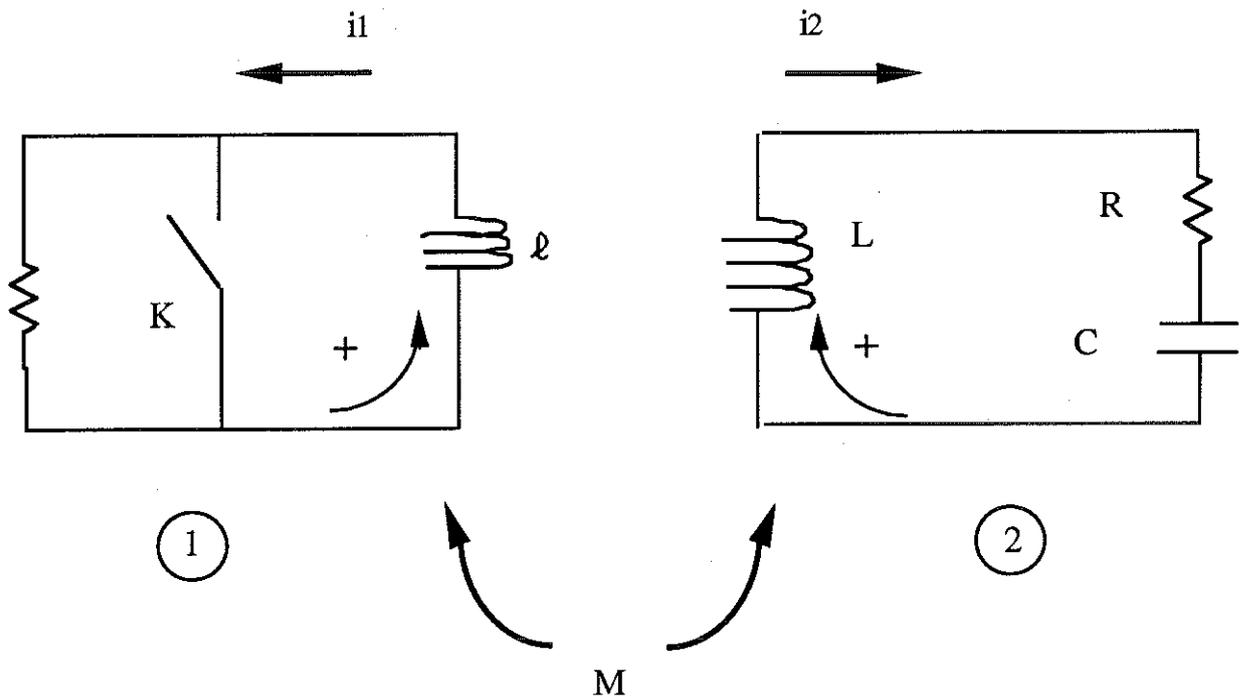


Figure II-3

La pulsation de résonance ω est définie par $LC\omega^2 = 1$. L'inductance L étant bobinée avec du fil supraconducteur, on a $Q = L\omega/R \gg 1$. La constante de couplage entre les circuits (1) et (2) est : $k = M/\sqrt{L\ell} < 1$. Les tensions aux bornes des inductances respectives de (1) et (2) sont les f.e.m. d'induction. On a :

$$e_1 = - \frac{d\phi(1)}{dt} = - \ell \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt}$$

$$e_2 = - \frac{d\phi(2)}{dt} = - L \frac{di_2}{dt} - M \frac{di_1}{dt}$$

$$= Ri_2 + \frac{q_2}{C}$$

Cela permet d'établir l'équation générale régissant l'évolution du système :

$$L \frac{d^2i_2}{dt^2} + R \frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{C} = - M \frac{d^2i_1}{dt^2} \quad (\text{II-12})$$

II-2-c. Régime transitoire

c-1- Expulsion du flux

On considère un état initial où i_1 et i_2 sont nuls ; K est ouvert. L'anneau transite dans l'état supraconducteur sur un intervalle de temps suffisamment bref pour que e_2 reste nul pendant toute la durée de la transition. Les sauts de courant Δi_1 et Δi_2 dans l'anneau et l'inductance du circuit résonant sont reliés par :

$$\Delta i_2 = - \frac{M}{L} \Delta i_1 \quad (\text{II-13})$$

et

$$- \Delta \phi(1) = \phi_a = -\ell(1 - k^2) \Delta i_1$$

D'où :

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_1 &= - \frac{\phi_a}{\ell (1 - k^2)} \\ \Delta i_2 &= \frac{\phi_a}{M} \frac{k^2}{1 - k^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-14})$$

(II-14) détermine les conditions initiales des solutions de (II-12). Immédiatement après la transition, le courant induit dans l'anneau s'oppose au flux appliqué, tandis que celui circulant dans la bobine du résonateur tend à augmenter le flux appliqué.

Quand l'anneau est entièrement supraconducteur et que le courant induit reste constant, $\phi(1)$ est constamment nul, donc $e_1 = 0$.

$$\frac{di_1}{dt} = - \frac{M}{\ell} \frac{di_2}{dt} \quad (\text{II-15})$$

En injectant (II-15) dans (II-12), on obtient :

$$(1 - k^2) \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{\omega}{Q} \frac{di_2}{dt} + \omega^2 i_2 = 0 \quad (\text{II-16})$$

dont la solution est :

$$i_2(t) = \frac{k^2}{1 - k^2} \frac{\phi_a}{M} e^{-\Omega t/2Q} \cos \Omega t \quad (\text{II-17})$$

avec :

$$\left. \begin{aligned} \Omega &= \frac{\omega}{\sqrt{1 - k^2}} \\ Q &= Q \sqrt{1 - k^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-18})$$

$i_1(t)$ est déterminé par l'égalité

$$\mathcal{L}i_1(t) = -\phi_a - Mi_2(t)$$

D'où :

$$i_1(t) = -\frac{\phi_a}{\ell} \left(1 + \frac{k^2}{1 - k^2} e^{-\Omega t/2Q} \cos \Omega t \right) \quad (\text{II-19})$$

c-2- Pénétration du flux

Le courant i_1 circulant dans l'anneau supraconducteur oscille autour de la valeur moyenne $-\frac{\phi_a}{\ell}$ avec une amplitude qui décroît avec le même temps caractéristique Γ que celui du courant induit dans le circuit

résonant ($\Gamma = 2Q/\Omega$). k étant faible devant 1, $\Gamma \gg \frac{1}{f}$ et i_1 s'oppose constamment au flux appliqué. Par contre, i_2 oscille autour de zéro.

Si l'anneau transite dans l'état normal avant que i_1 ne soit amorti, i_1 va s'annuler avec un temps caractéristique $\tau = \ell/r$ de l'ordre de la nanoseconde. i_2 va connaître une variation qui s'oppose à la disparition de i_1 . Si la transition a lieu quand i_2 est positif, son amplitude diminuera, alors qu'elle augmentera si la transition vers l'état normal se déroule quand i_2 est négatif.

Le maximum de signal sera recueilli quand une partie de l'anneau redeviendra résistive à $t = T/2$, où $T = \frac{2\pi}{\Omega}$ est la période des oscillations des courants induits.

$$i_1(T/2) = - \frac{\phi_a}{\ell} \left(1 - \frac{k^2}{1 - k^2} e^{-\pi/2Q} \right)$$

$$i_2(T/2) = - \frac{k^2}{1 - k^2} \frac{\phi_a}{M} e^{-\pi/2Q}$$

Nous prenons maintenant l'origine des temps quand a lieu la transition vers l'état normal.

La décroissance de i_1 s'écrit :

$$i_1(t) = i_1(T/2) e^{-t/\tau}$$

L'égalité (II-12) devient :

$$L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R \frac{di_2}{dt} + \frac{i_2}{C} = - \frac{M}{\tau^2} i_1(T/2) e^{-t/\tau} \quad (\text{II-20})$$

et on a $\omega\tau \ll Q$.

Une solution particulière de (II-20) est $i_2(t) = - \frac{M}{L} i_1(T/2) e^{-t/\tau}$.

La solution générale de l'équation sans second membre est de la forme :

$$i_2(t) = B e^{-\omega t/2Q} \cos \omega t$$

On détermine B grâce à la continuité de i_2 à la transition :

$$B - \frac{M}{L} i_1 (T/2) = i_2 (T/2)$$

D'où :

$$B = - k^2 \frac{\phi_a}{M} (1 + e^{-\pi/2Q})$$

La contribution due à la solution particulière disparaît très rapidement, et on peut écrire :

$$i_2(t) = - k^2 \frac{\phi_a}{M} [1 + e^{-\pi/2Q}] e^{-\omega t/2Q} \cos \omega t \quad (\text{II-21})$$

On constate que l'amplitude du courant i_2 a quasiment doublé après la première transition.

II-2-d. Régime permanent

La période des oscillations du courant et le facteur de qualité du circuit résonant sont différents, suivant que l'anneau est dans l'état normal ou supraconducteur :

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{Q}{Q} = \sqrt{1 - k^2} \quad (\text{II-22})$$

Il faut que la modulation thermique s'effectue à une pulsation $(\omega+\Omega)/2$ et qu'elle conserve cet écart de période entre les deux états. Le rapport cyclique entre la phase normale et la phase supraconductrice de la partie irradiée doit être supérieur à l'unité.

Il reste maintenant à déterminer le régime permanent du système où au début de chaque cycle, l'amplitude de i_2 réatteint une valeur constante.

Nous utilisons les notations suivantes :

$li_1(n)$ est l'amplitude du courant induit dans l'anneau lors d'une transition vers l'état supraconducteur, à $t = nT$.

$$li_1(n) = \frac{\phi(n)}{\ell(1 - k^2)} \quad (\text{II-23})$$

$\phi(n)$ est le flux traversant l'anneau juste avant cette transition.

$$\phi(n) = \phi_a + M li_2(n-1/2) e^{-\pi/2Q} \quad (\text{II-24})$$

$li_2(n-1/2)$ est l'amplitude du courant i_2 consécutive à la transition précédente vers l'état normal, à $t = (n - \frac{1}{2}) T$.

On a :

$$li_2(n) = li_2(n-1/2) e^{-\pi/2Q} + |\Delta i_2(n)| \quad (\text{II-25})$$

avec :

$$|\Delta i_2(n)| = \frac{M}{L} li_1(n) = \frac{k^2}{1 - k^2} \frac{\phi(n)}{M} \quad (\text{II-26})$$

D'où :

$$li_2(n) = li_2(n-1/2) e^{-\pi/2Q} + \frac{k^2}{1-k^2} \left(\frac{\phi_a}{M} + li_2(n-1/2) e^{-\pi/2Q} \right)$$

$$li_2(n) = \frac{1}{1-k^2} li_2(n-1/2) e^{-\pi/2Q} + \frac{k^2}{1-k^2} \frac{\phi_a}{M} \quad (\text{II-27})$$

A $t = nT + \frac{T}{2} - \epsilon$, l'amplitude de i_1 vaut :

$$|i_1(n)^*| = \frac{\phi(n)}{\ell} - \frac{M}{\ell} |i_2(n)| e^{-\pi/2Q}$$

A $t = nT + \frac{T}{2} + \epsilon$, l'amplitude de i_2 vaut :

$$\begin{aligned} |i_2(n + \frac{1}{2})| &= |i_2(n)| e^{-\pi/2Q} + \frac{M}{L} |i_1(n)^*| \\ &= |i_2(n)| e^{-\pi/2Q} + \frac{M}{L\ell} \phi(n) - \frac{M^2}{L\ell} |i_2(n)| e^{-\pi/2Q} \end{aligned}$$

$$|i_2(n + \frac{1}{2})| = (1 - k^2) e^{-\pi/2Q} |i_2(n)| + k^2 \frac{\phi_a}{M} + k^2 |i_2(n-1/2)| e^{-\pi/2Q} \quad (\text{II-28})$$

En régime permanent, $|i_2(n-1/2)| = |i_2(n)| = |i_2(n + 1/2)| = I_2$.
(II-28) permet d'écrire :

$$I_2 \left(1 - (1 - k^2) e^{-\pi/2Q} - k^2 e^{-\pi/2Q} \right) = k^2 \frac{\phi_a}{M} \quad (\text{II-29})$$

Un développement au premier ordre des exponentielles de (II-29) et l'hypothèse que $\sqrt{1 - k^2} \sim 1 - \frac{k^2}{2}$ fournissent l'expression de I_2 :

$$I_2 = \frac{2}{\pi} \frac{\phi_a}{\sqrt{L\ell}} Q k \sqrt{1 - k^2} \quad (\text{II-30})$$

Nous avons fait converger la suite (II-28) avec trois valeurs consécutives pour couvrir une période de modulation.

L'expression (II-30) a été obtenue avec l'hypothèse implicite que chaque transition fournissait au circuit de détection une quantité d'énergie compensant les pertes ohmiques dues à la valeur finie de Q.

Quand la boucle transite dans l'état supraconducteur, son courant induit s'oppose au flux appliqué Φ_a tandis que le courant I_2 contribue à augmenter le flux $\Phi(1)$. Si I_2 est trop élevé, la modulation du courant i_1 dans la boucle va être telle qu'après une demi période, juste avant la transition suivante dans l'état normal, la contribution $\mathcal{L}i_1$ se rajoute à $\Phi(1)$ et la dissipation de ce courant i_1 va entraîner une diminution de l'amplitude I_2 , au lieu de compenser son amortissement.

Cette situation correspond juste avant la transition dans l'état normal à :

$$-M|i_2| + \mathcal{L}i_1 = 0 \quad (\Phi(1) = 0 \text{ dans l'état supraconducteur})$$

et

$$i_1(t) > 0$$

C'est à dire : $\Phi_a - M I_2 < 0$

D'après (II-30), cette dernière inégalité s'écrit :

$$\Phi_a \left(1 - \frac{2}{\pi} k^2 Q \sqrt{1-k^2} \right) < 0$$

ou

$$k^2 Q > \frac{\pi}{2\sqrt{1-k^2}} \approx \frac{\pi}{2}$$

On arrive ainsi à une condition critique de fonctionnement :

$$k^2 Q = \frac{\pi}{2} \quad (\text{II-32})$$

La condition $k^2 Q = \pi/2$ qui relie le couplage magnétique entre la boucle supraconductrice et le circuit de détection au facteur de qualité de ce dernier, traduit un compromis entre deux configurations défavorables.

• $k^2Q \ll \pi/2$; cette condition peut avoir deux origines :

- le couplage magnétique est très faible, et l'induction L récupère peu du signal induit dans la boucle.

- le facteur de qualité n'est pas très élevé; la valeur du courant induit dans L, proportionnelle à Q, est faible.

• $k^2Q \gg \pi/2$; de même, cette égalité peut s'obtenir dans deux situations :

- un fort couplage magnétique

- une valeur de Q excessive, qui rendent prépondérante la contribution MI_2 .

La condition (II-32) existe également dans le principe de fonctionnement des Squids RF, où le circuit résonant sert à exciter la boucle de détection. Cette condition peut se retrouver par des considérations énergétiques [36], [37], où par l'étude de la caractéristique (I,V) de la jonction Josephson [7], [38], [39].

II-3-Signal induit par la modulation périodique au dessous de sa valeur critique de la température d'une portion d'un anneau supraconducteur couplé à un circuit LC

Nous conservons les hypothèses du paragraphe II-2 pour étudier maintenant le signal délivré par la modulation de la température de la portion irradiée de l'anneau, lorsque celle-ci reste inférieure à sa valeur critique. L'origine du signal ne provient plus d'une expulsion périodique du flux appliqué, mais de la modulation du courant induit dans l'anneau.

II-3-a. Inductance cinétique.

La quantification du fluxoid le long d'un dépôt supraconducteur fermé d'inductance ℓ entourant une zone normale s'écrit :

$$\mu_0 \lambda^2 \oint j dl + \Phi_a + \ell i = n\Phi_0 \quad (\text{II-33})$$

où $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Wb est le quantum de flux, Φ_a le flux appliqué au circuit, λ la largeur de pénétration de London et i le courant induit dans ce circuit, de densité j .

Si la largeur w du circuit est supérieure à λ , il est possible de choisir un contour d'intégration sur lequel $j=0$, et on retrouve la quantification du flux que nous écrivons ici sous la forme :

$$i = \frac{n\Phi_0 - \Phi_a}{\ell} \quad (\text{II-34})$$

Supposons maintenant que sur une longueur X du circuit, λ soit équivalent ou supérieure à w . (II-33) s'écrit :

$$\mu_0 \lambda^2 \frac{i}{wd} X + \Phi_a + \ell i = n\Phi_0 \quad (\text{II-35})$$

où d est l'épaisseur du dépôt supraconducteur.

La nouvelle valeur du courant induit devient :

$$i = \frac{n\Phi_0 - \Phi_a}{\ell \left(1 + \frac{\mu_0 X \lambda^2}{\ell w d}\right)} \quad (\text{II-36})$$

(II-36) fait apparaître une expression homogène à celle d'une inductance : l'inductance cinétique ℓ_c .

$$\ell_c = \mu_0 X \frac{\lambda^2}{w d} \quad (\text{II-37})$$

λ diverge quand la température se rapproche de T_c , donc ℓ_c aussi. Le flux dans l'anneau s'écrit :

$$\Phi = \Phi_a + \ell i = \frac{\ell_c \Phi_a + \ell n \Phi_0}{\ell + \ell_c}$$

Lorsque $\ell_c \ll \ell$, $\Phi = n\Phi_0$.

Lorsque $\ell_c \gg \ell$, $\Phi = \Phi_a$.

Concrètement, la notion d'inductance cinétique traduit le comportement du courant induit dans l'anneau. Ce courant est maximal lorsque ℓ_c est négligeable, c'est à dire quand $\lambda \ll w d$. Quand $T \rightarrow T_c$, λ diverge :

$$\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2}{1-t^4} \quad (\text{II-38})$$

avec $t = T/T_c$, et le courant d'écrantage s'effondre, bien que l'anneau reste dans l'état supraconducteur.

Nous nous proposons de moduler alternativement la valeur de λ via la température, pour faire passer l'anneau supraconducteur d'un état où i est maximum vers un état où i est minimum.

Logiquement, cette modulation aura d'un point de vue électronique les mêmes conséquences que les transitions de part et d'autre de T_c , où le courant dans l'anneau passe dans des états tout ou rien. Mais

maintenant, nous n'avons plus le décalage alternatif de la fréquence de résonance du système.

II-3-b. Expression du courant induit.

Nous adoptons les notations suivantes :

$T = T_0 (1 + \frac{\partial T}{T_0} \cos \omega t)$: température du dépôt irradié
 $\theta = T_c - T_0$ représente l'écart entre la température moyenne et la température critique du dépôt. On aura toujours $\partial T < \theta$.

En admettant que $\theta \ll T_c$ et $\partial T \ll T_0$, la longueur de London s'écrit :

$$\lambda^2 = \frac{\lambda_0^2 T_c}{4\theta(1 - \frac{\partial T}{\theta} \cos \omega t)} \quad (\text{II-39})$$

et par conséquent :

$$i = \frac{I}{1 + \frac{A}{1 - \frac{\partial T}{\theta} \cos \omega t}} \quad (\text{II-40})$$

avec $I = (n\Phi_0 - \Phi_a)/\ell$

$$A = \frac{\mu_0 X \lambda_0^2 T_c}{\ell w d 4\theta} = \frac{\ell c(T=0) T_c}{\ell 4\theta} \quad (\text{II-41})$$

A est proportionnel à la longueur de la partie de l'anneau irradiée, et inversement proportionnel au produit wd. Dans sa réalisation pratique, le motif s'inscrit dans une surface de côté a, et serpente avec une distance inter bande égale à leur largeur. La surface wX est égale à $a^2/2$ et

$$A = \frac{\mu_0 a^2 \lambda_0^2 T_c}{2\ell w^2 d 4\theta}$$

i est minimum à $t = 0$ quand T atteint sa valeur la plus élevée. i est maximum à $t = \pi/\omega$. L'écart $\Delta i = i_{\max} - i_{\min}$ s'écrit :

$$\Delta i = \frac{2A\partial T/\theta}{(1+A)^2 - (\partial T/\theta)^2} \quad (\text{II-42})$$

Pour un rapport $\partial T/\theta$ fixé, Δi passe par un maximum pour

$$A_{\text{opt}}^2 = 1 - \left(\frac{\partial T}{\theta}\right)^2 \quad (\text{II-43})$$

Si A est fixé et que ∂T est variable, Δi ne passe pas par un maximum mais augmente tant que $\partial T \rightarrow \theta$.

Ces résultats signifient que l'on a intérêt à effectuer une modulation de grande amplitude autour d'une valeur moyenne de température largement inférieure à T_c , dans la limite où nos hypothèses $\theta \ll T_c$ et $\partial T \ll T_0$ sont vérifiées.

On a reproduit sur les figures II-4 et II-5 l'évolution de i et di/dt pour un rapport $\partial T/\theta$ fixé à 0,95, suivant différentes valeurs du paramètre A .

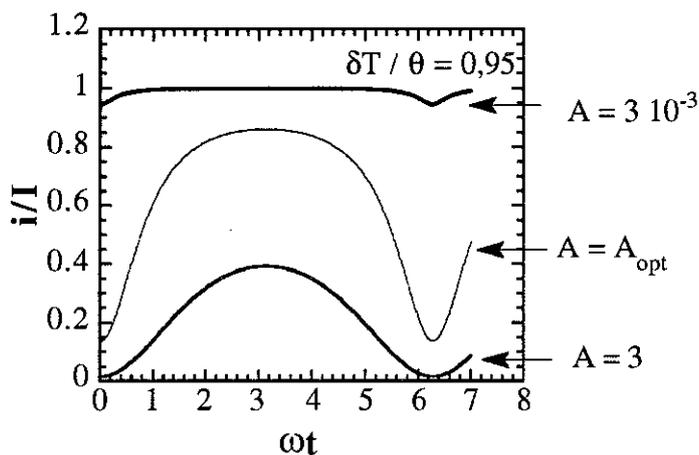


Figure II-4

Pour $A \ll A_{opt}$ (grande largeur du motif), la modulation n'a que peu d'effets.

Pour $A = A_{opt}$, l'allure de i tend vers celle d'une fonction porte.

Pour $A \gg A_{opt}$ (très faible largeur du motif, ou température moyenne proche de T_c) l'amplitude de la modulation de i est limitée par le fait que le courant induit à $T=T_0$ est plus faible que I .

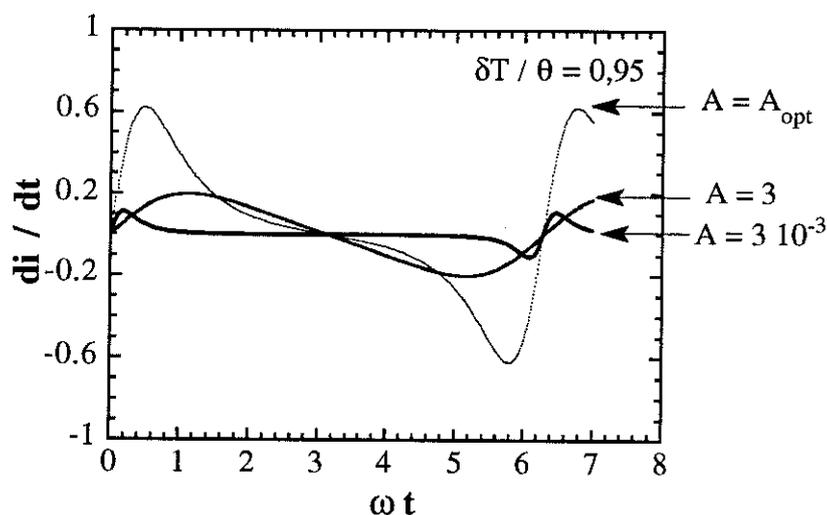


Figure II-5

La figure II-6 trace, pour une valeur du paramètre A , $i(t)$ pour différentes valeurs de $\partial T/\theta$. i_{max} est limité par la valeur de A , et plus la modulation en température augmente, plus la décroissance du courant est marquée.

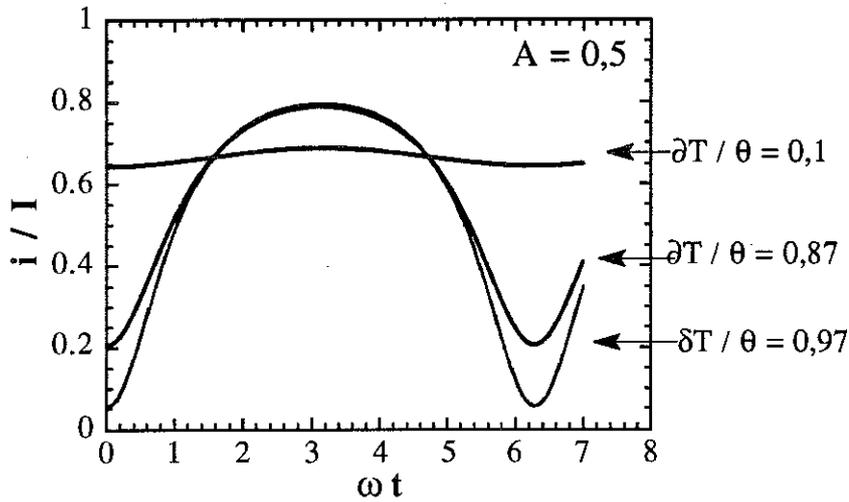


Figure II-6

Avec la condition (II-43), on constate que $(i_{\max} + i_{\min})/2 = I/2$. On représente alors $i(t)$ par une fonction porte périodique, de largeur $T-2\tau$ où τ est le temps tel que $i(\tau) = I/2$.

$$\begin{aligned} 0 < t < \tau & : i(t) = i_{\min} \\ \tau < t < T - \tau & : i(t) = i_{\max} \\ T - \tau < t < T & : i(t) = i_{\min}. \end{aligned}$$

II-3-c. Couplage avec le circuit résonant.

Le couplage de la boucle supraconductrice avec l'inductance L modifie la valeur du flux appliqué qui s'écrit alors $\Phi_a - Mi_2(t)$.

Le courant dans la boucle vaut :

$$i_1(t) = I f(t) - \frac{M}{L} i_2(t) f(t) \tag{II-44}$$

avec $f(t) = (1 + A(1 - (\partial T/\theta)\cos\omega t)^{-1})^{-1}$

L'injection de (II-44) dans l'équation générale (II-12) donne une équation différentielle du deuxième degré en i_2 à coefficients variables.

Pour déterminer i_2 , nous utilisons les transformées de Fourier des fonctions mises en jeu, en supposant qu'elles convergent vers zéro quand t tend vers l'infini.

$$\text{TF } i_1(t) = I(\omega)$$

$$\text{TF } i_2(t) = G(\omega)$$

$$\text{TF } f(t) = F(\omega)$$

$F(\omega)$ s'exprime en fonction de la transformée de Fourier de la fonction porte

$$F(\omega) = \frac{i_{\min}}{I} \delta(\omega) + \frac{\Delta i}{I} \frac{T - 2\tau}{T} \delta(\omega) + \frac{\Delta i}{I} \times \\ \times \sum_{k=1} \text{sinc} \left(\frac{\pi k (T - 2\tau)}{T} \right) \left[\delta \left(\omega + \frac{k}{T} \right) + \delta \left(\omega - \frac{k}{T} \right) \right]$$

et

$$\text{sinc} \frac{\pi k (T - 2\tau)}{T} \sim \frac{\sin \frac{2 k \pi \tau}{T}}{\pi k} \approx \frac{2\tau}{T}$$

pour les premières valeurs de k .

A partir de II-44 :

$$I(\omega) = I F(\omega) - \frac{M}{L} G(\omega) * F(\omega)$$

(* : produit de convolution).

A partir de II-12 :

$$\left((\omega_0^2 - \omega^2) + j \frac{\omega_0^2}{Q} \right) G(\omega) = \frac{M\omega^2}{L} I(\omega) \rightarrow G(\omega_0) = -j \frac{MQ}{L} I(\omega_0)$$

On arrive à :

$$G(\omega_0) = - \frac{j \sqrt{\frac{\ell}{L}} kQ \frac{i_{\max}}{I} \delta(\omega_0)}{1 - jk^2Q \frac{i_{\max}}{I}} \quad (\text{II-45})$$

après avoir négligé τ/T devant l'unité :

$$\frac{i_{\max}}{I} \sim 1 - \frac{A}{2}$$

L'amplitude de I_2 à la fréquence de résonance vaut :

$$I_2 = \frac{\Delta\phi}{\sqrt{L\ell}} \cdot \frac{kQ}{\sqrt{1 + k^4 Q^2 (1 - A)}} \left(1 - \frac{A}{2}\right) \quad (\text{II-46})$$

L'expression (II-46) est maximale lorsque k vérifie :

$$k^2Q = \frac{1}{\sqrt{1-A}} \sim 1$$

On retrouve une condition similaire à celle du paragraphe précédent. Pour un couplage nul, on ne détecte pas de signal. Lorsque k tend vers 1, la contribution du circuit résonant diminue la valeur du flux appliqué sur l'anneau.

II-4-Rapport signal sur bruit

La sensibilité du magnétomètre dépend du niveau de bruit atteint au niveau du premier étage d'amplification constitué par le transistor à effet de champ immergé dans l'hélium liquide. Cette limitation a deux origines. Le bruit magnétique dans l'environnement du détecteur. Le bruit électronique ramené à l'entrée du transistor.

II-4-a. Bruit magnétique

Le bruit magnétique provient :

- du courant de bruit induit dans l'anneau lorsque ce dernier transite entre l'état supraconducteur et l'état normal,
- des fluctuations de température du bain d'hélium qui se traduisent par des fluctuations d'aimantation au niveau des pièces entourant le détecteur.

Bruit induit dans l'anneau :

Dans la configuration où une portion de l'anneau passe dans l'état normal et devient résistive, une tension de bruit v_n apparaît et fait débiter dans l'anneau un courant de bruit dont la densité spectrale s'écrit :

$$i_n^2 = \frac{v_n^2}{Z^2} = \frac{4kTr}{r^2 + \ell^2\omega^2} df \quad (\text{II-47})$$

En intégrant (II-47) sur tout le spectre de fréquence, on trouve [7] :

$$I^2 = \int_0^\infty i_n^2(\omega) d\omega = \frac{kT}{\ell}$$

Ce courant piégé dans l'anneau redevenu entièrement supraconducteur, crée un flux φ_n tel que $\varphi_n^2 = \ell^2 I^2 = kT\ell$.

Pour que les transitions thermiques fournissent un signal qui fasse apparaître le phénomène de la quantification du flux, il est nécessaire que

$\varphi_n < \varphi_0$. Cette inégalité se traduit par une condition sur la valeur de l'inductance de l'anneau :

$$L < \frac{\varphi_0^2}{kT} \quad (\text{II-48})$$

A la température de l'hélium liquide, L doit être inférieur à 100 nH.

. Bruit d'origine thermique :

La susceptibilité des matériaux paramagnétiques varie en $1/T$ à basse température. Des fluctuations de température de tels matériaux vont entraîner des fluctuations magnétiques d'autant plus importantes que le champ résiduel est élevé. Le meilleur écrantage possible est nécessaire pour réduire l'effet de ces fluctuations. Et il faut connaître la valeur à 4,2K de la susceptibilité des matériaux utilisés pour évaluer ces perturbations [40].

II-4-b. Bruit électronique

Le bruit électronique provient des courants et tensions de bruit du transistor ainsi que du bruit thermique du circuit résonant placé à l'entrée du transistor.

La densité spectrale de bruit totale s'écrit :

$$v_n^2 = e_n^2 + (QL\omega i_n)^2 + 4kTQL\omega$$

où e_n est la tension de bruit du FET, i_n son courant de bruit débitant dans l'impédance $QL\omega$ et $4kTQL\omega$ est le bruit Johnson du circuit résonant.

Dans le domaine de fréquence où fonctionne le détecteur, e_n est un bruit blanc, tandis que i_n est proportionnel à la fréquence (cf. chapitre III).

On définit les expressions suivantes :

$$R_{\text{opt}} = \frac{e_n}{i_n} \quad \text{est la résistance d'adaptation optimale,}$$

$e_n i_n = 2kT_N$ où T_N est la température de bruit du transistor à effet de champ.

R_{opt} et T_N sont des notions que l'on retrouvera par la suite.

II-4-c. Optimisation du rapport signal sur bruit

Nous allons considérer successivement les deux modes de fonctionnement possibles du détecteur :

- transition alternative d'une portion de la boucle supraconductrice
- modulation de l'inductance cinétique.

Nous considérons que $\Phi_a < \Phi_0/2$, donc que $\Delta\Phi = \Phi_a$.

Transition alternative d'une portion de l'anneau :

La tension à l'entrée du transistor s'écrit :

$$V = L\omega I_2 = \frac{2k\sqrt{1-k^2}}{\pi} Q \omega \phi_a \sqrt{\frac{L}{\ell}} \quad (\text{II-49})$$

et le rapport signal sur bruit :

$$\mathcal{R} = \frac{2k\sqrt{1-k^2}}{\pi\sqrt{\ell}} \frac{Q\omega\phi_a\sqrt{L}}{\sqrt{e_n^2 + (QL\omega i_n)^2 + 4kTQL\omega}} \quad (\text{II-50})$$

\mathcal{R} ne présente pas d'optimum par rapport à Q . Dans le cas où $Q \rightarrow \infty$, \mathcal{R} tend vers une limite :

$$\mathcal{R} \rightarrow \frac{k(1-k^2)}{\pi} \frac{\phi_a}{\sqrt{L\ell} i_n}$$

qui dépend de la fréquence via i_n .

Si on écrit $\mathcal{R} = \frac{\phi_a}{\phi_n}$, on trouve pour expression analogue du bruit ramené en $\text{Wb}/\sqrt{\text{Hz}}$:

$$\phi_n \approx \frac{\pi L \ell}{M} i_n \quad (\text{II-51})$$

Optimiser \mathcal{R} par rapport à l'inductance L revient à calculer $\partial \mathcal{R} / \partial n = 0$ où n est le nombre de spires de l'inductance ($L = An^2$). On obtient :

$$QL\omega = \frac{e_n}{i_n} = R_{\text{opt}} \quad (\text{II-52})$$

et

$$\mathcal{R} = \frac{2k\sqrt{1-k^2}\sqrt{Q}}{\pi} \sqrt{\frac{\omega}{4k(T+T_N)\ell}} \phi_a \quad (\text{II-53})$$

$$\phi_n = \frac{\pi}{2k\sqrt{1-k^2}\sqrt{Q}} \sqrt{\frac{4k(T+T_N)\ell}{\omega}} \quad (\text{II-54})$$

En pratique, on aura toujours $T_N \ll T$.

Les résultats précédents fournissent des sensibilités en flux. Pour ramener ces valeurs en $\text{Tesla}/\sqrt{\text{Hz}}$, il faut diviser par la surface couverte par l'anneau. Si r est le rayon de cette surface, on voit que \mathcal{R} varie comme r^2/\sqrt{r} . Mais dans les conditions où (II-48) s'applique, r est limité par la condition fixée à ℓ .

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que l'expression générale de \mathcal{R} . Si la condition $k^2Q \approx 1$ est vérifiée, la tension à l'entrée du transistor s'écrit :

$$V = \frac{2\omega\phi_a}{\pi} \sqrt{\frac{LQ}{\ell}} \quad (\text{II-55})$$

et on a :

$$R = \frac{2\omega \phi_a \sqrt{QL}}{\pi \sqrt{\ell} \sqrt{e_n^2 + (QL\omega_{in})^2 + 4kTQL\omega}} \quad (\text{II-56})$$

Dans cette nouvelle expression de \mathcal{R} , Q et L ont le même rôle :

$$\frac{\partial R}{\partial Q} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial R}{\partial L} = 0 \Leftrightarrow QL\omega = R_{opt} \quad (\text{II-57})$$

Si (II-57) est vérifiée,

$$R = \frac{2\phi_a}{\pi} \sqrt{\frac{\omega}{4kT\ell}} \quad (\text{II-58})$$

On retrouve le même résultat que (II-53) en y faisant $k^2Q = 1$.

. Modulation de l'inductance cinétique :

La tension à l'entrée du transistor s'écrit :

$$V = \frac{k(1-A/2)}{\sqrt{1+k^4Q^2(1-A)}} \cdot \sqrt{\frac{L}{\ell}} Q\omega\phi_a \quad (\text{II-59})$$

L'évolution de \mathcal{R} en fonction de L reste identique. La condition $QL\omega = R_{opt}$ donne ici :

$$\Phi_n \approx \frac{\sqrt{1+k^4Q^2}}{k} \cdot \sqrt{\frac{4kT\ell}{Q\omega}}$$

avec $k^2Q = 1$, il vient :

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega}{4kT\ell}} \phi_a \quad (\text{II-60})$$

La valeur de (II-60) est sensiblement égale à (II-58)

Lorsque toutes les conditions d'optimisation sont réunies, en imaginant que l'inductance de la boucle vaut quelques nH, que le facteur de qualité du circuit résonant est supérieur à 10^5 à une fréquence de l'ordre de 1 MHz, le niveau de champ minimum détectable dans les deux configurations est de l'ordre de 10^{-14} T/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

CHAPITRE 3

ELECTRONIQUE DE DETECTION



III-1-Conception d'un circuit LC supraconducteur à très grand facteur de qualité

Les développements du chapitre précédent ont mis en évidence l'influence de la valeur du facteur de qualité du circuit résonant servant à détecter le signal, et l'importance de la connaissance des caractéristiques de bruit du premier étage d'amplification. On verra au paragraphe suivant que l'étude et la réalisation d'un circuit LC à très grand facteur de qualité présentées ici ont en outre permis de mesurer de très faibles valeurs de courant de bruit. Notre objectif est de contrôler à une fréquence donnée la valeur du facteur de qualité afin de pouvoir satisfaire les conditions d'adaptation optimale (II-32) et (II-52).

III-1-a. Représentation électrique

Le circuit résonant est constitué d'une inductance L bobinée avec du fil de niobium pur, accordée par un condensateur de capacité C en parallèle. Une représentation rigoureuse de ce dipôle doit tenir compte de la capacité parasite C_b due au bobinage du fil qui s'ajoute en parallèle à C . La valeur de C_b est typiquement de quelques picofarads. L'ensemble étant immergé dans l'hélium liquide, la résistance du fil de l'inductance est nulle, et le facteur de qualité n'est limité théoriquement que par les pertes diélectriques des condensateurs, représentées par des résistances en série avec les capacités. En pratique, les pertes dues aux courants de Foucault atténuent considérablement la valeur de Q et l'obtention de très grands facteurs de surtension impose l'absence de tout élément métallique dans l'environnement de la bobine du résonateur. (Un premier ensemble bobiné avec du fil de NbTi avait un facteur de qualité limité à 500 à cause de la gaine de cupro-nickel du fil). Les conséquences des courants de Foucault ont été analysées en observant la modification de Q lorsque des disques métalliques de différentes natures et de différentes épaisseurs étaient placés au coeur de la bobine. Cette étude, détaillée dans l'article joint ci-après, était motivée par le désir de connaître l'influence sur le montage définitif du disque ayant transité dans l'état normal.

L'impédance complexe Z du résonateur supraconducteur décrit dans la figure III-1 s'écrit :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{jL\omega} + j(C+C_b)\omega + (Ctg\delta + C_btg\alpha)\omega \quad (\text{III-1})$$

où $tg\alpha = r_s C_b \omega$ et $tg\delta = R_s C \omega$ représentent les pertes diélectriques de C_b et C respectivement.

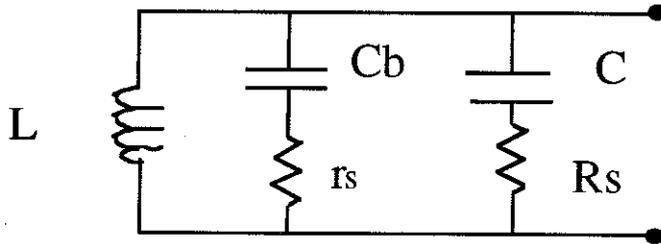


Figure III-1

A la pulsation de résonance ω_0 définie par $L(C+C_b)\omega_0^2 = 1$,

$$\frac{1}{Z} = (Ctg\delta + C_btg\alpha)\omega_0 \quad (\text{III-2})$$

Le circuit accordé se comporte comme une résistance pure R et on définit le facteur de surtension Q par $R = QL\omega_0$. Donc :

$$\frac{1}{Q} = \frac{C}{C + C_b} tg\delta + \frac{C_b}{C + C_b} tg\alpha \quad (\text{III-3})$$

Les pertes dues au condensateur d'accord et à la capacité parasite sont proportionnelles à l'importance relative de ces deux constituants. On a pu s'apercevoir en réalisant deux inductances à partir de deux types de fil différents que bien que C_b soit généralement très inférieure à C , l'angle de perte du à C_b pouvait compenser cette différence et être prépondérant sur les pertes dues au condensateur d'accord. Cependant, l'émail du fil retenu définitivement s'est avéré être de bonne qualité, et on peut considérer alors que les seules pertes diélectriques sont celles du condensateur C .

$$\frac{1}{Q} = tg\delta \quad (\text{III-4})$$

$$Q = \frac{L\omega_0}{R_s}$$

On a supposé que $C_b \ll C$.

Le mica et le téflon ont pour notre application de bonnes propriétés diélectriques. De ces deux isolants, le téflon présente les pertes les plus faibles ; on s'attend à $\text{tg}\delta \approx 10^{-6}$ rad à 1 kHz et à 4,2 K, ce qui permet d'envisager un facteur de qualité de 10^6 dans cette gamme de fréquence. On verra que les résultats obtenus sont proches de cette valeur.

III-1-b. Montage expérimental

Le montage expérimental doit protéger le résonateur de toute perturbation électromagnétique. Le bobinage a été effectué sur un mandrin en téflon. Les extrémités du fil ont été soudées par point sur des plaquettes de bronze-béryllium ultérieurement étamées avec de la soudure plomb-étain. Les fils reliant le condensateur à l'inductance étaient eux aussi étamés. L'ensemble monté sur des supports en téflon s'introduisait dans un écran cylindrique en plomb au fond d'un cryostat dont la queue était entourée par un écran de μ -métal.

Le circuit électrique utilisé pour la mesure de Q était celui d'un circuit bouchon, représenté figure III-2. Loin de la résonance, le résonateur se comporte comme un court-circuit. A $\omega = \omega_0$, comme une résistance pure d'autant plus atténuatrice que Q est élevé. Un balayage en fréquence, effectué à l'aide d'un analyseur de spectre HP3562A, permet d'obtenir une fonction de transfert $\mathcal{H}(\omega)$ dont les caractéristiques fournissent les valeurs à froid de L et de C ; la valeur de Q est mesurée par la pente de la rotation de phase à la résonance et par le minimum atteint par l'amplitude de $\mathcal{H}(\omega)$. Avec les notations de la figure III-2, on a :

$$\mathcal{H}(\omega) = \frac{R_1 G}{R + 2(R_1 + Z)} \quad (\text{III-5})$$

où G est le gain d'amplification et Z l'impédance du circuit résonant.

La valeur la plus élevée que nous avons mesurée a été de $7,3 \times 10^5$ à 7 kHz, avec $L = 70$ mH et $C = 7,5$ nF, ce qui correspond à une

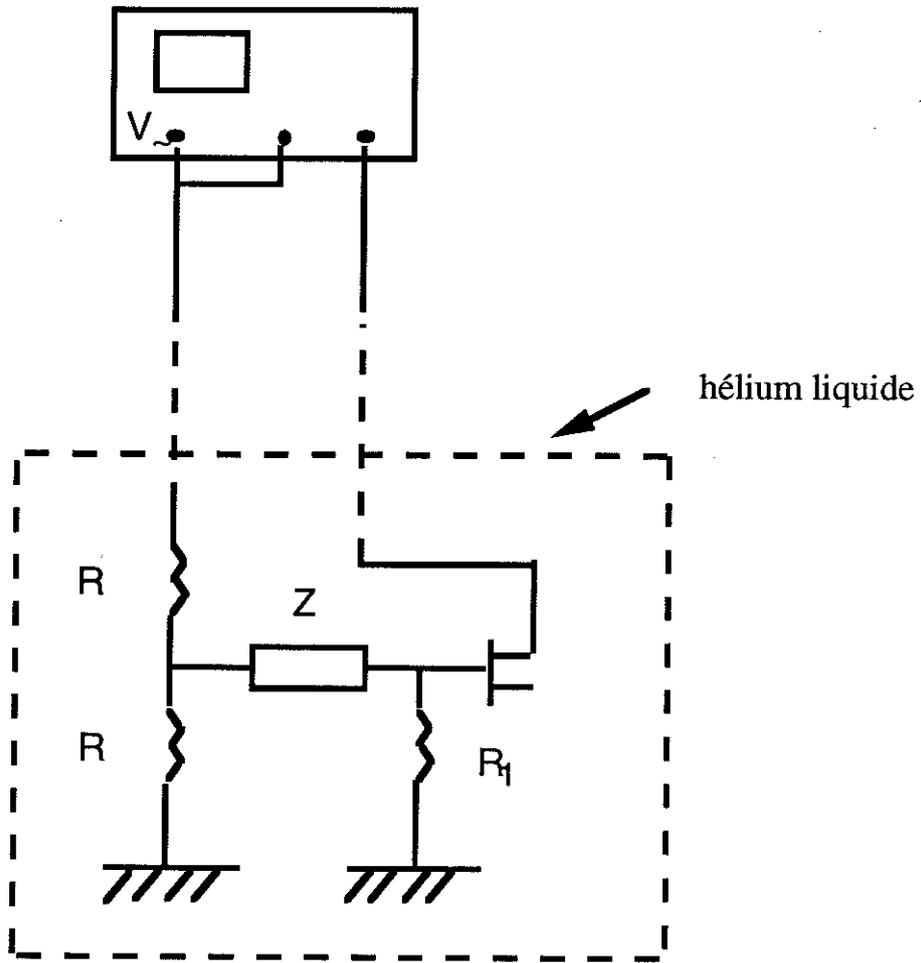


FIGURE III-2

résistance dissipative de $4 \text{ m}\Omega$. La bande passante du filtre ainsi constitué est inférieure à 10 mHz . En extrapolant à des fréquences plus élevées et en admettant que les pertes diélectriques augmentent linéairement avec la fréquence, on s'attend à obtenir des valeurs de coefficient de surtension de ≈ 70000 à 70 kHz et ≈ 7000 à 700 kHz .

Les condensateurs en téflon utilisés sont montés dans un boîtier hermétique et on a observé que leur temps de thermalisation à $4,2 \text{ K}$ pouvait atteindre la journée, conduisant à une variation continue de C donc de ω_0 . Cette difficulté a pu être levée en perçant le boîtier du condensateur pour permettre à l'hélium liquide de pénétrer et de refroidir le diélectrique. Un autre aspect auquel il faut prendre garde est relatif aux fluctuations de pression du bain d'hélium qui entraînent des fluctuations de capacité donc de fréquence de résonance. Cela peut fausser la mesure de Q (qui est dynamique) et complique l'utilisation de très grands facteurs de qualité. Mais on a vu au chapitre précédent que la relation entre le coefficient de couplage magnétique k et Q impose en pratique au facteur de surtension une valeur limitée.



Design and applications of a very low losses superconducting LC resonator at 4.2 K

F. Ayela, J.L. Bret and J. Chaussy

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, CNRS, BP 166X, 38042 Grenoble Cedex, France

Received 26 July 1991; revised 3 September 1991

A superconducting electrical LC resonator has been developed with a niobium wire having a quality factor Q larger than 7×10^5 at 7 kHz and 4.2 K. This device is very easy to construct but very high Q values are obtained only if great care is taken to minimize the losses. To measure such Q values accurately at relatively low frequencies, an original experimental set-up has been adopted based on the use of a spectrum analyser. Applications to noise currents and contactless resistivity measurements are discussed.

Keywords: electrical resonators; quality factor; superconducting coils

The best way to construct an electrical resonator with a very high Q value in the audio frequency range is to use a superconducting inductor tuned in parallel with a low losses condenser. In a previous study concerning audio frequency losses in a superconducting inductor, $Q = 2 \times 10^5$ was observed at 2.5 kHz¹. The aim of this paper is to show that it is possible to build an LC resonator whose Q value is close to 10^6 at ≈ 10 kHz if attention is paid to all the dissipative sources. Another important aspect of this article concerns the measurement of such Q values in the kilohertz frequency range; these values correspond to a wide-band of a few millihertz.

As long as the current flowing through the inductance does not exceed its critical value, the quality factor is intrinsically limited by the dielectric losses of the tuning condenser C and of the insulation of the wire represented by a parasitic capacitance C_c . We define Q by saying that at the resonant frequency $\omega_0^2 = 1/L(C + C_c)$, the impedance of the device has a purely real value $R = QL\omega_0$. In such case, we have

$$1/Q = \frac{C}{C + C_c} r_s C \omega_0 + \frac{C_c}{C + C_c} r_c C_c \omega_0 \quad (1)$$

where r_s and r_c are the series resistances associated with the tuning condenser C and the parasitic capacitance C_c of the coil, respectively. Because the losses due to the insulation of the superconducting wire are not negligible, the use of low loss tuning condensers allows very high Q values to be obtained only if C is much larger than C_c . Another extrinsic source of losses is eddy currents which lower the Q value if any metallic objects are placed in the surroundings of the resonator.

The high sensitivity of the quality factor to eddy currents can be used to perform contactless resistivity measurements.

Experimental apparatus

The experimental apparatus used to perform the high Q measurements has to be reliable when subjected to the constraints of operating at very fine frequency resolutions and having to exclude the introduction of external perturbation, mainly eddy currents.

The measurements were monitored with an HP3562A spectrum analyser, which proved very effective in the frequency range considered because of its very fine frequency sweep resolution. The electrical circuit is shown schematically in *Figure 1* and consists of a wave trap set-up. By sweeping the frequency, one measures a transfer function $\mathcal{H}(\omega)$

$$\mathcal{H}(\omega) = \frac{R_1 G}{R + 2(R_1 + Z)} \quad (2)$$

where: $\omega = 2\pi\nu$ is the angular frequency; G is the overall gain of amplification; and Z is the impedance of the LC circuit. Far from the resonant frequency, Z is very small and $\mathcal{H}(\omega)$ is constant. Around ω_0 , Z becomes very large and $\mathcal{H}(\omega)$ displays an antiresonant peak. A limited expansion of $\mathcal{H}(\omega)$ around ω_0 leads to

$$\text{Im}[\mathcal{H}(\omega)] = jR_1 G C \delta\omega \quad (3)$$

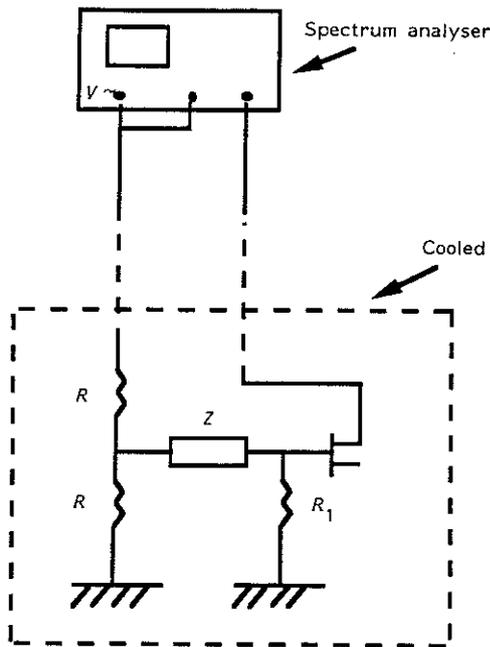


Figure 1 Electrical circuit used to perform very high Q measurements

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\operatorname{Im}[\mathcal{Z}(\omega)]}{\operatorname{Re}[\mathcal{Z}(\omega)]} = 2Q \frac{\delta\omega}{\omega_0} \quad (4)$$

From (3), one can deduce the value of C at 4.2 K and thus the value of L . Equation (4) allows the determination of Q from an expression which is independent of the parameters of the electrical circuit. At the resonant frequency, the source voltage has to be sufficiently high to ensure that the signal at the input of the FET is not drawn by the noise. The pick-up level between the source and the detector was measured by disconnecting the resonator and measuring the frequency response. The signal obtained indicates that the experimental values of Q measured cannot be higher than 5×10^6 .

The mechanical support of the inductor and the tuning condensers was made from Teflon. The whole assembly was enclosed in a 99.9% lead cylindrical box with two small apertures for the connection wires. A nylon rod joined the lead enclosure to the top of the cryostat. The bottom of the cryostat was placed in a μ -metal cylinder. Two different inductors were made using pure niobium (Nb) wire. One cannot use Nb-Ti wire with a Cu-Ni matrix because of the resulting eddy currents, which reduce the Q value. The first coil was made up of 2840 turns of 100 μm Nb wire and has an inductance of 60 mH at 1 kHz. The second coil has 2000 turns of 50 μm Nb wire* and its inductance at the same frequency is 70 mH. The diameter of the core of the coils was 10 mm and its axial dimension was 5 mm. A hole of diameter 5 mm and depth 5 mm was made at the

bottom of the core in order to insert small samples in the centre of the coil (see next section). The intrinsic resonant frequency of each coil was ≈ 250 kHz, corresponding to a parasitic capacitance C_c of a few picofarads. The ends of the superconducting wire were soldered to small bronze-beryllium plates which were then covered with a Pb-Sn superconducting solder.

Results

Mica, polypropylene and Teflon condensers were used. The best results were obtained using the Teflon condensers. The electrical contact resistance between the inductor and the matching condenser does not limit the Q value. It was noted that, for a given condenser, the quality factor observed was much higher when the condenser was tuned with the second coil than when tuned with the first. The change in the quality factor for the two coils allowed us to estimate that the loss angle tangent of the insulation of the first coil is $\approx 10^{-3}$ rad. Measurements performed with two condensers of the same type and of the same value using the second coil gave different results, indicating that the dielectric losses of the wire of the second coil are much lower than those of the first coil. This suggests that in the case of the second coil, the observed variations are mainly due to intrinsic dielectric losses of the tuning condensers.

In Figure 2 the different components of $\mathcal{Z}(\omega)$ corresponding to the largest Q value measured are shown. The resistances used in the two voltage dividers were $R = 90.9 \Omega$ and $R_1 = 20 \text{ k}\Omega$. The amplified gain was 1000. The nominal value of the Teflon condenser was $C = 6.80 \text{ nF}$. The slope of the imaginary component of $\mathcal{Z}(\omega)$ gives $C = 7.6 \text{ nF}$ in liquid helium (Figure 2b). The resonant frequency is $\nu = 7038.677 \text{ Hz}$, so $L = 68.6 \text{ mH}$. The minimum of $\mathcal{Z}(\omega)$ reached at ω_0 gives $Z = 2.194 \text{ G}\Omega$ (Figure 2a). This leads to a quality factor of 723 730. The value of Q deduced directly using Equation (3) from the slope of the phase versus frequency curve is 738 252 (Figure 2c). The relative difference between the two calculated Q values is $< 2\%$. Neglecting the losses due to C_c , this is equivalent to a loss angle tangent of Teflon of 1.4 μrad , or to a series resistance of 4 m Ω . Other measurements performed with Teflon condensers with values between 4.8 nF and 0.33 μF always gave $3 \times 10^5 < Q < 7 \times 10^5$ between 1 and 10 kHz. It is difficult to interpret the evolution of Q with frequency because, on changing the matching condenser, one changes both the value of C and the resonant frequency.

One application of a superconducting LC device with a very high quality factor is the measurement of small noise currents of transistors in the kilohertz frequency range. When the resonator is placed at the input of the transistor under test, the amplified noise voltage spectrum has a peak at the resonant frequency due to the noise current passing through the impedance $QL\omega_0$. This technique has been used in the megahertz frequency range where Q values of several hundred are sufficient^{2,3}. This procedure was adapted for use in the kilohertz frequency range, where it is necessary to have $Q > 10^4$. This allowed us to measure noise currents below $10^{-15} \text{ A Hz}^{-1/2}$ at frequencies of less than 10 kHz⁴.

*The Nb wire used to make the second coil was supplied by California Fine Wire Co., Grover City, California, USA. The commercial Teflon condensers were supplied by Eurofarad, Paris, France

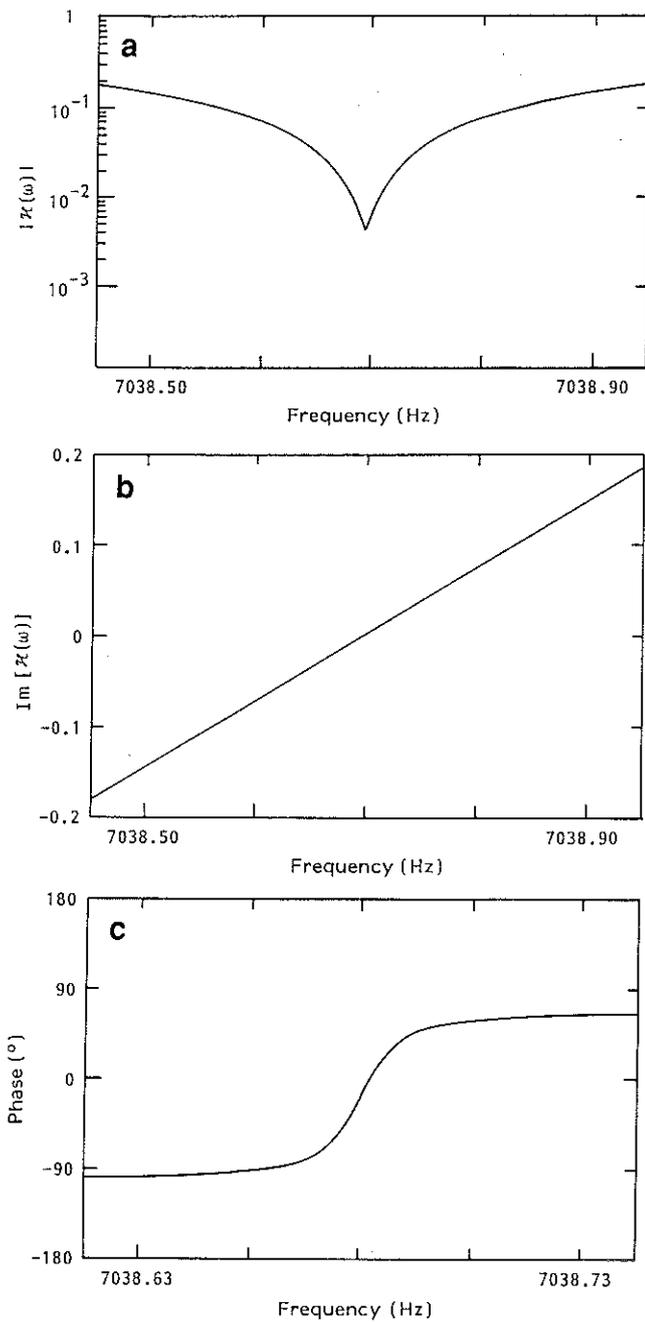


Figure 2 Measured transfer function $J_c(\omega)$ which allows determination of the quality factor. (a) Absolute value $|J_c(\omega)|$; (b) imaginary part; (c) phase rotation, as functions of frequency. The values of the experimental parameters are given in the text

The eddy currents reduce the quality factor and this effect can be exploited for contactless resistivity measurements. If a metallic sample of resistivity ρ and thickness e is placed in the centre of the superconducting coil, we define the new Q value by saying that at the resonant frequency

$$\frac{1}{QL\omega_0} = \frac{1}{Q_0L\omega_0} + \frac{e}{A\rho} \quad (5)$$

where Q_0 is the quality factor of the resonator without

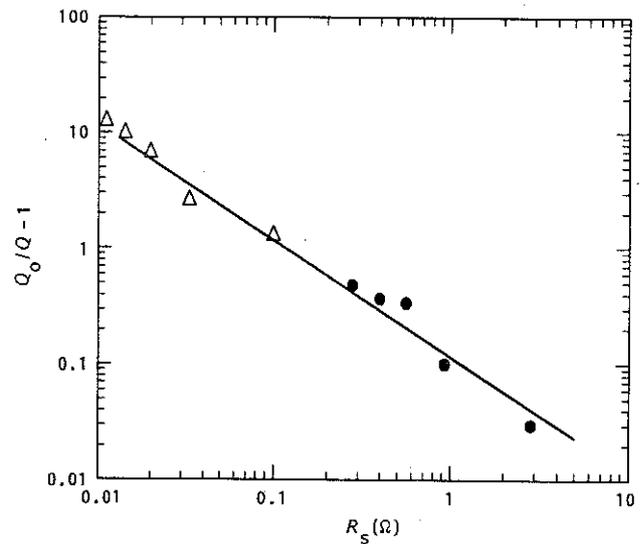


Figure 3 Relative variations of the quality factor of the resonator as a function of the sheet resistance $R_s = \rho/e$ of: Δ , gold plates; \bullet , stainless steel plates

the sample and A is a geometric coefficient. From (5), we can write

$$\frac{Q_0}{Q} - 1 = \frac{Q_0L\omega_0}{AR_s} \quad (6)$$

where $R_s = \rho/e$ is the sheet resistance of the sample. Measuring Q and Q_0 and L and ω_0 , one can determine ρ if e is known, or inversely one can determine e if ρ is known. The value of A is deduced for a given geometry from a sample having a well known sheet resistance. Some authors have used this technique with classical inductance⁵. To the present authors' knowledge, this technique has not been adapted for use with a superconducting coil, where, for small values of ρ , one observes large variations in Q . To confirm the validity of (6), the variations of the quality factor were measured when discs of gold or of stainless steel of thickness $e = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ and $1 \mu\text{m}$ sputtered on to glass plates of radius 2.5 mm were placed in the centre of the coil, at an operating frequency of $\approx 8 \text{ kHz}$. In liquid helium the resistivity of the gold samples was $\rho = 1.1 \mu\Omega \text{ cm}$. The resistivity of the stainless steel sample was $\rho = 30.1 \mu\Omega \text{ cm}$. The results are shown in Figure 3 and the evolution of Q agrees very well with (6).

Conclusions

The electrical resonator presented above is very easy to construct and the experimental set-up used to perform the measurements is very simple. In the present experiments, the value of the quality factor is limited by the dielectric losses of the tuning condenser. In view of the loss angle tangent of Teflon, it seems difficult to reach a Q value higher than 10^6 . The use of air condensers with values in the nanofarad range could lower the losses, but would seriously complicate the experimental apparatus and will not solve the problem of the losses due to the insulation of the wire used to make

the coil. The main disadvantage when using a very high Q resonator arises from the electrical response time $\tau = 2Q/\omega_0$ which is of the order of several seconds in the kilohertz frequency range. But with this very low losses device, it becomes possible to fix and control the Q value of the resonator with a series resistance of precise value.

Acknowledgements

The authors thank B. Picot for his helpful technical assistance, and Dr M. Lees for reading the manuscript. This work was funded by a contract between the Centre

National de la Recherche Scientifique and the Société Framatome.

References

- 1 Ricketts, B.W. Audiofrequency losses in a superconducting inductor *J Phys E* (1976) **9** 179–181
- 2 Richards, M.G., Andrews, A.R., Lusher, C.P. and Schratte, J. Cryogenic GaAs FET amplifiers and their use in NMR detection *Rev Sci Instrum* (1986) **57** 404–409
- 3 Lepaisant, J., Bloyet, D. and Varoquaux, E. Noise current measurements and signal-to-noise improvement in low-temperature, low-frequency nuclear magnetic resonance experiments *Rev Sci Instrum* (1984) **55** 521–526
- 4 Ayela, F., Bret, J.L. and Chaussy, J. Noise measurements on silicon J-FETs at low temperature using a very high Q superconducting resonator *Rev Sci Instrum* (1991) **62**
- 5 Poehler, T.O. and Liben, W. Induction measurements of semiconductor and thin-film resistivity *Proc IEEE* (1964) **52** 731–732

III-2-Mesures de bruit de transistors à effet de champ

III-2-a. Sources de bruit

Le bruit d'origine électronique ramené à l'entrée du premier étage d'amplification se résume à trois composantes :

- le bruit thermique de l'impédance du circuit LC à la fréquence de résonance,
- la tension de bruit du transistor à effet de champ assurant l'amplification du signal,
- son courant de bruit.

Il est d'usage de représenter les sources de bruit d'un FET (acronyme de Field Effect Transistor) par des générateurs de tension et de courant à l'entrée d'un transistor idéal, comme représenté figure III-3, où l'impédance d'entrée est constituée dans notre domaine de fréquence par une résistance d'entrée $R_{in} = g_m/C_e^2\omega^2$ en parallèle avec la capacité d'entrée C_e . On rappelle que la transconductance g_m est définie par le rapport de la variation du courant de sortie δI_{DS} sur la variation de la tension d'entrée δV_{GS} du transistor. La valeur de C_e dépend de celles de la capacité grille-source C_{gs} et de la capacité grille-drain C_{gd} . Typiquement C_e s'exprime en pF et s'ajoute à la capacité du circuit résonant lorsque celui-ci est placé à l'entrée du FET.

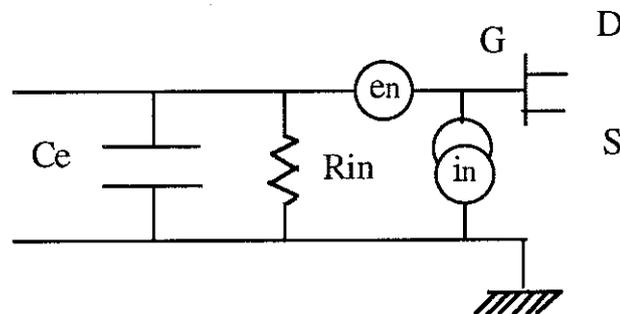


Figure III-3



Nous ne reprendrons pas ici l'analyse détaillée des sources de bruit d'un FET développée dans l'article inséré à la fin de ce paragraphe. Rappelons que les transistors AsGa peuvent être mis en fonctionnement immergés dans l'hélium liquide et ils sont bien adaptés aux fréquences radio car le bruit en $1/f$ n'apparaît qu'en dessous de quelques centaines de kHz [41], [42]. Les FET à jonction silicium ont de meilleures caractéristiques de bruit dans le domaine audio-fréquence mais ils ne fonctionnent plus en-dessous de la température de l'azote liquide. Pour ce dernier type de transistors que nous avons testés dans l'hélium liquide, il est nécessaire de les monter dans une boîte étanche et sous vide avec un élément chauffant, et il faut distinguer la température mesurée sur le boîtier du transistor de celle, effective, de la puce, plus élevée à cause de la puissance dissipée par la polarisation.

L'utilisation d'un transistor à effet de champ dans l'hélium liquide est motivée par le fait qu'il constitue un excellent lien entre la haute impédance de source du résonateur et l'aval du montage à basse impédance. On s'affranchit ainsi de l'effet néfaste des courants parasites circulant dans les câbles reliant la partie froide du montage à la partie ambiante, et du microphonisme. Les considérations sur l'amélioration des caractéristiques de bruit du transistor à basse température sont secondaires ici, à cause des remarques effectuées sur la température du transistor.

Au-dessus d'une fréquence de coupure f_0 valant environ 10 kHz, on a une tension de bruit blanc dont la densité spectrale vaut (pour une bande passante de 1 Hz) :

$$e_1^2 = \alpha \frac{4kT}{g_m} \quad (\text{III-6})$$

où α est un facteur correctif avoisinant l'unité à température ambiante et augmentant à basse température.

Pour $f < f_0$:

$$e_2^2 = A/f \quad (\text{III-7})$$

En refroidissant, la densité spectrale de bruit peut prendre l'aspect d'une lorentzienne :

$$e_3^2 = \frac{A'}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{III-8})$$

En ce qui concerne la densité spectrale du courant de bruit, on a deux contributions :

$$i_1^2 = 2qIG \quad (\text{III-9})$$

est une densité spectrale de bruit provenant du courant réussissant à franchir la grille et qui décroît exponentiellement avec la température.

$$i_2^2 = \beta C_{gs}^2 \omega^2 e_1^2 \quad (\text{III-10})$$

provient du couplage capacitif entre la grille et le canal.

III-2-b. Mesures expérimentales des caractéristiques de bruit

Nous avons utilisé l'analyseur de spectre HP3562A qui a permis d'effectuer des mesures de grande qualité jusqu'à 100 kHz.

L'étude du rapport signal sur bruit présentée au chapitre précédent a souligné qu'il était nécessaire de connaître la température de bruit du transistor et son impédance d'adaptation optimale. En d'autres termes, il est important de connaître à une fréquence donnée les valeurs de e_n et de i_n . C'est pourquoi nous avons apporté un soin particulier aux mesures de courant de bruit de l'amplificateur.

La tension de bruit e_n s'obtient en reliant la grille du FET à la masse. La tension de sortie mesurée est alors égale à la tension de bruit multipliée par le gain d'amplification. Le gain du premier étage d'amplification est suffisamment élevé pour que le bruit des étages en aval soit noyé par celui amplifié du transistor.

La mesure du courant de bruit est plus délicate, en raison du faible niveau de courant à détecter (quelques fA/\sqrt{Hz}) [43]. Pour ce type de mesure, nous avons mis au point un dispositif expérimental reposant sur l'utilisation d'un résonateur supraconducteur à très grand facteur de

qualité dont l'étude vient d'être présentée dans la première partie de ce chapitre.

Quand le circuit résonant est monté à l'entrée du transistor, à la fréquence de résonance ω_0 définie par $L(C+C_e)\omega_0^2 = 1$ (cf figure III-4), celui-ci voit à son entrée deux résistances pures en parallèle R_{in} et $R = QL\omega_0$.

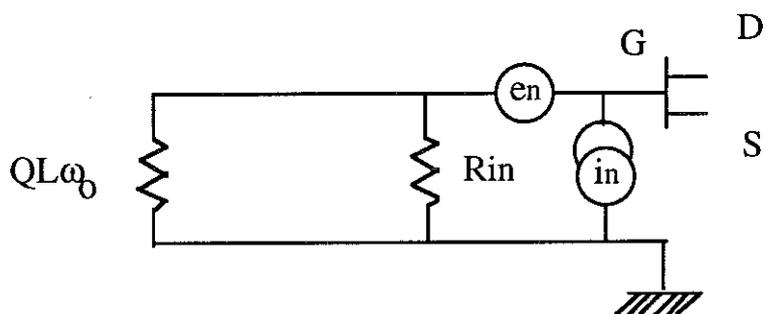


Figure III-4

En pratique $R_{in} \gg R$ et la tension de bruit totale v_n à l'entrée du FET obéit à l'équation :

$$v_n^2 = e_n^2 + 4kTQL\omega_0 + (QL\omega_0 i_n)^2 \quad (\text{III-11})$$

Pour que le dernier terme de (III-11) soit prépondérant, il faut que :

$$i_n^2 \gg \frac{4kT}{QL\omega_0} \quad (\text{III-12})$$

Dans le domaine de fréquences du MHz, l'utilisation d'un circuit LC classique ayant un Q de quelques centaines est suffisant [44-46].

A basse fréquence, (III-12) impose l'utilisation de circuits résonants supraconducteurs à très grands facteurs de qualité.

Nous avons étudié les caractéristiques de bruit de deux transistors ; le premier, CM860 de la firme Crystalonics, a des valeurs de

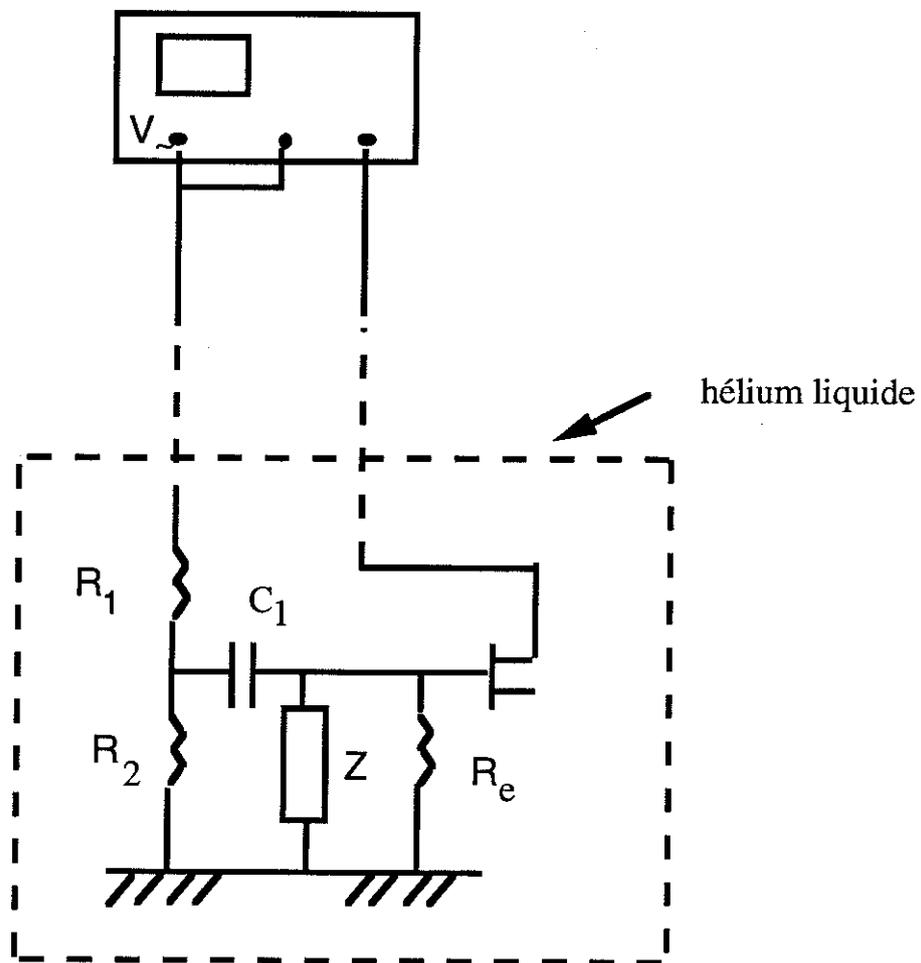


Figure III-5

transconductance élevées entre 100 K et 130 K (on a mesuré jusqu'à $g_m = 80$ mS). Cela se traduit par un faible niveau de tension de bruit, toujours inférieur à $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ au-dessus de 10 kHz. La transconductance du deuxième transistor (2SK152 de chez Sony) n'a jamais excédé 35 mS. Son spectre de tension de bruit entre 100 Hz et 100 kHz est très sensible à la température, et à basse fréquence obéit à III-8 (cf. figures de l'article pages suivantes). A haute fréquence, la tension de bruit de ce transistor reste supérieure au $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Avant d'effectuer les mesures de courant de bruit, il a fallu déterminer la nouvelle valeur $Q'L\omega_0$ de l'impédance du circuit LC situé à l'entrée du transistor. Pour ce faire, nous avons réalisé le dispositif représenté à la figure III-5. La nouvelle pulsation de résonance est définie par $L(C+C_e+C_1)\omega_0^2 = 1$ et la nouvelle fonction de transfert $\mathcal{H}'(\omega)$ vaut à la résonance :

$$\mathcal{H}'(\omega_0) = j \frac{C_1}{C/Q' + C_e^2\omega_0/g_m} \approx jQ' \frac{C_1}{C} \quad (\text{III-13})$$

La nouvelle mesure de la fréquence de résonance et son amplitude fournissent C_e et Q' respectivement.

Les résultats obtenus sur le transistor CM860 ont donné de fortes valeurs de capacité d'entrée (entre 60 et 70 pF), tandis que pour 2SK152, on a estimé $12 \text{ pF} < C_e < 20 \text{ pF}$. Le rapport Q'/Q est compris entre 0,1 et 0,5 pour CM860 tandis qu'il avoisine l'unité pour 2SK152. La formule permettant de déduire la valeur de i_n à partir de v_n est :

$$v_n^2 = e_n^2 + (Q'L\omega_0)^2 \left(i_n^2 + \frac{4kT}{QL\omega_0} \right) \quad (\text{III-14})$$

La figure III-6 est la reproduction d'un spectre observé pour une mesure de courant de bruit à 27,8 kHz sur un transistor CM860. La contribution du bruit thermique du résonateur est de 5 %. Le courant de bruit calculé est de $7 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'erreur statistique de la mesure est $1/\sqrt{N}$ où N est le nombre de moyennes effectuées. L'échantillonnage du signal et son filtrage nécessitent la sélection de fenêtres B inférieures à la bande passante du résonateur. Si t est le temps total de la mesure, $N = Bt$. Quand le facteur de qualité du circuit LC est très élevé, B est très faible (quelques dizaines de mHz) et une faible erreur statistique nécessite un temps de mesure très long (jusqu'à trois heures).

X=27.81919kHz
Ya=129.346nV/√Hz

M: POWER SPEC2 1900AVG 0%OVLp Hann

OV2

1.0 μ

78
LOG
Mag

rms
V/√Hz

1.0
Fxd Y

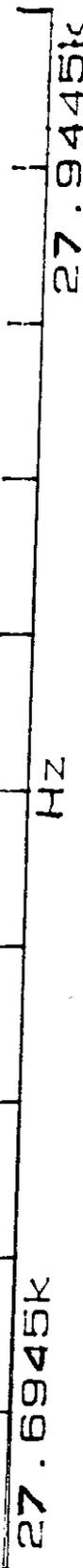


Figure III - 6

Les résultats de ces mesures de bruit ont montré que les températures de bruit T_N de ces deux transistors étaient du même ordre de grandeur, typiquement $T_N = 45$ mK à 10 kHz. Par contre, la valeur des impédances d'adaptation optimale e_n/i_n a montré de fortes différences. Toujours à 10 kHz, on a trouvé $0,18 \text{ M}\Omega < R_{\text{opt}} < 4 \text{ M}\Omega$ suivant le transistor considéré.



Noise measurements on silicon J-FETs at low temperature using a very high Q superconducting resonator

F. Ayela, J. L. Bret, and J. Chaussy

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, (Laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier de Grenoble), C.N.R.S., BP 166X, 38042 Grenoble Cedex, France

(Received 26 November 1990; accepted for publication 10 July 1991)

Noise voltage and noise current measurements have been carried out at different temperatures on two kinds of low-noise silicon J-FET at moderately high frequencies up to 100 kHz. We have made careful noise current measurements by constructing a very low-loss superconducting resonator working in the kHz frequency range, whose quality factor reaches 3×10^5 . At 10 kHz, the measured noise energy lies between 1.1 and 1.8×10^{-24} W/Hz for both types of transistors, but the ratio between the noise voltage and the noise current exhibits pronounced differences depending on the device under test.

I. INTRODUCTION

For experiments which require the detection at very low temperature of low-level signals, a knowledge of the noise temperature of the active device assuming the role of the first stage of amplification is of primary importance.¹⁻⁴ When considering high impedance applications or signal to noise improvements, the noise voltage and the noise current at the input of the preamplifier have to be accurately determined. In the radio frequency range, GaAs field-effect transistors are well suited because they work at 4.2 K and the $1/f$ noise is unimportant above 100 kHz. On the other hand, Si J-FETs have better noise voltage performances in the audio frequency range, but working below liquid-nitrogen temperature is unfavorable because of the larger energy gap between the conduction band and the donor level. For low-temperature experiments however, it is useful to put the first stage of amplification near the source of signals in order to limit extra perturbations and to reduce some sources of noise.

Although several noise voltage measurements have been published on FETs,⁵⁻⁸ there are few papers which discuss measurements of the noise current of silicon J-FETs below 100 kHz. This lack of data can be explained by the difficulties involved in performing high-resolution noise current measurements in this frequency range without adding parasitic sources of noise. Burton⁹ clearly stated these difficulties and suggested a method which has been used by other authors.^{2,10} But this technique, based on the use of capacitors as low-noise sources of high impedance, has a limited accuracy, and the interpretation of the results assumes that the sources of noise are uncorrelated. In other publications, the use of a resonator set at the input of the transistor under test has been described only at very high frequencies.^{1,11,12}

We have adapted this last procedure so that it is suitable for work at lower frequencies, by making a tunable superconducting resonator with very high electrical quality factors. This new arrangement allowed us to test, at frequencies below 100 kHz, the noise performances of two types of silicon J-FETs immersed in liquid helium and contained in a thermally adapted environment. The con-

struction of the low-loss resonator, its electrical properties, and the measured noise characteristics of the field-effect transistors are discussed.

II. SOURCES OF NOISE AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES OF MEASUREMENT

In the following, we consider a field-effect transistor working in saturation in the common source configuration. The noise sources are usually represented by a rms noise voltage source e_n and an rms noise current source i_n at the input of the FET (Fig. 1). The input impedance is represented by the parallel arrangement of a capacitance C_{gs} and a resistance $R_{in} = g_m/C_{gs}^2\omega^2$, as far as $\omega \ll g_m/C_{gs}$. We recall that g_m is the transconductance defined by $g_m = \Delta I_{ds}/\Delta V_{gs}$.

Above a frequency f_0 which depends both on the device and on the temperature, the noise voltage spectral density is of the form:

$$\overline{e_1^2} = \gamma \frac{4kT}{g_m}, \quad (1)$$

where γ is a constant which is nearly one at ambient temperature. It has been pointed out^{5,8} that due to the hot-electron effect γ increases when cooling the FET, so that contrary to some accepted ideas⁶ the decrease of T/g_m does not imply a strong lowering of this noise voltage. Below f_0 the flicker noise appears and¹³

$$\overline{e_2^2} = \frac{cqV_D}{C_{GS}f} = \frac{A}{f}, \quad (2)$$

where c is a constant, q is the electronic charge, V_D is the drain voltage, C_{GS} is the input capacitance, and f the frequency. When T becomes lower, the spectrum in a given frequency range is

$$\overline{e_3^2} = \frac{cqV_D\tau}{C_{GS}(1 + \omega^2\tau^2)} = \frac{A'\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (3)$$

which expresses some generation-recombination process; c depends on T and τ is of the form $\tau = \tau_0 e^{E/kT}$.^{13,14}

Concerning the noise current, we have two terms:

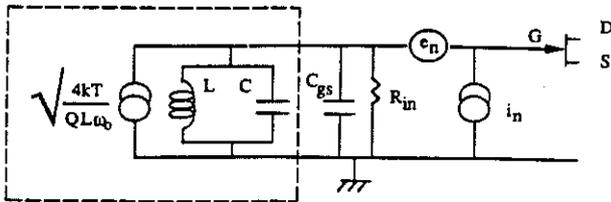


FIG. 1. Equivalent FET input circuit for noise analysis. The noise sources of the FET are represented by the generators e_n and i_n . The circuit inside the dashed square is the superconducting LC resonator. Note that the spectral noise current density $4kT/QL\omega_0$ only holds at the resonant frequency.

$$\overline{i_1^2} = 2qI_G \quad (4)$$

which is a white noise density arising from the gate leakage current I_G , which exponentially decreases with T , and

$$\overline{i_2^2} = \alpha C_{GS}^2 \omega^2 e_1^2, \quad (5)$$

which comes from the capacitive coupling between gate and channel and α indicates the strength of the coupling.

The noise voltage is easily obtained by shorting the gate to the ground reference. Knowledge of the gain of the preamplifier allows one to determine the value of e_n from the output signal.

As mentioned in the introduction, the noise current measurement is more difficult. It requires a very high source impedance in order to provide a measurable noise contribution.

The electrical resonator is an LC parallel device; at $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, it behaves as a perfect resistance $R = QL\omega_0$, where Q is the quality factor. When it is placed at the input of the FET as shown in Fig. 1, the input capacitance of the FET adds to that of the resonator. At the new resonant frequency $\omega_0 = 1/\sqrt{L(C+C_{gs})}$, the noise current passes through two perfect resistances and the correlations between e_n and i_n do not contribute to the noise. The total noise at the input of the FET is then:

$$\overline{v_n^2} = \overline{e_n^2} + \frac{1}{(1/Q'L\omega_0 + C_{GS}^2\omega_0^2/g_m)2} \left(\overline{i_n^2} + \frac{4kT}{QL\omega_0} \right) \quad (6)$$

$$\approx \overline{e_n^2} + (Q'L\omega_0)^2 \left(\overline{i_n^2} + \frac{4kT}{QL\omega_0} \right). \quad (7)$$

$4kT/QL\omega_0$ is the white noise spectral density of the resonator. The new value Q' arises from the feedback effects which occur due to the C_{gd} capacitance between the gate and the drain. We will show in Sec. IV the two different experimental configurations adopted in order to measure Q and Q' . The value of Q has to be sufficiently high so that $\overline{e_n^2} < \overline{v_n^2}$ and that $\overline{i_n^2}$ is not drowned by the thermal noise of the resonator.

This technique has already been used for measurements on GaAs FETs at high frequencies,^{1,11,12} where Q values in the hundreds are generally sufficient to provide a measurable signal. In the lower frequency range considered here where the noise current is small and a high impedance difficult to synthesize, it is necessary to reach very high Q

values. We used niobium superconducting wires to construct the inductor. In liquid helium, the resistance of the inductor is zero and Q is limited by the dielectric losses of the coating of the wires and of the tuning capacitor. This is represented by a small resistance R_s in series with C . Then, $Q = 1/R_s C \omega = L \omega / R_s$. The nature of the dielectric of the tuning condenser and the care taken over the experimental environment of the resonator are of the greatest importance in order to achieve quality factors higher than 10^4 at around 10 kHz.

III. EXPERIMENTAL APPARATUS

The devices under test, on which we carried out noise measurements, consisted of two kinds of silicon J-FET, described as having a very low noise level. CM860 is produced by Crystallonics. The second type of FET is a Sony 2SK152.

Each FET was set up in a box under vacuum. The box also contains a resistor which serves as a heater and a platinum resistance to control and measure the temperature, mounted on the case of the transistor. Three stainless-steel capillaries of length $l = 15$ mm and diameters 0.9 and 1.2 mm, respectively, join the electrodes of the FET to the outside of the box. The resistance heater and the platinum resistance are connected using 5/100 Constantan wires. The configuration adopted yields a very good thermal stability and the relaxation times obtained allow us to reach the desired equilibrium temperature in a few minutes.

For noise current measurements, we made a coil with 2860 turns of pure niobium-coated wire of diameter 0.1 mm. The diameter of the core of the coil was 10 mm. At 1 kHz, this gave an inductance of 60 mH. Its resonant frequency was 258 kHz which gives a parasitic parallel capacitance below 10 pF. We used commercially available mica, polypropylene, or teflon condensers of values above 180 pF, so that the total dielectric losses are due almost entirely to the tuning condensers. To prevent losses due to eddy currents, the surroundings of the resonator were kept free from any metallic elements. A lead cylinder screens the whole circuit from all electromagnetic perturbations.

The design of the amplifier built at the laboratory is shown in Fig. 2. For most of our measurements, we used a Hewlett Packard HP3562A spectrum analyzer. It allowed us to carry out high-resolution frequency responses measurements to obtain the values of Q and Q' . For noise measurements, the precise data were collected by working in real time with a frequency span of less than 1 kHz. In the case of noise current measurements, we fixed the frequency resolution according to the bandpass of the resonator. Depending on the Q values and the frequency, the time required to collect the noise current data varied between 10 min and 3 h.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

We first measured the variation of the transconductance g_m with temperature for various bias conditions, because g_m occurs in the expressions for the noise voltage and for the input resistance of the FET. We obtained its values

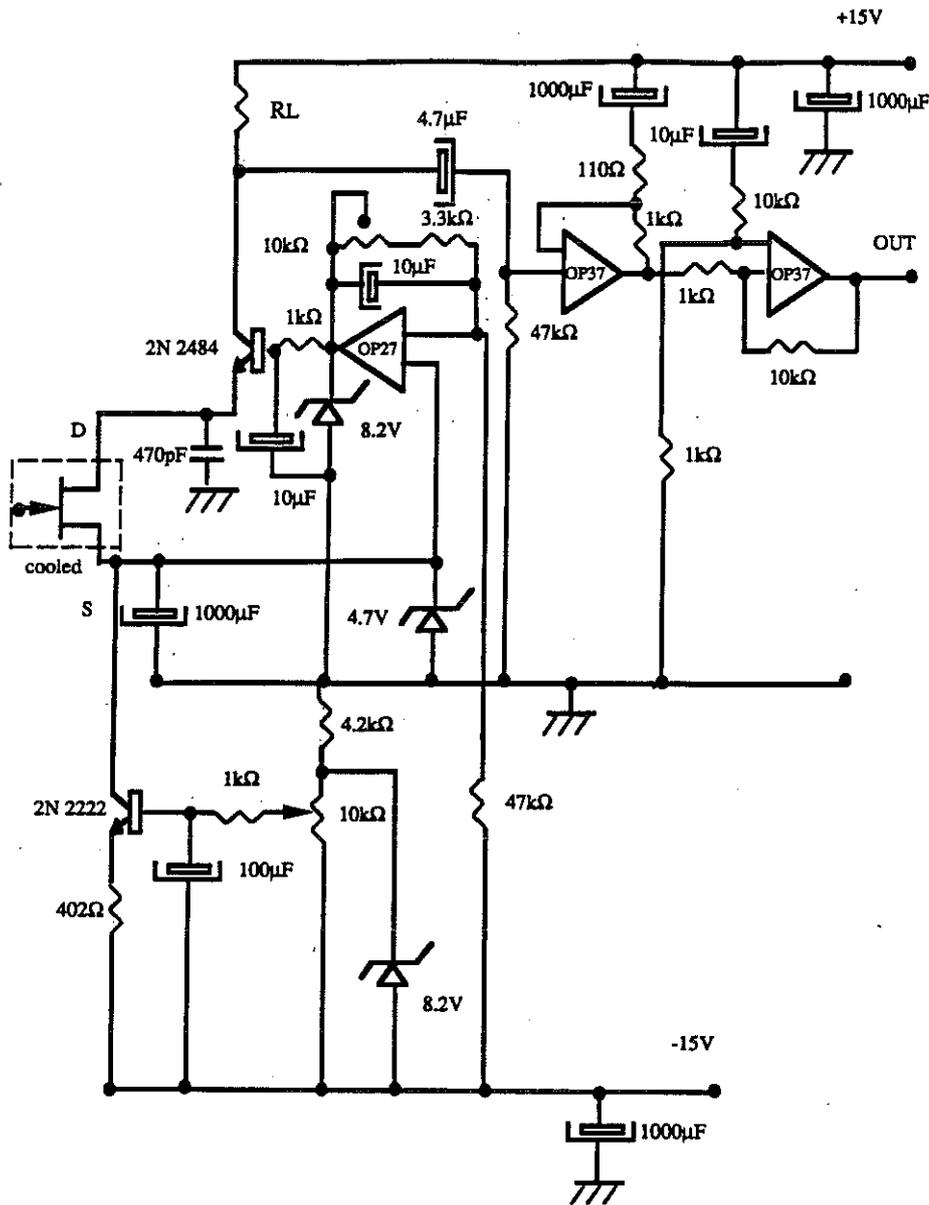


FIG. 2. Circuit diagram of the preamplifier used for noise measurements.

by measuring the overall gain of the amplifier which in our experimental configuration is proportional to g_m . Figure 3(a) displays the results obtained with CM860 for different values of I_{ds} . For a given temperature, g_m increases with I_{ds} . As expected, the transconductance reaches its maximum between 100 and 130 K. For temperatures below 50 K, the FET is no longer conducting. At $I_{ds} = 14$ mA and $T \approx 120$ K, g_m increases to 80 mS. With the load resistance used, we always have a gain higher than 20 at the first stage of amplification and an overall gain higher than 2000. The noise of the transistor under test will always drown the noise of the subsequent amplifiers and of the spectrum analyzer. Working in saturation, g_m does not depend on the value of V_{ds} . But the curves of Fig. 3(b) displaying $g_m(T)$ for different values of V_{ds} are diverging for $T < 100$ K. Because of the autodissipated power $V_{ds}I_{ds}$, the effective temperature of the FET T_f is higher than the measured temperature T_p given by the platinum resistance. Let us define κ the general thermal conductivity between the tran-

sistor housing on which the platinum resistor is mounted and the device itself. At thermal equilibrium we have $T_p = T_f - V_{ds}I_{ds}/\kappa$. The shift observed in Fig. 3(b) means that the difference between the measured and the effective temperature is principally significant under 100 K. With the assumption that for a given value of g_m , there corresponds a constant value of T_f , one can estimate the thermal conductivity κ in this range of temperature, and deduce the difference between T_p and T_f . We find that around 80 K, 1.2×10^{-3} W/K $< \kappa < 2.4 \times 10^{-3}$ W/K so that $\Delta T = T_f - T_p$ never exceeds 30 K. In the following, the temperatures indicated in the noise measurements will be the effective temperatures (T_f), deduced from those measured with the platinum resistance.

Measurements of the transconductance on 2SK152 show a similar behavior but the maximum of g_m does not exceed 35 mS. Previous considerations concerning the gain and the temperature still apply. It should be noted that for the both types of FET, the g_m values remain constant after

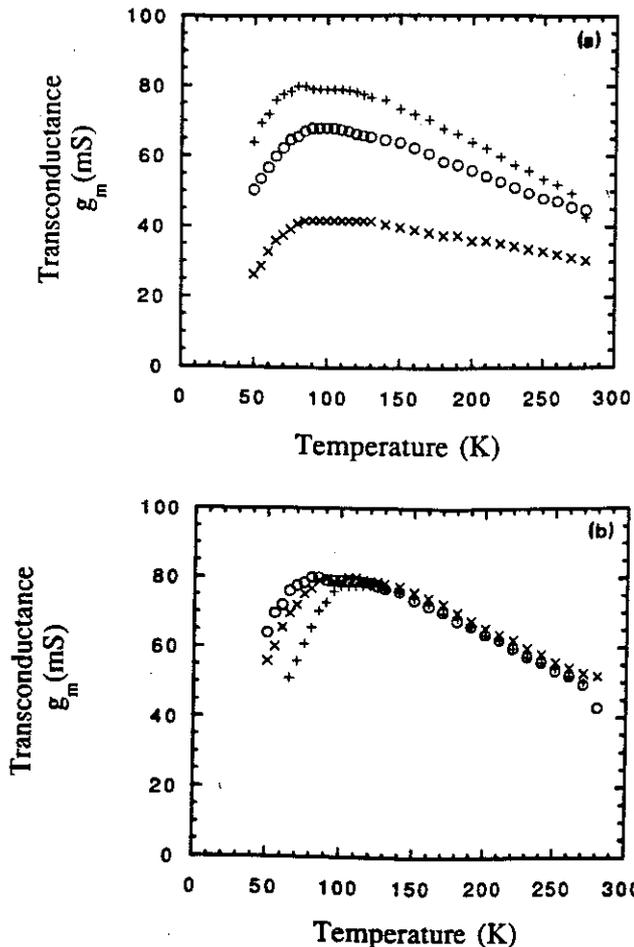


FIG. 3. (a) Transconductance of CM860 vs T for different values of I_{ds} . (+) $I_{ds} = 14$ mA, (O) $I_{ds} = 10$ mA, (\times) $I_{ds} = 5$ mA. The drain-source voltage has been kept at a constant value of 4 V. (b) Transconductance of CM860 vs T for different values of V_{ds} . (+) $V_{ds} = 1$ V, (\times) $V_{ds} = 3$ V, (O) $V_{ds} = 4$ V. The drain-source current has been kept at a constant value of 14 mA. The discrepancy at low temperature is attributed to a mismatch between the measured temperature with the platinum resistance and the effective temperature inside the FET.

several thermal cycles.

In the following we will neglect the noise contribution of the resistance load R_L because $e^2 = 4kTR_L/(gmR_L)^2$ never exceeds 0.2 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

At ambient temperature and for different values of I_{ds} , the frequency-independent thermal noise is about 0.7 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ for CM860 and between 0.9 and 1.1 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ for 2SK152. The latter white noise values are higher because the transconductance of 2SK152 is smaller. The low-frequency noise voltage observed below 10 kHz reaches moderate values for both types of FETs, between 2 and 4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 100 Hz. By cooling the FETs, pronounced differences in behavior occur. In the case of CM860, the white noise is reduced to around 0.6 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ and the flicker noise increases up to 8 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 100 Hz (Fig. 4). We observed that the noise spectrum of these types of transistors is weakly dependent on the temperature and on the bias conditions. The same measurements performed on 2SK152 gave different results. A set of noise voltage spectra is displayed in Fig. 5. Down to 150 K, the spectral

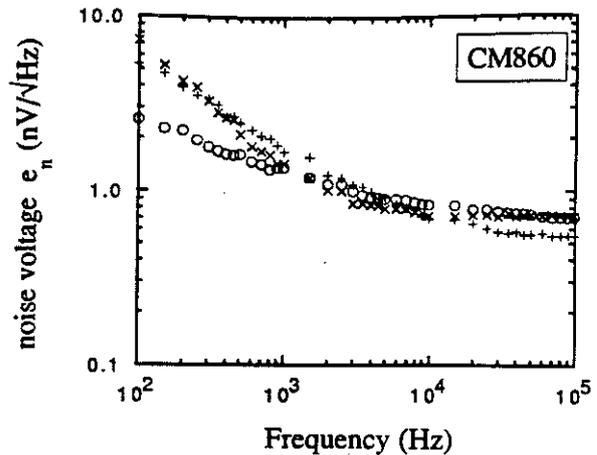


FIG. 4. Noise voltage of CM860 measured with $I_{ds} = 14$ mA and $V_{ds} = 2$ V at different effective temperatures. (O) $T = 300$ K, (+) $T = 214$ K, (\times) $T = 82$ K.

density varies as A/f but for lower temperatures it becomes a Lorentzian. At 100 Hz, the noise voltage lies between 18 and 78 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ depending on the temperature and the drain source current. From expression (3), we can fit the low-frequency spectrum with $E = 0.17$ eV, a value comparable with previous results.^{13,14} For frequencies above the foot of each the Lorentzian, the signal is due to white noise and γ values reach 40 . The errors in the e_n values, which are mainly due to uncertainties in the neglected noise contribution of the subsequent amplifier stage, are rather weak and are estimated to be less than 6% .

The errors in the noise current measurements are larger because this type of measurements is indirect and one needs to determine more experimental parameters. Moreover, we do not obtain a continuous spectrum as is the case for noise voltage measurement, but values at particular frequencies. We have determined the Q values of the resonator by using the electrical circuit described in the Fig. 6. The use of the HP3562A spectrum analyzer allowed

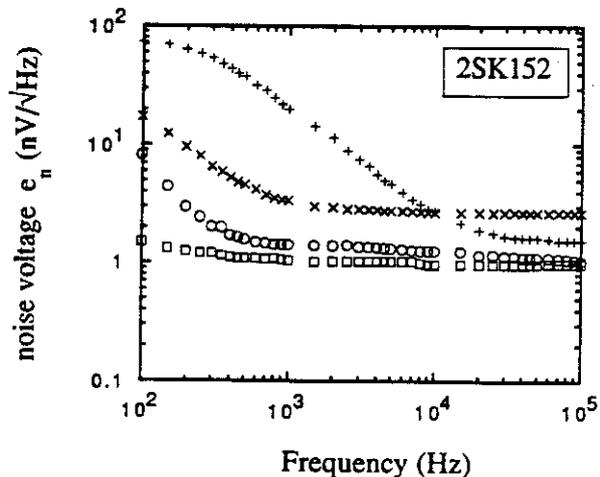


FIG. 5. Noise voltage of 2SK152 measured with $I_{ds} = 10$ mA and $V_{ds} = 4$ V at different effective temperatures. (\square) $T = 300$ K, (O) $T = 135$ K, (+) $T = 98$ K, (\times) $T = 80$ K.

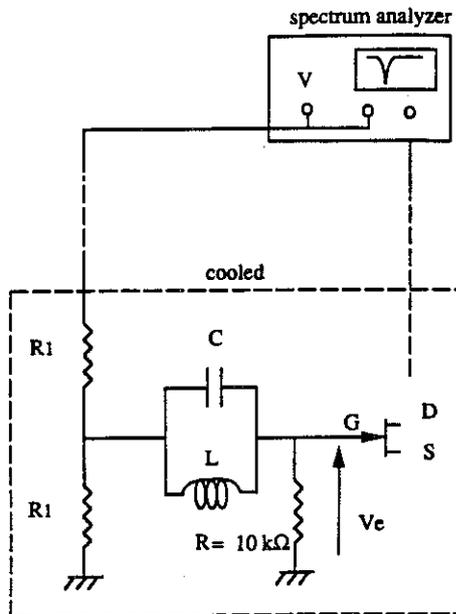


FIG. 6. Electrical wave-trap setup used to perform high Q measurements. A swept sine measurement displays a complex transfer impedance whose characteristics around the resonant frequency are function of the intrinsic quality factor of the superconducting resonator.

us to obtain a transfer function proportional to $\mathcal{H}(\omega) = R/(Z + R)$, where Z is the complex impedance of the resonator, and to verify at ω_0 the coherence between the input and the output signal. Its high resolution in frequency sweep avoids any error in determining the resonant frequency. A first-order expansion around ω_0 of the imaginary part of $\mathcal{H}(\omega)$ gives the value of C at liquid-helium temperatures and Q is deduced both from the minimal value $\mathcal{H}(\omega_0)$ reached and from the slope of the phase rotation versus frequency. Using several mica condensers of capacitance 180 and 330 pF connected in parallel, we measured Q values from $2 \times 10^4 \pm 400$ at 56 kHz up to $6 \times 10^4 \pm 1200$ at 15 kHz. Low cost polypropylene condensers of value 6 nF gave at 10 kHz quality factors of $3.6 \times 10^4 \pm 720$. To reach lower resonant frequencies, we used teflon condensers of 6.8 and 10 nF. The losses considerably decreased and at 7 kHz Q reached $2.5 \times 10^5 \pm 5000$ with the 6.8 nF condenser and $3 \times 10^5 \pm 6000$ with the other. In such conditions, the white noise current due to the resonator is $0.6 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$. As noise currents add quadratically, we are still able to deduce an additive current of similar value from the experimental data.

In order to determine the new value $Q'L\omega_0$ of the impedance of the LC circuit when the resonator is set up at the input of the FET, we adopted the configuration displayed in Fig. 7. At the new resonant frequency defined by $L(C + C_{gs} + C_1)\omega_0^2 = 1$, the new transfer function $\mathcal{H}'(\omega)$ is purely an imaginary function whose value is

$$\mathcal{H}'(\omega) = j \frac{C_1}{C/Q' + C_{gs}\omega/g_m} \approx jQ' \frac{C_1}{C} \quad (8)$$

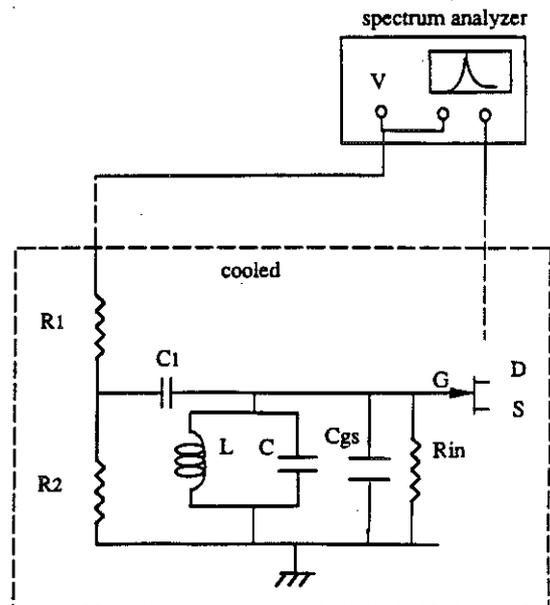


FIG. 7. Electrical arrangement used to measure the effective value Q' of the quality factor when the resonator is set up at the input of the FET. For C_1 , we used small mica capacitors of values 4.7 and 18 pF. Typical values of R_1 and R_2 are 10 k Ω and 100 Ω , respectively. The swept sine measurement displays a resonant peak as explained in the text.

Therefore, the shift of the resonance and the amplitude of the resonant peak give C_{gs} and Q' , respectively.

The measurements on CM860 showed strong input capacitances whose values lie between 60 and 70 pF. For 2SK152, we estimated that $12 \text{ pF} < C_{gs} < 20 \text{ pF}$. All these values were determined for frequencies above 15 kHz. For frequencies below 15 kHz, the capacitances of the tuning condensers are too high and the shift of the frequency was undetectable when the resonator was at the input of the FETs. The ratio Q'/Q was found to be between 0.1 and 0.5 for CM860, and nearly one for 2SK152. At a given frequency, $Q'g_m$ is almost independent of bias condition and temperature, which confirms the feedback effect due to C_{gd} .

The experimental results of i_n deduced from (7) are listed in the Tables I and II, and printed in Fig. 8. For CM860, the ratio $i_n/e_1\omega$ gives values similar to the estimated input capacitance. The noise current is independent of the temperature. The i_n values of 2SK152 reach a much lower level than those of CM860, but we can see a depen-

TABLE I. Noise current of CM860 ($I_{ds} = 14 \text{ mA}$, $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $T \approx 135 \text{ K}$).

f (kHz)	I_n (fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
7.5	1.9 ± 0.2
17	5.2 ± 0.5
20	5.5 ± 0.5
32	6.7 ± 0.7
37	8.7 ± 0.9
46	11.1 ± 1.0
50	14.0 ± 1.5

TABLE II. Noise currents of 2SK152 ($I_{ds} = 5$ mA, $V_{ds} = 3$ V).

f (kHz)	I_n (fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	
	$T \approx 80$ K	$T \approx 150$ K
7.6	$< 0.7 \pm 0.1$	1.5 ± 0.1
16.5	0.8 ± 0.1	1.8 ± 0.2
20.0	1.2 ± 0.1	2.4 ± 0.2
33.0	2.0 ± 0.2	3.3 ± 0.3
52.0	2.7 ± 0.3	3.7 ± 0.4

dence with T . We think that at $T = 150$ K, the shot noise has still not disappeared. To confirm this assertion, we write that:

$$i_n^2 = (\alpha C_{gs} \omega e_n)^2 + i^2, \quad (9)$$

where α is a constant and i^2 is the unknown cumulative constant noise current density. From our results, we find that $i = 1.7 \pm 0.4$ fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$. We think that the lack of a temperature dependence observed in the noise current of CM860 arises from the fact that the term due to the capacitive coupling is so important that the decrease of the shot noise with T is undetectable.

For both FETs, below 7 kHz, the resolution is insufficient; the current noise is drowned by the thermal noise of the resonator. The fact that the noise current level is higher for the FETs with the strongest input capacitance and that

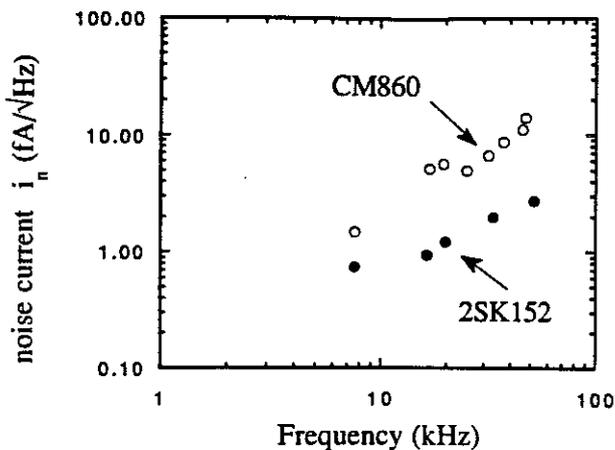


FIG. 8. Noise current of CM860 and 2SK152 vs frequency. Data of CM860 have been obtained at $T \approx 135$ K with $I_{ds} = 14$ mA and $V_{ds} = 3$ V. These of 2SK152 at $T \approx 80$ K, with $I_{ds} = 5$ mA and $V_{ds} = 3$ V.

the input noise spectral density varies as ω^2 and not as ω (Ref. 10) tends to show that down to 10 kHz, i_n is mainly due to the capacitive coupling between gate and channel. Our values of i_n are ten times smaller than those published recently for noise current measurements carried out in a different manner at ambient temperature.⁴ This improvement comes from the lower experimental temperatures used and from the lack of any perturbation introduced after the first stage of amplification. As a consequence, when used in their best configuration, these FETs exhibit at 10 kHz a very low noise energy $e_n i_n$ of $1.3 \pm 0.2 \times 10^{-24}$ W/Hz for CM860 and $1.6 \pm 0.2 \times 10^{-24}$ W/Hz for 2SK152. The value of the ratio e_n/i_n , useful for signal to noise optimization, varies strongly with the type of transistor. Always at 10 kHz, $e_n/i_n = 0.18 \times 10^6 \Omega$ for CM860 and $4 \times 10^6 \Omega$ for 2SK152. These differences underline the importance of determining of both the noise voltage and the noise current values.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to acknowledge the technical assistance of P. Brosse-Marron and B. Picot during the construction of the experimental apparatus. J. P. Faure is to be thanked for having realized the preamplifier and Dr. M. Lees for reading the manuscript. This work was funded by a contract between the Centre National de la Recherche Scientifique, 15 Quai Anatole France, Paris, and the Société Framatome, Tour Fiat, 92084 Paris la Défense.

- ¹ J. Lepaisant, D. Bloyet, and E. Varoquaux, *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 521 (1984).
- ² F. Bordoni and G. V. Pallottino, *Rev. Sci. Instrum.* **48**, 757 (1977).
- ³ D. Bloyet, J. Lepaisant, and E. Varoquaux, *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 1763 (1985).
- ⁴ G. V. Pallottino and T. Lupi, *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 2436 (1990).
- ⁵ S. R. Forrest and J. R. Sanders, Jr., *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 1603 (1978).
- ⁶ W. Nawrocki, *Cryogenics* **28**, 394 (1988).
- ⁷ D. V. Camin, G. Pessina, E. Previtali, and G. Ranucci, *Cryogenics* **29**, 857 (1989).
- ⁸ A. T. Lee, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3315 (1989).
- ⁹ C. H. Burton, *J. Phys. E* **7**, 338 (1974).
- ¹⁰ F. Bordoni, G. Maggi, A. Ottaviano, and G. V. Pallottino, *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 1079 (1981).
- ¹¹ M. F. Bocko, *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 404 (1984).
- ¹² M. G. Richards, A. R. Andrews, C. P. Lusher, and J. Schratte, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 404 (1986).
- ¹³ F. M. Klaassen and J. R. Robinson, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-17**, 852 (1970).
- ¹⁴ C. F. Hiatt, A. van der Ziel, and K. M. van Vliet, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-22**, 614 (1975).

III-3-Test de la sensibilité électronique

Nous avons vérifié la validité des résultats précédents en créant un flux magnétique alternatif et en mesurant la valeur du signal de sortie en fonction du champ appliqué.

On fait débiter au travers d'un circuit diviseur de tension un courant alternatif dans une spire de rayon 5 mm entourant la bobine du circuit résonant situé à l'entrée du transistor à effet de champ refroidi. La valeur du courant i est reliée à celle du générateur de tension par la relation

$$i = \frac{V}{R \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right) + R_1} \quad (\text{III-15})$$

Les valeurs choisies des résistances formant le diviseur de courant sont :

$$R = 10 \text{ M}\Omega$$

$$R_1 = 1 \text{ M}\Omega$$

$$R_2 = 100 \text{ }\Omega$$

L'application numérique fournit :

$$i \approx 10^{-11} \text{ V}$$

L'inductance de la bobine de détection d'une valeur $L = 38 \text{ mH}$ est composée d'un enroulement de $n = 2880$ spires et accordée à une fréquence de résonance de $8818,8 \text{ Hz}$. La valeur mesurée du facteur de qualité de ce circuit LC est de 81000 . A cette fréquence, le courant de bruit i_n du transistor est de $0,8 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le gain total d'amplification du montage est de 5253 . La surface de détection S vaut $19,6 \text{ mm}^2$.

Le niveau de bruit total ramené à l'entrée du transistor est de $190 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur élevée traduit le fait que nos conditions expérimentales sont éloignées de celles d'adaptation optimale présentées au chapitre précédent.



La figure III-7 trace les courbes expérimentales et théoriques du rapport signal sur bruit en fonction du champ appliqué. Dans cette configuration :

$$R = \frac{Q\omega_n SB}{\sqrt{e_n^2 + (QL\omega_{in})^2 + 4k TQL\omega}} \quad (\text{III-16})$$

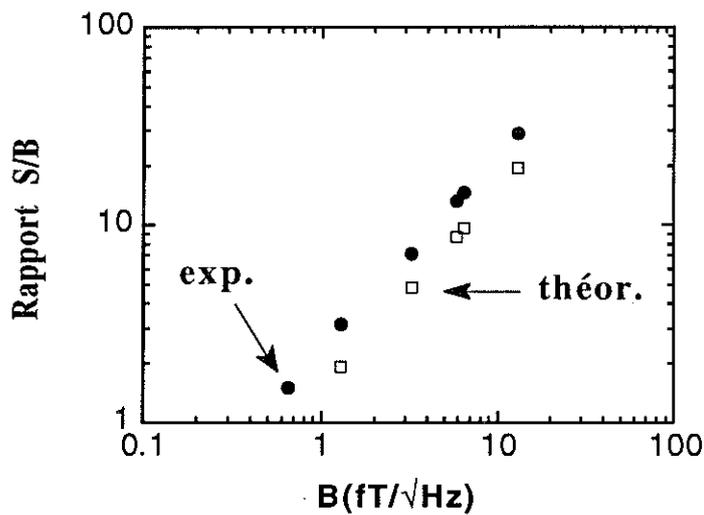


Figure III-7

On observe effectivement une progression linéaire du signal détecté en fonction du champ magnétique alternatif appliqué. Nous interprétons le décalage entre les résultats expérimentaux et ceux attendus de (III-16) par l'imprécision sur la valeur effective du champ magnétique appliqué. Néanmoins, la similitude des pentes des deux courbes confirme la validité des résultats relatifs aux mesures de bruit et de facteur de surtension.

III-4-Systèmes de contre-réaction magnétique

La mise au point et le fonctionnement du capteur imposent :

- de pouvoir créer et faire varier un faible champ statique dans l'environnement de l'anneau de détection,
- de contre-balancer le champ magnétique résiduel piégé au fond du cryostat.

Il est nécessaire d'adjoindre au montage expérimental un système de bobines de contre-réaction magnétique.

On a été amené à réaliser un ensemble de bobines d'Helmutz situé au niveau du détecteur.

L'utilisation de bobines d'Helmutz permet de créer une induction magnétique homogène à égale distance du centre de deux bobines identiques. Si R est le rayon de chacune des deux bobines coaxiales dont les centres respectifs sont distants de ℓ , il faut vérifier la condition $\ell = R$.

Dans ce cas, la valeur du champ au milieu de l'axe de deux bobines est donnée par :

$$B = \frac{\mu_0 N I}{R} \left(\frac{4}{5} \right)^{3/2} \quad (\text{III-17})$$

où I est le courant parcourant les N enroulements de chaque bobine.

Compte tenu des contraintes géométriques dues au montage (cf. chapitre 4), le système de contre-réaction est formé de deux bobines espacées de 15 mm comportant chacune deux spires. L'alimentation en courant a été effectuée soit à l'aide d'un diviseur de tension, soit directement par une source de courant. La relation liant la valeur du courant à celle du champ est alors :

$$B = 1,2 \cdot 10^{-4} i$$

Nous avons vérifié la conformité entre le champ réellement appliqué et sa valeur théorique par une expérience identique à celle présentée au paragraphe précédent. On en a déduit que le champ appliqué a une valeur de 25 % supérieure à celle prévue.

CHAPITRE 4

MONTAGE MECANIQUE DU PROTOTYPE



IV-1-Choix des matériaux et usinage du motif supraconducteur

Le choix des matériaux employés est déterminé par les exigences suivantes :

- le substrat sur lequel sont effectués le dépôt et la gravure de l'anneau de détection doit s'intégrer le plus simplement possible dans le montage général. D'après ce qui a été développé au chapitre 2, il est souhaitable que sa conductivité thermique soit faible; bien entendu il doit être électriquement isolant.
- la température critique T_C du dépôt doit être assez proche de celle de l'hélium liquide afin de limiter la puissance optique continue de la diode laser. Sa largeur de transition ∂T_C doit être la plus étroite possible, pour effectuer des cycles complets de transition entre l'état normal et l'état supraconducteur ou pour que la divergence de la longueur caractéristique de London soit la plus marquée possible près de T_C .

IV-1-a. Substrat

Bien qu'après polissage son état de surface soit excellent, l'utilisation d'un substrat en araldite chargée s'est avéré impossible. En effet, nous verrons dans la partie consacrée aux techniques de dépôt et d'usinage du motif que les traitements thermiques mis en oeuvre dans les procédures nécessitaient de dépasser 120°C . Cette valeur est supérieure à celle de la "température de Martens" de l'araldite ($\approx 110^\circ\text{C}$), température au dessus de laquelle des agrégats du substrat sont arrachés et emportent le dépôt qui les recouvre. Nous avons observé ce phénomène sur plusieurs échantillons. La taille des trous est supérieure à $50\ \mu\text{m}$, ce qui empêche toute poursuite de réalisation.

Dans un premier temps, nous avons retenu comme matériau la céramique usinable. Apparue il y a une vingtaine d'année, cette céramique composée à 50% de son volume de cristallites de mica réparties aléatoirement présente les caractéristiques suivantes [47] :

- une grande facilité d'usinage, ce qui permet d'imaginer un substrat facilement intégrable au reste du montage,
- un coefficient de dilatation thermique équivalent à celui des métaux,
- une faible conductivité thermique à basse température; seul le graphite possède une conductivité plus faible.

Pour ce matériau, nous avons à 5K [48] :

$$c = 0,5 \text{ mJ/Kcm}^3$$

$$k = 1 \text{ mW/Kcm}$$

La structure frittée de la céramique usinable nécessite avant tout dépôt un polissage soigneux.

Dans la configuration où on effectue seulement une modulation de la température du dépôt en dessous de sa valeur critique, l'influence de la largeur du motif irradié sur la modulation de l'inductance cinétique rend nécessaire la lithographie de motifs dont la largeur est de l'ordre du μm . Ceci n'est pas envisageable à partir d'un substrat en céramique usinable à cause de son état de surface. Pour ce type de mesures, le choix est restreint au silicium, au saphir ou au pyrex. Nous avons été amené à utiliser des disques de pyrex de 10 mm de diamètre et 1mm d'épaisseur pour bénéficier de la faible conductivité thermique de ce matériau, équivalente à celle de la céramique usinable.

IV-1-b. Dépôts supraconducteurs

Les éléments répondant aux conditions exposées en introduction de ce chapitre sont le tantale, le vanadium, le niobium et le niobium-titane. Les températures critiques des cibles dont nous disposons au laboratoire sont respectivement de 4,4 , 5,1 , 9,1 et 9,6 degrés Kelvin.

Les valeurs effectives de T_C et ∂T_C de chaque couche dépendent du procédé suivi lors du dépôt : vide résiduel dans l'enceinte, température de déposition, traitement thermique. Pour déterminer l'influence de ces paramètres, nous avons mesuré les caractéristiques de nombreux dépôts effectués par pulvérisation cathodique sur des substrats de saphir de 10 mm de diamètre.

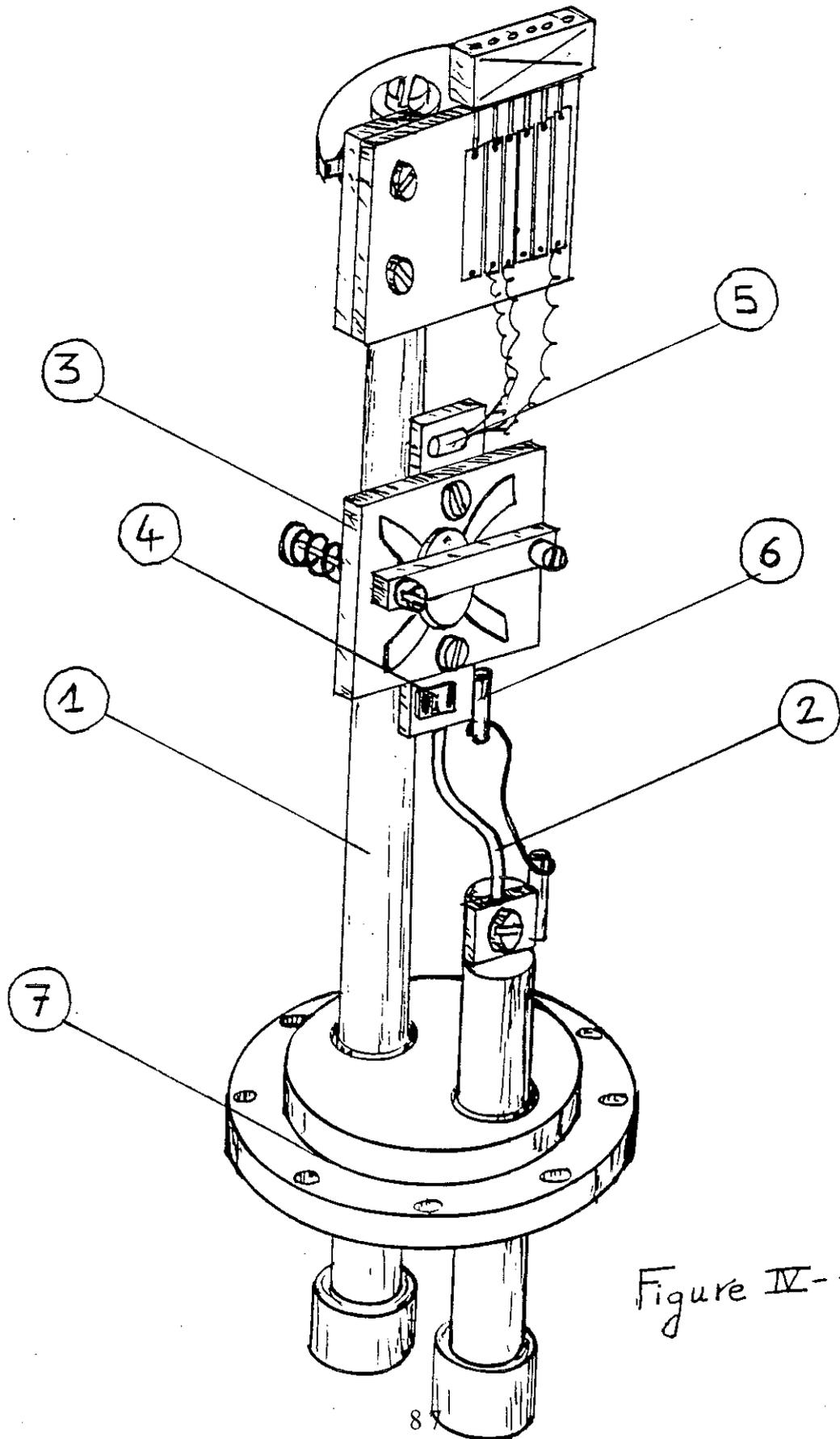


Figure IV-1

•Dispositif de mesure

Sa conception répond au désir de pouvoir caractériser rapidement la transition supraconductrice des échantillons. Cette canne de diamètre externe $\varnothing = 50$ mm est immergeable directement dans un vase d'hélium liquide. Son extrémité inférieure amovible est reproduite figure IV-1. Une tige en cuivre 1) thermalise l'arrivée des fils de mesure à la température du bain d'hélium liquide. Une deuxième fuite thermique 2) thermalise l'échantillon. Ce dernier supporte un "thermal clad" 3) sur lequel s'effectue la mesure courant-tension, une résistance de chauffage 4) de 50Ω permettant d'atteindre une trentaine de degrés K en dissipant 50 mW, et deux résistances en germanium 5) et 6) étalonnées pour la mesure de la température. L'étanchéité de l'ensemble est assurée par un joint d'indium 7).

Le contact électrique entre l'échantillon à tester et le motif doré gravé sur le "thermal clad" se fait par la pression exercée sur l'arrière du saphir par une tige guidée par deux vis montées sur ressorts. La fiabilité d'une telle procédure exige un état de surface parfaitement propre, tant du dépôt que du motif.

•Caractéristiques supraconductrices

Les éléments étudiés sont très réactifs vis à vis de l'oxygène. Ces effets de contamination liés à la valeur du vide résiduel de l'enceinte modifient la température critique des dépôts. La température des substrats pendant la pulvérisation reste faible devant celles de fusion des cibles et cela contribue également à éloigner les caractéristiques supraconductrices des films de celles des mêmes éléments massifs.

* *conditions de pulvérisation*

Elles étaient identiques pour tous les dépôts. Le plasma était amorcé sous une pression d'argon de $2 \cdot 10^{-3}$ mbar. La vitesse de déposition était comprise entre 8 et $10 \text{ \AA}/\text{sec}$ suivant le matériau utilisé.

** influence de la pression résiduelle*

Elle a été étudiée sur des dépôts de niobium de 2600 Å d'épaisseur effectués à température ambiante et à 200°C. Les résultats observés sont résumés dans le tableau suivant :

Prés. air(mTorr)	Tdépôt	T _c (K)	∂T _c (mK)
1,5 10 ⁻⁷	amb.	7,89	200
" " "	200°C	8,56	40
10 ⁻⁵	amb.	< 4,2	
" " "	200°C	6,79	140

La conjonction d'un vide résiduel médiocre et d'un dépôt "à froid" altère les propriétés supraconductrices du dépôt. Celles-ci s'améliorent logiquement à haute température et pour de faibles pressions résiduelles.

** influence de la température du substrat (Prés. = 10⁻⁷ Torr)*

Les résultats observés sur des dépôts de NbTi de 5000 Å d'épaisseur indiquent l'existence d'une température optimale de dépôt, inférieure à 250 °C.

Tdépôt	T _c (K)	∂T _c (mK)
amb.	7,92	65
150°C	8,25	21
250°C	6,98	60

Les résultats précédents ont été mesurés sur des motifs dont la largeur excédait 1 mm. On constatera par la suite l'influence de la largeur du motif sur les caractéristiques supraconductrices.

** Dépôts de vanadium et de tantale*

Les mesures effectuées sur des échantillons de tantale et de vanadium déposés dans différentes conditions n'ont fait apparaître aucune transition supraconductrice au dessus de 4,2 K.

IV-1-c. Usinage du motif

• Procédure expérimentale

Nous devons distinguer la réalisation du circuit déposé sur un substrat en pyrex et dont la partie soumise à l'irradiation laser est constituée d'un cheminement de $1\mu\text{m}$ de large, de celle du circuit obtenu à partir d'un dépôt effectué sur un substrat en céramique, dont la largeur minimale était de $20\mu\text{m}$.

Dans le premier cas, on insole la résine positive recouvrant le dépôt avec un faisceau électronique qui balaye l'ensemble du motif.

En ce qui concerne la procédure employée pour la réalisation du motif sur le substrat de céramique usinable, nous avons suivi le principe de lithographie qui est détaillé sur la figure IV-2. On étale par centrifugation sur le dépôt métallique (a) une couche de résine photosensible (b). Le type de résine utilisé dépend du choix ultérieur de la gravure. Après un premier recuit, on plaque un masque (c) sur l'échantillon et on insole l'ensemble avec une source à rayons U.V. (d). En utilisant une résine positive, le développement enlève la surface de résine insolée. Seule reste protégée la partie masquée du dépôt (e). Le reste subit alors soit une attaque chimique (gravure humide) soit une attaque ionique (gravure sèche). La résine est nettoyée à l'acétone et il ne reste que le motif métallique (f).

L'attaque chimique consiste à immerger l'échantillon au stade (e) dans une solution réactive avec le dépôt. Pour les composés comme Nb, Va, Ta, cette solution est un mélange de HF, HNO₃ et H₂O dans les proportions 1, 7, 12.

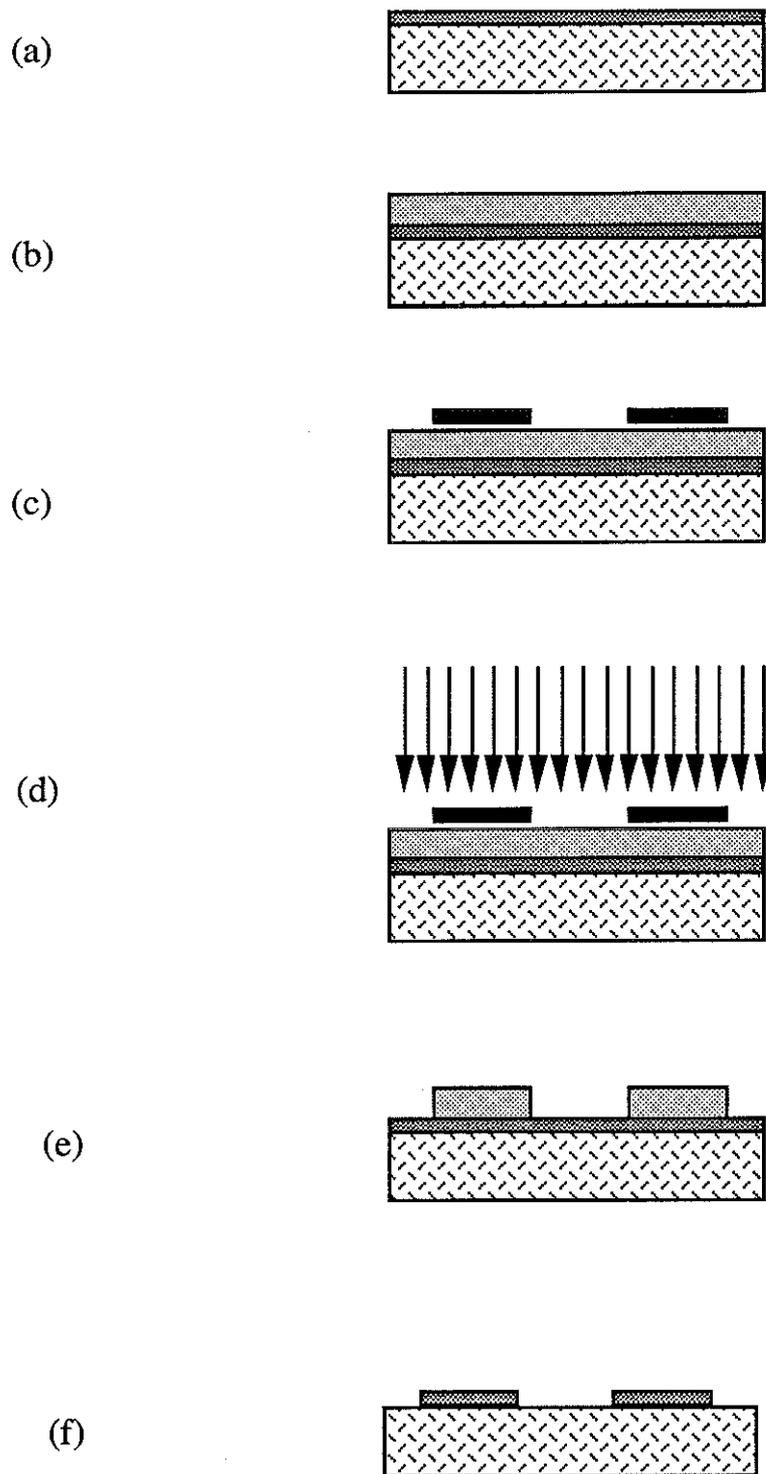


Figure IV - 2

L'avantage de cette procédure est son temps d'attaque très rapide. Son inconvénient est son caractère isotrope qui affaiblit le motif si sa largeur est faible. Pour notre application où l'on a eu à graver des bandes de largeur inférieure à 20 μm , cette solution n'était pas fiable.

La gravure ionique consiste à exposer l'échantillon au stade (e) à un faisceau ionique et permet d'excellentes résolutions [49]. Par échange d'énergie impulsionnelle sont arrachés les atomes du dépôt métallique ainsi que de la résine. Aussi est-il nécessaire d'étaler une résine épaisse, afin que la zone métallique exposée ait disparu avant la couche de résine protégeant le motif. Le taux d'attaque est caractérisé par la vitesse de gravure exprimée en $\text{\AA}/\text{min}$. Pour les types de métaux qui nous intéressent, cette vitesse est d'environ 300 $\text{\AA}/\text{min}$. Elle dépend du degré d'oxydation de la couche, du courant ionique et de l'angle d'incidence du faisceau. On a remarqué pour nos échantillons qu'une incidence du faisceau de 25° accélérerait la vitesse d'attaque, mais s'éloigner de l'incidence normale diminue la qualité de l'attaque directionnelle.

L'attaque ionique élève fortement la température de l'échantillon ; il est nécessaire de refroidir le substrat pendant la gravure avec une circulation d'eau pour ne pas brûler la résine qui laisserait alors sur le motif des résidus très difficilement nettoyables.

•Réalisation sur des substrats en céramique usinable

** traitement des substrats et conditions de dépôt*

Les substrats en céramique usinable ont été polis avec des pâtes diamant de 6, 3, et 1 μm et nettoyés aux ultrasons dans une solution d'acétone, avant d'être étuvés pendant 20 heures à 400°C .

Au vu des résultats de IV-1-b, nous avons effectué des dépôts de NbTi de 4000 \AA d'épaisseur à 250°C .

** procédure d'usinage ionique*

Nous avons réalisé deux types de motifs ; le premier a été conçu pour étudier grâce à une mesure courant-tension la fréquence maximale

des oscillations thermiques concevables sur l'anneau. Le second était le détecteur lui-même. Ces deux motifs ont en commun la partie microscopique de 20 μm de large représentée figure IV-3. Cette partie est obtenue par photoréduction de 1/5 à partir d'un disque plein issu d'une première gravure à l'échelle 1. La forme de ce serpentin supraconducteur est destinée à couvrir la surface recevant le rayonnement laser. On observe l'aspect irrégulier de la surface du substrat.

Les étapes suivies ont été :

- a) dépôt résine Shippley AZ 4620 A pendant 30" à 5000 rpm
- b) recuit étuve 2' à 90°C
- c) insolation : motif échelle 1 : 14" U.V.
motif échelle 1/5: 2'45" lampe microscope
- d) développeur pur 55". rinçage
- e) recuit 5' à 120 °C
- f) attaque ionique 15' en incidence normale, $E = 500 \text{ ev}$

•Réalisation sur des disques en pyrex.

Les motifs de largeur plus fine proviennent de dépôts de NbTi de 1000Å d'épaisseur effectués sur des substrats en pyrex. Pour de telles dimensions, la lithographie optique atteint sa limite de résolution, et le motif doit être obtenu par lithographie électronique.

Nous avons d'abord suivi la même procédure d'attaque ionique pour réaliser le motif. On verra au chapitre VI que plus la largeur du motif diminue, plus sa température critique baisse; pour une largeur de 1 μm , le dépôt n'est plus supraconducteur à 4,2K.

Cette perte des propriétés supraconductrices peut s'expliquer par l'oxydation du dépôt sur les bords du motif, due à l'échauffement pendant l'attaque ionique, ou par la réaction de la résine photosensible du masque pendant l'attaque.

Pour pouvoir utiliser un motif de 1 μm de large, nous avons été amené à faire effectuer sur nos dépôts une attaque ionique réactive au L2M de Bagnoux.

Ces motifs restent supraconducteurs à 4,2 K mais avec une température critique inférieure à celle de ceux de 20 μ m de large. Une photographie de la zone irradiée de ce type de motif est représentée figure IV-4.

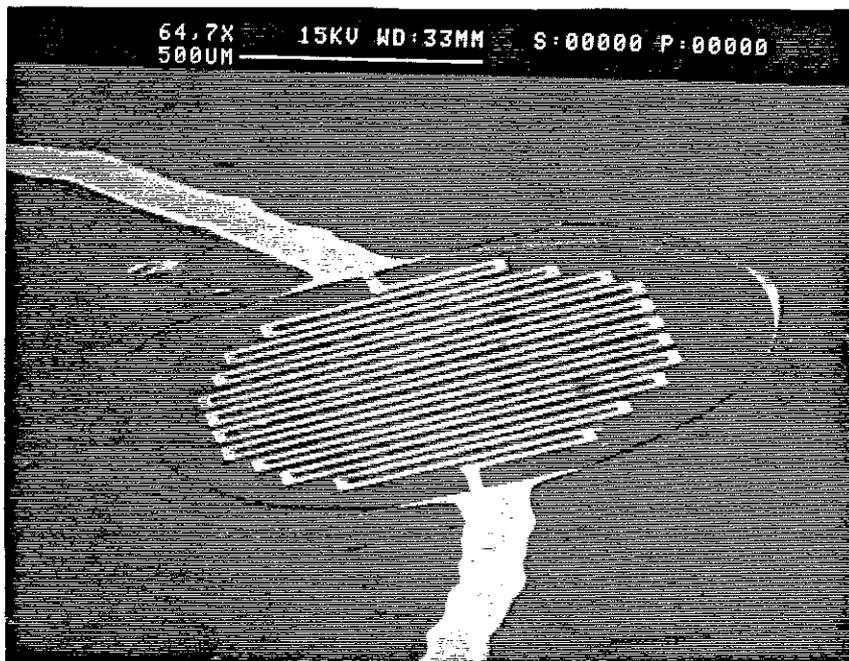


Figure IV-3

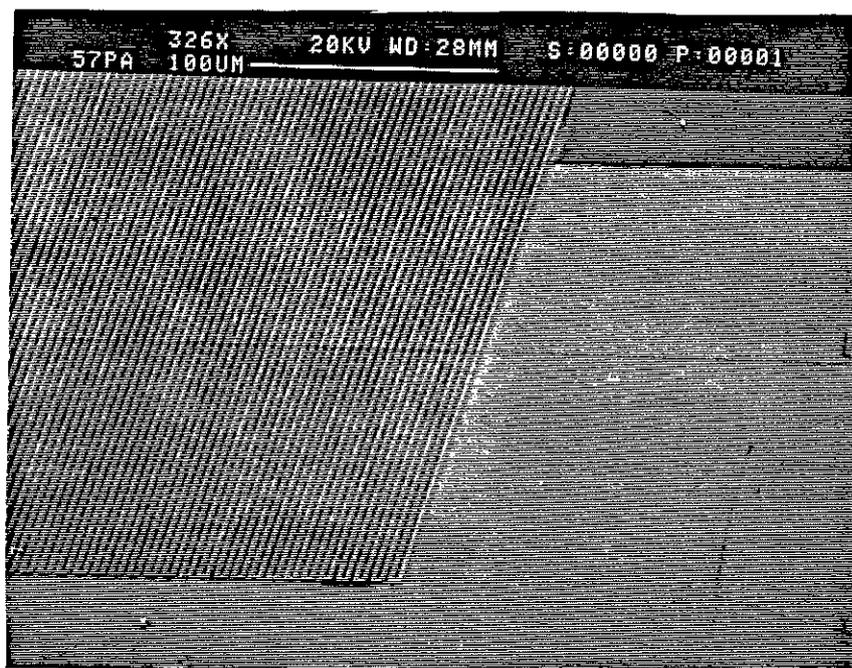


Figure IV-4

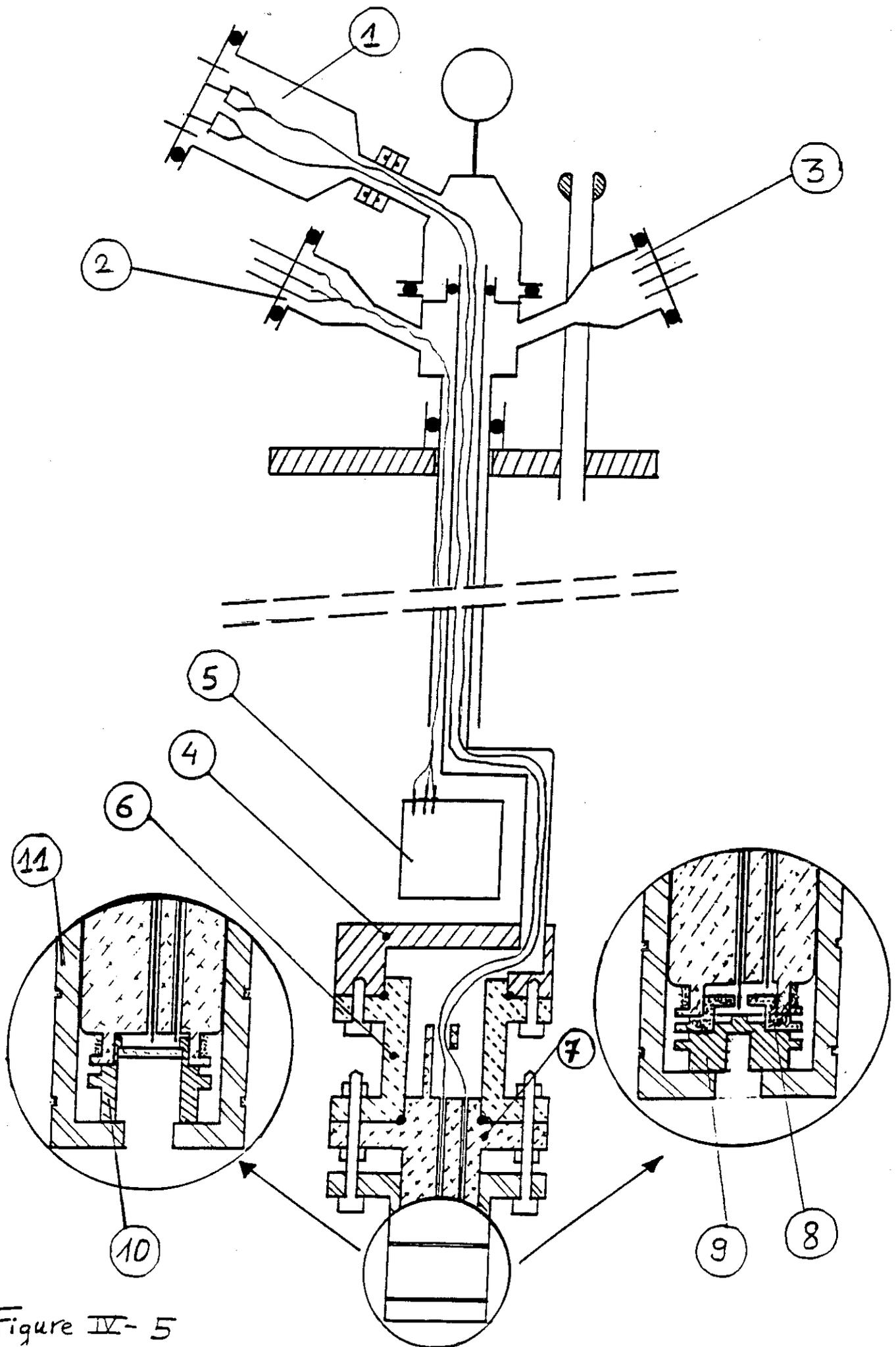


Figure IV-5

IV-2-Prototype expérimental

Le prototype expérimental doit comprendre une partie étanche qui renferme les deux diodes laser et l'échantillon supraconducteur. Il est important de connaître les propriétés magnétiques des matériaux situés à l'extrémité inférieure de la canne, afin que ceux-ci ne soient pas une source de bruit magnétique [37]. Les différences des constantes de dilatation mises en jeu au cours du refroidissement ont été à l'origine de nombreux problèmes d'étanchéité.

IV-2-a. Réalisation.

Les parties supérieures et inférieures du prototype sont représentées sur la figure IV-5.

Elles sont reliées par deux tubes en inox de caractéristiques $\phi=7-8$ et $\phi=13-14$ concentriques.

Le premier, sous vide primaire, est relié à la tulipe 1) comportant les deux diodes laser fibrées et leur circuit électronique de protection. Il débouche dans une pièce d'inox 4). Le deuxième est relié aux broches 2) et 3). La tulipe 2) équipée de sorties BNC alimente les différents constituants du boîtier étanche 5) comprenant le transistor à effet de champ et une résistance chauffante, tandis que la prise Jaeger 3) alimente en continu deux bobines d'Helmutz destinées à faire varier le champ magnétique appliqué au détecteur. En pratique, on dispose en amont de 3) un filtre passe-bas pour éliminer les interférences entre ce circuit de contre réaction et le circuit d'alimentation alternatif des diodes. Le boîtier 5) est situé dans un cylindre en plomb avec la capacité d'accord du circuit LC.

Les pièces du montage en aval de 4) doivent être électriquement isolantes, afin de ne pas affecter la valeur du facteur de qualité du circuit de détection.

Une première pièce intermédiaire 6) en araldite chargée et longue de 10 cm prolonge la canne. On verra au paragraphe suivant que l'étanchéité à la jonction de 6) et 4) est critique, à cause du grand périmètre sur lequel s'effectue le joint inox-araldite. A l'extrémité inférieure de 6) se raccorde la pièce en araldite 7) comprenant à l'intérieur le système de fixation des fibres optiques, et à son extrémité

inférieure l'usinage destiné à recevoir le bobinage supraconducteur de l'inductance du circuit de détection. L'étanchéité au niveau du joint entre 6) et 7) est assurée par un joint en silastène.

La partie la plus délicate dans le montage de l'ensemble consiste à aligner la partie du motif à irradier, déposé sur son substrat, en face de l'extrémité de la fibre optique correspondante fixée dans la pièce 7). La coupure de l'extrémité affleurante des fibres optiques doit être parfaite. Cela nécessite l'emploi d'un couteau spécial dont l'utilisation impose que la gaine protégeant chaque fibre soit décapée sur les derniers centimètres avec un produit commercial, le Décapex. La fibre est guidée dans son trou par du souplissot $\phi = 0,5 - 1$. Elle débouche à 1 mm du substrat. Son diamètre étant de 150μ et l'angle d'ouverture du faisceau de 20°C , on a une surface irradiée à température ambiante d' 1 mm^2 . L'incertitude concernant le comportement mécanique de la fibre optique à la température de l'hélium liquide nous empêche de connaître la surface effectivement irradiée à 4,2K.

Pour les expériences effectuées sur le substrat en céramique usinable 8), le motif à irradier sur l'anneau était excentré pour permettre le passage central de la fibre destinée à irradier le disque plein en feuillard de NbZn. Les étapes ayant conduit à l'ajustement mécanique du substrat sont les suivantes. On repère sur le substrat le rayon où se situe le motif à irradier. On perce sur une pièce en plexiglas transparente un trou $\phi=1$ à un rayon égal à celui précédemment mesuré. On aligne visuellement le motif supraconducteur du substrat et le trou de la pièce en plexiglas et on perce à travers ces deux pièces un trou $\phi = 0,5 \text{ mm}$ excentré. Sur une pièce en laiton identique au substrat de céramique usinable, on perce à partir de la pièce en plexiglas les deux trous $\phi 1$ et $\phi 0,5$. On place en vis-à-vis le trou $\phi 1$ de la pièce en laiton et l'ouverture d'où émergera la fibre optique, et on perce ensuite sur la pièce traversée par la fibre optique un trou $\phi = 0,5$ en vis-à-vis de celui existant sur la pièce en laiton. Pour le montage définitif, il suffit de guider le substrat par une mèche de $\phi = 0,5$ traversant le substrat et la pièce contenant la fibre optique. L'étanchéité est assurée par un joint en silastène. Le substrat 8) ayant été percé pour le montage, il faut lui adjoindre la pièce 9) destinée à supporter le disque plein supraconducteur pour assurer l'étanchéité.

Ce problème d'alignement est plus simple lors de l'utilisation du substrat en pyrex comprenant l'anneau et le disque supraconducteurs. Ce substrat est fixé par un joint en silastène sur la pièce en araldite 10) qui assure l'étanchéité entre le bain d'hélium liquide et l'intérieur de la canne. Le substrat étant transparent, l'alignement des deux motifs s'effectue visuellement à l'aide d'une binoculaire.

Lorsque l'ensemble est monté, une pièce 11) comportant les bobines d'Helmutz se visse sur 6) et 7). Le plan intermédiaire entre les deux bobines coïncide avec celui du détecteur pour que le champ appliqué y soit bien uniforme.

IV-2-b. Problèmes d'étanchéité

La première mise en fonctionnement du détecteur a été retardée par des fuites d'étanchéité apparaissant le plus souvent au-dessous de la température de l'azote liquide, et ainsi difficilement localisables.

La principale faiblesse du montage a été observée au niveau du joint entre les pièces 6 et 4 (cf. figure IV-5) ; après le cycle thermique consécutif à la première immersion du prototype dans l'hélium liquide, on a détecté à ce niveau une fuite à température ambiante.

Nous avons pensé que le joint en silastène ne résistait pas aux différences de dilatation verticale et concentrique des pièces en inox et araldite. En effet, il y a un rapport 10 entre les valeurs des coefficients de dilatation thermique de ces deux matériaux. Une étude attentive de la pièce 6 a mis en évidence une microfissure qui résultait probablement des efforts mécaniques subis par cette pièce à 4,2 K.

Le remplacement de 6 a nécessité le démontage complet des pièces en aval, et nous nous sommes aperçus que le substrat en céramique usinable 8 était brisé sur toute sa périphérie. Cette cassure s'est reproduite sur un deuxième substrat au cours d'un refroidissement ultérieur, et il a fallu reporter l'étanchéité entre 8 et 7 à l'aide d'une nouvelle pièce, au niveau de la lèvre du mandrin de la bobine de détection usinée en 7.

Des essais ultérieurs ont montré que même en refroidissant très lentement la canne expérimentale, le joint en silastène entre 6 et 4 perdait son étanchéité à 77 K. Revenu à la température ambiante, cette fuite avait disparu. Nous avons alors remplacé le silastène par de l'indium. A 77 K, l'étanchéité de ce nouveau type de joint dépend de la force de serrage des vis. En adaptant des contre-bridés en laiton pour répartir uniformément l'effort de serrage, l'ensemble reste étanche à 77 K, et à 4,2 K à condition que le refroidissement dans l'hélium liquide n'ait pas été brutal. Cependant, il s'est avéré nécessaire à l'usage de refaire le joint en indium après chaque quinzaine de cycle thermique entre 4,2 K et 300 K, car l'étanchéité se dégradait dans le temps.

Nous ne comprenons pas pourquoi l'étanchéité du dispositif résiste à une immersion brutale dans l'azote liquide à 77 K, température à laquelle l'essentiel des contractions thermiques s'est effectué, et pourquoi le refroidissement entre 77 K et 4,2 K doit être progressif.

Pratiquement, nous avons le choix entre deux procédures de refroidissement :

- immerger très lentement la canne expérimentale dans le cryostat rempli d'hélium liquide ; mais de cette façon, la boucle supraconductrice piège lors de sa transition la composante verticale du champ magnétique terrestre,
- siphonner très lentement dans le cryostat où la canne expérimentale a été préalablement thermalisée à 77 K.

IV-2-c. Propriétés magnétiques des constituants à proximité du détecteur

On a vu dans la partie consacrée aux sources de bruit que les fluctuations de température des pièces mécaniques entourant le détecteur se traduisaient par des fluctuations d'induction magnétique. Ce niveau, que l'on souhaite le plus faible possible, ne doit pas excéder l'équivalent d'un quantum de flux lorsque la température de la portion irradiée de l'anneau est modulée de part et d'autre de T_c .

Les valeurs de la susceptibilité magnétique d'échantillons de céramique usinable et d'araldite chargée ont été mesurés au voisinage de 4,2 K, et sous un champ de 0 à 10 Oerstedts. Nous avons :

. Céramique usinable $X(T) = \frac{X_0^{c.u.}}{T}$

avec $X_0^{c.u.} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ u.e.m. cm}^3 \text{ K/g}$

. Araldite chargée $X(T) = \frac{X_0^{ar.ch.}}{T + 3,31}$

avec $X_0^{ar.ch.} = 2,06 \cdot 10^{-4} \text{ u.e.m. cm}^3 \text{ K/g}$

En unités C.G.S., et en fixant à la densité de ces matériaux une valeur voisine de l'unité, on a :

. Céramique usinable $\left| \frac{dB}{dT} \right| = 4 \pi H \frac{X_0^{c.u.}}{T^2}$

. Araldite chargée $\left| \frac{dB}{dT} \right| = 4 \pi H \frac{X_0^{ar.ch.}}{(T + 3,31)^2}$

où H représente le champ appliqué (en Oersted).

A la température de l'hélium liquide :

. Céramique usinable $\left| \frac{dB}{dT} \right| = 10^{-5} H \text{ (G/K)}$

. Araldite chargée $\left| \frac{dB}{dT} \right| = 4,6 \cdot 10^{-5} H \text{ (G/K)}$

A partir d'un champ résiduel d'un mOe, une fluctuation de température de 10 mK donne un niveau de bruit de 10^{-14} Tesla. Ce type de fluctuations ne devrait pas nous gêner pour nos mesures.

CHAPITRE 5

FREQUENCE DE MODULATION THERMIQUE

Cette étape de l'élaboration du détecteur a permis de tester les possibilités d'utilisation d'une diode laser comme élément chauffant et de mesurer la vitesse de commutation maximale entre l'état normal et l'état supraconducteur au niveau de la zone irradiée du motif. Cette série d'expériences, effectuées sur un substrat en céramique usinable de faible conductivité thermique, a permis de discerner des fréquences de commutation allant jusqu'à 900kHz.

V-1- Caractéristiques des diodes laser

Nous avons utilisé deux diodes laser fibrées de type LCW 100F fournies par LaserDiode Inc. . La puissance optique maximale annoncée par le fournisseur est de 0,3 W pour un courant d'alimentation de 900 mA. Le diamètre des fibres optiques est de 150 μ m.

Pour déterminer précisément la valeur du courant seuil de ces diodes, nous avons mesuré à température ambiante la tension délivrée par une photopile située dans l'alignement de chaque fibre, en fonction du courant d'alimentation. Les résultats sont reportés figure V-1.

La diode centrale n°1 est destinée à irradier à basse fréquence le disque en feuillard de NbZr dans la première configuration où cet élément est juxtaposé sous l'anneau, ou à moduler à haute fréquence sous T_c la température d'une partie de la boucle lors des expériences de modulation d'inductance cinétique.

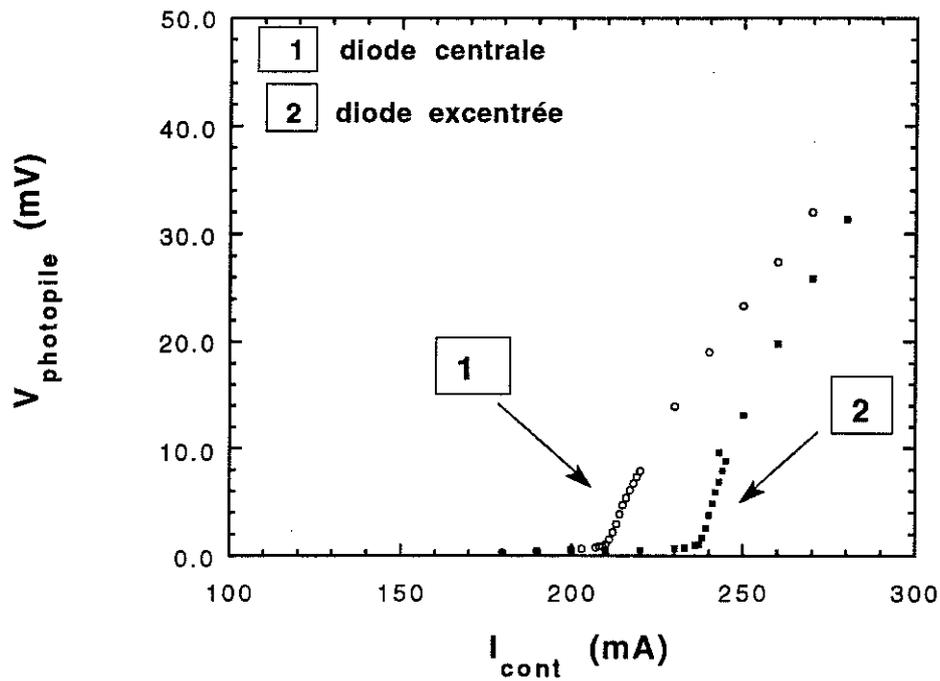


Figure V-1

Toujours dans la première configuration, la diode excentrée n°2 a servi à faire transiter à haute fréquence de part et d'autre de T_c la température du serpentin déposé sur le substrat en céramique usinable. Par la suite, on verra au chapitre suivant qu'elle a irradié la pastille pleine de NbTi pour les mesures de champ absolu.

Dans ce chapitre, c'est cette diode que nous avons employée pour tester la fréquence maximale de commutation entre l'état supraconducteur et l'état normal.

V-2- Limitations dans l'interprétation des mesures

Nous avons procédé à une mesure courant-tension en quatre fils (figure V-2). On injecte un courant continu de $10 \mu\text{A}$ dans le motif de $20 \mu\text{m}$ de large. Celui-ci étant totalement supraconducteur, la tension V mesurée est nulle. Quand une partie du motif devient résistive, $V \neq 0$. Typiquement, la puissance électrique dissipée par effet Joule n'excède pas quelques nW et ne doit donc pas altérer les échanges thermiques. La tension mesurée est amplifiée et visualisée sur un oscilloscope. Sa valeur donne accès à la valeur de la résistance à l'état normal de la zone irradiée. La conversion en température s'effectue grâce à un étalonnage donnant la relation résistance-température pour un dépôt de NbTi obtenu dans les mêmes conditions que celui à l'origine du motif usiné. Une partie de la courbe traçant la température du dépôt en fonction de la résistance mesurée dans la zone de transition est représentée figure V-3. L'incertitude sur la valeur de T déduite de celle de r est inférieure à 3 mK .

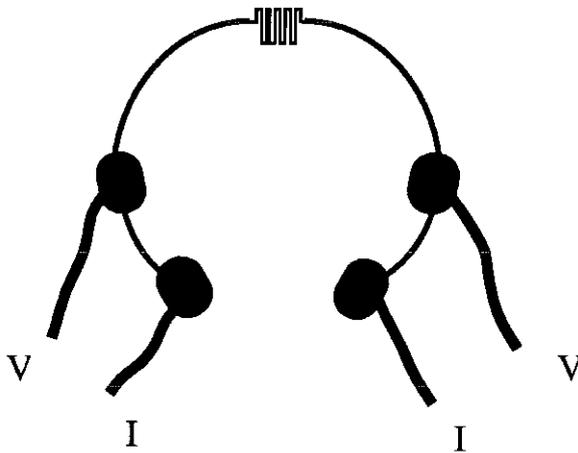


Figure V-2

La principale source d'erreur dans l'interprétation des tensions mesurées provient de l'incertitude sur la superficie de la zone irradiée, et par conséquent sur la longueur effective du motif qui transite dans l'état normal. Cette surface dépend de la position de l'extrémité de la fibre par

rapport au motif, position qui a froid doit être différente de celle définie à température ambiante.

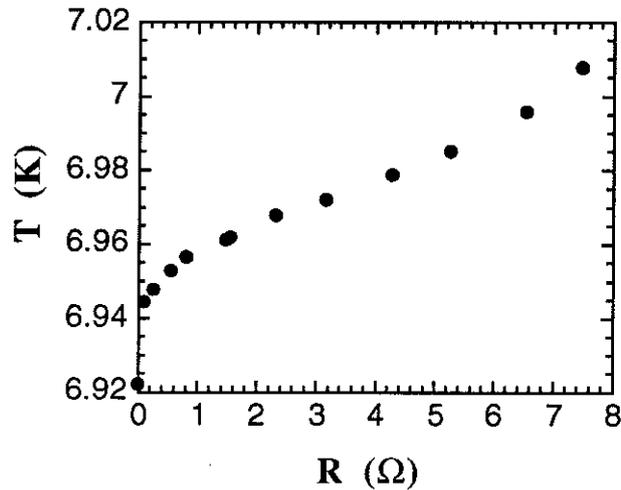


Figure V-3

De plus, en présence d'un échauffement continu, il y a un gradient de température à partir de l'impact du faisceau laser et le motif peut être entièrement dans l'état normal sans que sa température soit uniforme. Cependant, la résistance maximale mesurée en régime optique alternatif basse fréquence, reliée à la résistivité maximale du dépôt au-dessus de T_c , a une valeur telle qu'il est permis de penser que dans ce type de régime, la zone qui transite a une surface légèrement supérieure à la section de la fibre optique. C'est avec cette hypothèse que nous avons converti les tensions alternatives en température.

Une autre inconnue est la valeur effective des puissances optiques mises en jeu. Ne connaissant ni les pertes au niveau de la fibre optique ni l'émissivité du substrat et du motif, il a été impossible de déterminer les valeurs de C et K à partir des écarts de température observés. Nous n'avons pu interpréter que l'évolution du temps de relaxation thermique τ en fonction de la fréquence de modulation, à partir des valeurs des échauffements exprimées aux égalités (II-2) et (II-9).

V-3- Echauffement continu et modulation alternative

V-3-a Echauffement continu

La transition de la couche de l'état supraconducteur vers l'état normal apparaît pour un courant d'alimentation continu de la diode I_{cont} de 225 mA, une valeur proche de celle du courant seuil laser. On observe cependant pour une valeur donnée de I_{cont} une lente décroissance de la résistance avec le temps. Ce refroidissement du substrat peut s'expliquer de deux façons :

- il y a une légère fuite au niveau des joints d'étanchéité,
- la puissance optique évolue avec le temps.

La reproductibilité de ce phénomène à chaque nouvelle mise à froid et des tests d'étanchéité ont écarté la première hypothèse.

Cette évolution observée provient de la modification de la caractéristique $P_{opt}(I_{cont})$ en fonction du temps. La valeur du courant seuil au-dessus de laquelle l'amplification laser apparaît augmente exponentiellement avec la température [50]. Pour une valeur de courant fixée, cette évolution se traduit par une diminution de la puissance optique émise. Dans notre montage, la thermalisation de la diode laser est assurée par la tulipe en laiton à l'intérieur de laquelle elle est fixée. Son échauffement en fonctionnement ne pourrait être contrôlé avec précision qu'avec un système de refroidissement plus sophistiqué (circulation d'eau). Pour rester proche de la température critique du motif, il faut augmenter régulièrement la valeur continue du courant de la diode laser. Mais après quelques heures de fonctionnement, cette dérive devient faible.

V-3-b Modulation alternative

La superposition d'un courant alternatif sinusoïdal i_{alt} au courant continu d'alimentation de la diode modulant la puissance optique a permis d'effectuer des cycles complets de transition entre l'état supraconducteur et l'état normal jusqu'à 850 kHz. Des courbes représentant la tension mesurée pour des modulations de 100Hz, 10kHz, et 500 kHz sont

représentées dans l'article inséré à la fin de ce chapitre. Les caractéristiques expérimentales avec lesquelles ont été obtenus ces signaux sont résumés dans le tableau ci-dessous .

f(kHz)	I _{cont} (mA)	i _{alt.} (mA)	R _{max} (Ω)
10 ²	249,4	5,92	210
10 ⁴	250	5,92	120
10 ⁵	251	5,97	50
5 10 ⁵	253,4	6,97	5

Une observation générale indique que l'amplitude de la modulation et le rapport cyclique entre la phase normale et la phase supraconductrice diminuent quand la fréquence de modulation augmente. L'évolution du courant continu d'alimentation de la diode I_{cont} s'explique en raison de la remarque effectuée précédemment. Il faut préciser ici qu'une partie de l'atténuation du signal à haute fréquence a pour origine le circuit d'alimentation de la diode laser.

Si ces courbes reflètent la situation expérimentale qui se présentera lors d'un mode de fonctionnement du détecteur, elles ne nous renseignent pas sur les valeurs des écarts de températures continus et alternatifs, car les valeurs de base sont inférieures à T_C et la mesure en 4 fils ne permet pas d'y avoir accès.

L'alternative permettant de connaître la valeur des élévations de température consiste à envoyer une puissance continue qui fixe la valeur de la résistance au bas de la transition supraconductrice, et de noter l'augmentation de la tension moyenne et son amplitude crête à crête quand on superpose la modulation alternative. L'inconvénient de cette mesure est que la plage de température permise pour les mesures est limitée par la largeur de la transition et l'étude ne peut porter que sur de faibles variations de courant de la diode.

Suivant ce principe, nous avons effectué deux types de mesure :

- on garde constant le courant de modulation injecté dans la diode et on observe les écarts de température à différentes fréquences,

- à une fréquence donnée, on modifie la puissance optique alternative.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus à partir des conditions initiales et des notations suivantes :

$$i_{alt} = \pm 2,8 \text{ mA}$$

$$T_0 = 6,966 \text{ K}$$

$$T_1 = T_0 + \Delta T + \partial T(\omega) \cos \omega t: \text{ température de la couche}$$

f (kHz)	ΔT (mK)	∂T (mK)
10	234	318
50	217	196
100	184	130
200	91	57
300	61	28
400	36	13
500	30	11

Le résultat le plus surprenant concerne la diminution de l'échauffement moyen quand la fréquence augmente, alors que ce terme ne dépend pas de f.

Une explication possible consiste à dire qu'à très basse fréquence, la longueur thermique caractéristique λ (définie en II-7 et qu'il ne faut pas confondre avec la longueur de pénétration de London) est grande et que la zone effectivement irradiée couvre une longueur de motif supérieure à celle estimée pour la conversion en température. Cette conversion fournit alors une valeur majorée de T.

Ce raisonnement, cohérent au vu des résultats basse fréquence (où on a même $\partial T > \Delta T$), est infirmé par l'estimation numérique suivante : λ vaut 80 μm à 10kHz, 25 μm à 100kHz et 11 μm à 500kHz. Entre 100 et 500 kHz, les variations de surface irradiée dues aux variations de λ sont négligeables et dans cette plage de fréquence, la résistance moyenne varie de 130 Ω à 70 Ω . Cette diminution de résistance d'un facteur 2 ne s'explique pas par les variations de λ . Il faut admettre alors que l'amplitude de la puissance optique alternative décroît avec la fréquence, d'une part parce que le circuit d'alimentation de la diode comporte un

filtre passe-bas, d'autre part parce que la répartition du flux lumineux ne doit pas être uniforme.

La deuxième série de mesures a consisté à fixer la fréquence de modulation et à faire varier le courant de modulation de la diode. Nous avons reporté ci-dessous les résultats obtenus à 1kHz et 100kHz. Le courant continu de la diode était fixé pour avoir toujours $T_0 = 6,969$ K.

f = 1kHz

i_d (mA)	ΔT_{cont} (mK)	ΔT_{alt} (mK)
0,10	29	19
0,12	36	27
0,15	41	34
0,18	43	42
0,20	48	49

f = 100kHz

0,10	15	3
0,20	18	7
0,40	33	14
0,60	45	18
0,80	82	34
0,90	117	48
1,00	154	72
1,50	353	107

En comparant dans les deux tableaux les résultats obtenus à partir de valeurs identiques de i_d , on constate à nouveau que le terme ΔT_{cont} dépend de la fréquence.

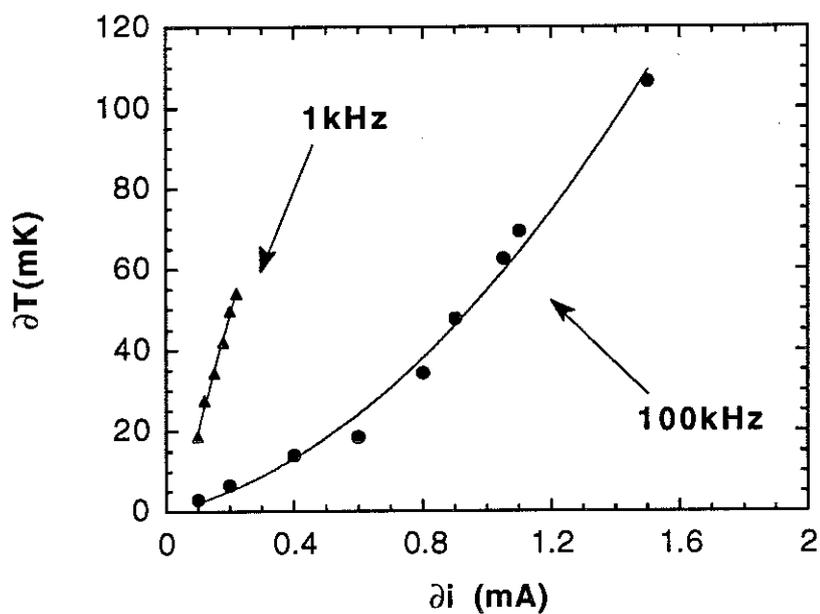


Figure V-4

On a tracé figure V-4 la courbe $\partial T(\partial i)$ pour les deux fréquences considérées. Pour de faibles valeurs de ∂i , les courbes sont linéaires. Pour des valeurs supérieures à 0,2 mA, il apparait que les points obéissent à un polynôme du deuxième degré. Cela laisse penser que la puissance optique alternative absorbée par l'échantillon n'est pas proportionnelle à la valeur du courant d'alimentation.

V-4- Temps de réponse thermique

L'expression réelle de la température T_1 de la partie irradiée du dépôt se déduit de II-11 (avec les notations définies dans ce paragraphe) :

$$T_1 = T_B + \frac{P_0}{K} + \frac{p_0}{K} + \frac{P_1}{K_1} + \frac{p_1}{K_1} \cos \omega t + \frac{P_0}{K \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \cos(\omega t - \phi) \quad (V-1)$$

expression qui comporte six inconnues : $P_0, p_0, P_1, p_1, K_1, \tau$.

Par souci de simplification, nous négligeons les différences de puissance absorbée : $P_0 = P_1 = P$; $p_0 = p_1 = p$.

L'échauffement continu consécutif à la modulation vaut :

$$\Delta T = \frac{P}{K} \quad (V-2)$$

La modulation alternative :

$$\partial T(t) = \frac{P}{K_1} \cos \omega t + \frac{P}{K \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \cos(\omega t - \phi) \quad (V-3)$$

Nous avons deux alternatives :

$$\frac{P}{K_1} \gg \frac{P}{K \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \text{ conduit à } \frac{\Delta T}{\partial T} \text{ indépendant de la fréquence.}$$

Cette situation ne s'est pas vérifiée pas expérimentalement sur toute la plage de fréquence étudiée.

$$\frac{P}{K_1} \ll \frac{P}{K \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \text{ conduit à}$$

$$\frac{\Delta T}{\partial T} = \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (V-4)$$

C'est à partir de cette dernière égalité que nous déterminons τ pour différentes valeurs de ω . Une autre façon de déterminer la valeur de τ consisterait à mesurer le déphasage entre le signal d'excitation et la réponse thermique, mais le déphasage produit par le circuit électronique du montage et celui intrinsèque à la diode n'ont pas permis d'exploiter cette alternative. Le rapport $\Delta T/\partial T$ est indépendant des puissances mises en jeu et leur évolution avec la fréquence n'altère donc pas la mesure de τ .

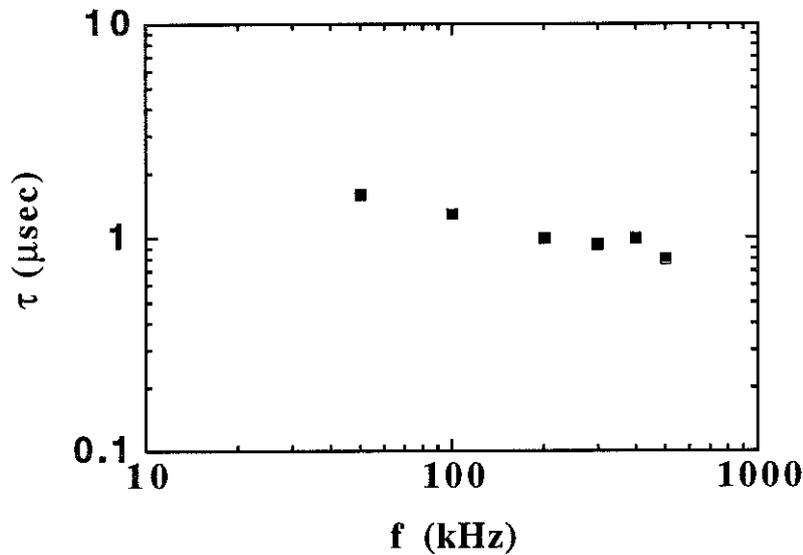


Figure V-5

La courbe $\tau(f)$ ainsi calculée à partir des résultats de V-2 est représentée figure V-5. Elle indique une décroissance du temps de réponse qui va dans le sens de l'équation (V-4). Les résultats ont l'imprécision due à l'incertitude concernant la conversion de la résistance mesurée en une valeur de température. On a vu précédemment que cette incertitude conduisait à une déduction d'un terme ∂T supérieur à ΔT , à basse fréquence où l'amplitude de modulation est plus élevée pour une valeur fixée de i_{alt} . C'est pourquoi nous n'avons tracé sur la figure V-5 que les résultats obtenus à partir de fréquences de modulation élevées.

Ces mesures courant-tension ont permis d'observer la modulation de la température du dépôt de part et d'autre de T_c jusqu'à environ 1MHz. Pour étudier la réponse thermique du dépôt à des fréquences supérieures, il aurait fallu modifier le montage électronique des diodes.

Les résultats confirment l'assertion que nous avons faite au deuxième chapitre, comme quoi la modulation haute fréquence de la température d'une faible surface est favorisée par une faible conductivité thermique du substrat irradié.

**High frequency thermal modulation of a
superconducting NbTi thin film by the use of a laser
diode.**

F. Ayela, J.L. Bret, J. Chaussy

Centre de Recherche sur les Très Basses Températures
BP166, 38042 Grenoble Cedex 9, France

Abstract.

We have performed a continuous modulation of the temperature of a fraction of a sputtered NbTi thin film around its critical temperature at frequencies up to 900 kHz by using a pigtailed laser diode to provide the optical power. This high frequency chopping was reached on a low thermal conductivity substrate. Possible applications of this type of switching to sensitive electronic and magnetic measurements are discussed.

Keywords : laser diode; high frequency thermal modulation; superconductors

The use of optical power in low temperature experiments allows to apply a heat pulse to a limited size sample, without the need of a heating sensor bound to the sample under test ^{1, 2}. Moreover it makes it possible to separate a time dependent power from a continuous one, which is not possible with a Joule heating resistor. In experiments such as heat capacity measurements, it is used to work with a pulsed mode to determine the thermal decaying time $\tau = C/K$ following the excitation.

The fact that the use of a laser diode allows a pin-pointed irradiation opens the way for superconducting switches. The irradiation of a superconducting thin film by a laser light, as studied by Testardi ³, enhances the electron-photon interaction which can break superconductivity below T_c . An application of this interaction for low frequency noise reduction at the input of a Squid has been shown by Cabrera et al ⁴. In these experiments, they use a pulsed mode at a repetition rate up to 300kHz, shining on a typically 1000 Å thick Nb film deposited on a high thermal diffusivity substrate.

One can expect various other applications of thermal switching on a superconductive pattern, by electron-phonon interaction or heating. A femtovoltmeter has been made in the laboratory⁵ by using a LED working up to 100 Hertz. This device performs low level dc voltage measurements by converting the continuous electronic signal into an alternating one, thus avoiding the low frequency noise. The noise level of this device is $4 \cdot 10^{-15} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Concerning the measurement of low magnetic fields, the periodic transition of a sputtered superconductive element between

normal and superconducting states induces flux variations which may be detected by a sensitive coil. The signal is then an absolute measurement of the applied magnetic induction ⁶. To detect weak magnetic fields in such a way, it is necessary that the switching frequency is the highest possible. When irradiating the fraction of a superconducting ring, a periodic modulation of the temperature just below T_c causes a periodic increase of the kinetic inductance of the ring and allows the detection of very small field variations. To make such devices competitive with Squids, one has to reach frequency modulations higher than those commonly attained up to now.

In that sense, our motivation is to modulate the temperature of a portion of a superconductive pattern at the highest possible frequency by heating. This thermal variation is the consequence of the modulation of the driving current of a CW pigtailed laser diode which allows to work at frequencies higher than the inverse of the thermal relaxation time of the sample. The main challenge is to conciliate a high frequency excitation and a large temperature response, without dissipating excessive power. In our experimental configuration, only a small area of the sample is under irradiation, and a simplified thermal study shows that in this case, a substrate with a weak thermal conductivity is preferable.

Thermal modulation.

A phenomenological approach of the thermal modulation is that of figure I-a where the power P is injected into a high diffusivity sample of specific heat C , which is heat sunk to liquid helium of temperature T_B by a conductance K ⁷. In that case, when $P = P_0 + P_1(1+e^{j\omega t})$, the temperature of the sample is uniform and obeys (with complex notation) :

$$T = T_B + \Delta T + \partial T e^{j(\omega t + \phi)} \quad (1)$$

where $\Delta T = P_0/K + P_1/K$

$$\partial T = \frac{P_1}{K\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}$$

$$\text{tg}\phi = \omega\tau \text{ with } \tau = C/K.$$

When $\omega\tau \gg 1$, the amplitude of the modulation becomes :

$$\partial T = P_1/C\omega \quad (2)$$

For a given value of P_1 , ∂T vanishes when ω increases.

The situation is somewhat different when one considers the effective representation of the figure I-b where a meandering superconducting pattern sputtered onto a substrate is irradiated by the beam emerging from an optical fiber. Before dealing with the temperature of the superconducting pattern, we first look for the modulation of the temperature of the irradiated area of the substrate which is slightly above that of the section of the fiber because of the aperture number. We have to find an equivalence between the

representations of the figure I-a and I-b. We consider that the superficial temperature of the irradiated area is of the form :

$$T = T_0 + T_1 e^{j\omega t} \quad (3)$$

Neglecting the radial diffusion, we concentrate on the perpendicular propagation of the modulation by looking for solutions as $T(z) = T_0 + T_1 e^{j\omega t} e^{-az}$.

One has :

$$T(z,t) = T_0 + T_1 e^{j(\omega t - z/\lambda)} e^{-z/\lambda} \quad (4)$$

with

$$\lambda = \sqrt{\frac{2D}{\omega}} \quad (5)$$

D is the diffusion constant of the sample.

The length λ allows to come back to an equivalent scheme like that of figure I-a. For $z < \lambda$, T has to be uniform and for $z > \lambda$, T has to be equal to the temperature of the liquid helium. With the notations of figure I-a, one has

$$C = cS\lambda$$

$$K = k \frac{S}{h}$$

where c and k are the intrinsic specific heat and thermal conductivity of the substrate, S the irradiated area and h the total length of the substrate.

Then

$$\tau = C/K \propto \sqrt{\frac{c}{k\omega}} \quad (6)$$

The equivalent relaxation time τ is now frequency dependent. The total heat capacity C is frequency dependant too. When $\omega\tau \gg 1$, the amplitude of the thermal oscillations consecutive to an alternative power modulation ∂P is :

$$\partial T \propto \frac{\partial P}{\sqrt{ck\omega}} \quad (7)$$

In this model, for a given value of ∂P , ∂T is more important for a low k value. But the modulation spreads out in a limited depth defined by λ . This is not restrictive for our application, where we take into account only a superficial area.

Up to now, we have only dealt with the temperature of the substrate. In practise, it is the temperature of the meandering superconducting line which will be of primary importance. We have to take into account the specific heat of the superconducting film and the thermal boundary resistance between the substrate and the film. But the ratio of the irradiated superconducting area and the total surface of the substrate in front of the optical fiber is so low that we can neglect the precedent parameters. The thermal behaviour of the film is the same as that of the substrate. So, the measurements of the rise of the average temperature and of the amplitude of the modulation give the value of the time τ involved in the thermal process.

Experimental set up.

NbTi was sputtered onto a machinable ceramic substrate which has a low thermal conductivity at liquid helium temperature ^{8,9}. But although carefully polished, this substrate has a poor surface state, so that the thickness of the film was chosen relatively high (4000Å). The pattern was defined photolithographically and performed with a broad beam ion source (see figure 2). The meandering line was 20µm wide, and connected to four broad square pads for current-voltage measurements. Constantan wires of $\Phi = 0.1\text{mm}$ were ultrasonically welded with indium to these pads. The meandering pattern, spreading over 1 mm², was chosen such that the optical beam is sure to attain the superconducting line. The current sent through the sample to perform the voltage measurement was 10 µA, so that the dissipated electrical power does not exceed a few nW and has no consequence in the thermal exchanges. The voltage at the terminals of the pattern is sent to a DC preamplifier and recorded on a digital oscilloscope.

This substrate was inserted into the experimental apparatus shown in figure 3. The rod is made of two concentric stainless steel tubes. The inner tube, which contains the optical fiber and the four electrical wires used in the voltage-current measurement, is insulated under a primary vacuum. The outer tube is intended for further experiments, with wiring immersed in liquid helium. The end of the rods are linked by a succession of two araldite components. Sealing to liquid helium was obtained with an indium gasket between the stainless steel end of the rod and the first araldite component. In

view of the different thermal expansion coefficients of stainless steel and araldite, cooling to liquid helium temperature must to be slow to avoid any leak or break at this level of the set up. Tightness for the other araldite components were made with silastène gaskets .

The laser diode and its electronic protection circuit were mounted in a brass block at the top of the rod. The diode, supplied by Laser Diode Inc. (model LDL9) has a maximum power of 0.3W for a driving current of 1A. We did not set any cooling circulation for the diode because the heat capacity of the block provides sufficient thermalisation. Nevertheless, we have observed the effect of the rise in temperature of the laser diode following each start up ¹⁰; the lowering of the threshold current implies a smooth decrease of the optical power, for a given value of the operational current.

The end of the optical fiber is gripped in a teflon sheath whose inner diameter is slightly higher than the outer one of the sheath of the fiber. One uncertainty is the relative movements of the optical fiber and of its sheath under a thermal gradient between room temperature and 4.2K; as a consequence, there is some uncertainty as to the effective superconducting length irradiated by the laser light.

The mechanical adjustment of the machinable ceramic substrate in front of the aperture containing the end of the optical fiber made it necessary to drill a 0.5 mm diameter hole through both facing elements. So, another araldite component assures the vacuum insulation. The whole assembly can be directly immersed into a liquid helium container, or put into a cryostat.

Results

We have first calibrated the temperature dependence of the electrical resistivity ρ of a NbTi sample sputtered under the same conditions as our meandering pattern, in order to convert the measured resistivity into temperature. Unfortunately, the previously mentioned uncertainty of the precise length of the fraction of superconductor which is irradiated, together with the inevitable thermal gradient present on the chip, will make the temperature conversion somewhat uncertain. For an estimation of T as a function of the measured resistance, we have taken as a reference the length irradiated at room temperature. If in fact the effective length irradiated at 4.2K is slightly different, this will not lead to large errors in the evaluation of the ratio between two deduced temperatures, as long as one stays in the range where ρ versus T has a linear behaviour.

Moreover, we do not have the knowledge of the precise optical power absorbed by the sample, because of lack of data on the characteristics of the diode and of the unknown emissivity of the chip. This is not restrictive for our experiments where we look for qualitative results where the power is not taken into account.

The critical temperature of the thin film is 6.98 K and the superconductive transition occurs over a 60 mK interval. The resistivity of the NbTi thin film just above T_c is $\rho = 100\mu\Omega\text{cm}$, which leads to a total resistance value of 400Ω .

The threshold current of the diode is 215 mA. A non zero voltage occurs for a driving current of 225 mA. Further increases in power heat the entire chip and the measured resistance is much

higher. By adding an alternating current with a typical amplitude of 3 mA to the feeding current of the laser diode to provide the chopping signal, we have observed distinct transitions between the superconductive and normal states of the film up to frequencies of 900 kHz. Quantitative results recorded on the digital oscilloscope are shown on the figure 4, for frequencies of 100 Hz, 10 kHz and 500 kHz. By increasing the frequency of the modulation, there is a decrease of the amplitude of the voltage response and of the duty cycle between normal and superconductive state. These curves cannot indicate the value of the thermal response time, because they do not provide any information about the average rise of the temperature which occurs below T_c , and about the total amplitude of the modulation.

The highest transition rate of 900 kHz was mainly limited by the band-pass of the preamplifier, by the electronic circuit mounted upside the diode and, for a given value of the optical power, by the specific heat involved in these thermal exchanges. This value is much higher than all the chopping frequencies obtained up to now. To confirm the simple estimation of the equations (6) and (7) and the assertion that the use of a low thermal conductivity substrate is in that case preferable, we have looked for an estimation of τ . To determine the evolution of τ as a function of frequency, we used the superconductive characteristic $\rho(T)$ of the NbTi pattern which acts as a bolometer. We first fixed a continuous power leading to a non zero voltage, and then we had to restrain the optical modulating power to values such as ∂T should not exceed the superconductive width of the transition. With the notations of the precedent paragraph, the ratio between the rise of the base line temperature ΔT

= P_1/K and the amplitude of the modulation ∂T consecutive to the modulation is :

$$\frac{\Delta T}{\partial T} = \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (8)$$

(8) allows to determine τ .

The first constatation was that above 100 kHz, the rise of the average resistance following the alternative modulation was frequency dependent, decreasing when ω increases. Because of the value of the frequency from where this effect arises, we do not interpret this evolution as a variation of the effective irradiated length of the NbTi pattern. So, it is the average temperature which decreases when ω increases. We think that it is a consequence of a lowering of the optical alternating power, when increasing the frequency modulation of the feeding current of the diode. By arguing that this lowering affects ΔT and ∂T equivalently, this must not disturb the deduction of τ .

The experimentally deduced values of τ are listed on the figure 5. Assuming that the uncertainty of these values is only caused by the uncertainty of the conversion of the measured resistance into temperature (that means, by the uncertainty of the effective irradiated length), these results are in an error bar of 5%.

There is a general decrease of τ with the modulating frequency, but the evolution does not rigorously follow a $1/\sqrt{f}$ law at the highest frequencies. This must come from the incertainty in the deduction of the values of ΔT and ∂T . The amplitude of ΔT may not exceed 60mK; this limits the value of ∂P , so that in the high frequencies range, the ∂T contribution is weak. We did not report result

performed at the lowest frequencies because the amplitude of the temperature modulation exceeded the superconductive width of the transition and it was no longer rigorous to convert the data in temperature. But the values of τ listed in figure 5 and the periodic cycles between normal and superconductive states observed up to nearly 1 MHz confirm the use of low thermal conductivity substrates for fast superconductive switches.

Conclusion.

The high frequency thermal modulation of a sputtered superconductive thin film allows new investigations in fast commutation at low temperature, and in the applications for sensitive measurements. The above experiment performed with a low thermal conductivity substrate has shown that it was possible to do a superconducting switch working at frequencies up to nearly 1 MHz. In our experiments, the limitation in the switching frequency came from electronic parameters, and not from the intrinsical thermal behaviour. We are now studying the application of this modulation in order to realize an absolute magnetic field detector. A first prototype gave stimulating results, allowing to expect absolute measurements with a sensitivity equivalent to that of a Squid.

Acknowledgements.

It is a pleasure to acknowledge the technical assistance of P Brosse-Marion during the set up of the experiment. The authors thank Dr D. Braithwaite for reading the manuscript. This work was funded by a contract between the Centre National de la Recherche Scientifique and the Société Framatome.

References

- 1 **Chilson P.B., Clark J.C. and Ihas G.G.** Millikelvin heater using a light emitting diode and fiber optics . *Cryogenics* (1991) **31** 921-923
- 2 **Gutsmiedl P., Probst Chr., Andres K.** Low temperature calorimetry using an optical heating method *Cryogenics* (1991) **31** 54-57
- 3 **Testardi L.R.** Destruction of superconductivity by laser light *Phys. Rev. B* (1971) **4** 2189-2196
- 4 **Cabrera B.** The laser switch in Squid measurements *Superconducting devices and their applications* (Eds Koch and Lübbig) Springer Verlag (1992) 326-336
- 5 **Ng Tong Y.** Etude et réalisation d'un femtovoltmètre à hacheur supraconducteur (1980) Thèse 3ème cycle Université de Grenoble
- 6 **Deaver B.S., Goree W.S.** Some techniques for sensitive magnetic measurements. *Rev. Sci. Instrum.* (1967) **38** 311-318
- 7 **Manuel P., Niedoba H., Veyssié J.J.** Appareil de mesure des chaleurs spécifiques entre 0,3°K et 3°K en régime thermique oscillant *Rev. Phys. Appliquée* (1972) **7** 107-115
- 8 **Roth E.P., Anderson A.C.** Low temperature thermal conductivity and specific heat of a machinable ceramic *Journal of Appl. Phys.* (1976) **47** 3644-3647

9 Lawless W.N. Dielectric and thermal properties of a machinable glass-ceramic at low temperatures *Cryogenics* (1975) **15** 273-277

10 Abdelkader H.I., Hansen H.H., Martin J.D. Temperature rise and thermal rise time measurements of a semiconductor laser diode *Rev. Sci. Instr.* (1992) **63** 2004-2007

Figures captions

Figure 1.

a) Thermal representation of a sample of specific heat C receiving an external time dependant power $P(t)$ and heat sunk to a bath of temperature T_B via a thermal conductance K .

b) Real scheme of a chip of thickness h in a thermal bath, whose one face is irradiated by the beam emerging from an optical fiber.

Figure 2.

View of the NbTi pattern sputtered on a machinable ceramic substrate. The meandering pattern has a width of $20\mu\text{m}$ and is linked to four broad plots by $150\mu\text{m}$ width connexions.

Figure 3.

End of the experimental rod containing the pigtailed diode irradiating the cooled superconducting pattern.

Figure 4.

Total resistance versus time of the irradiated sample at different modulation frequencies f .

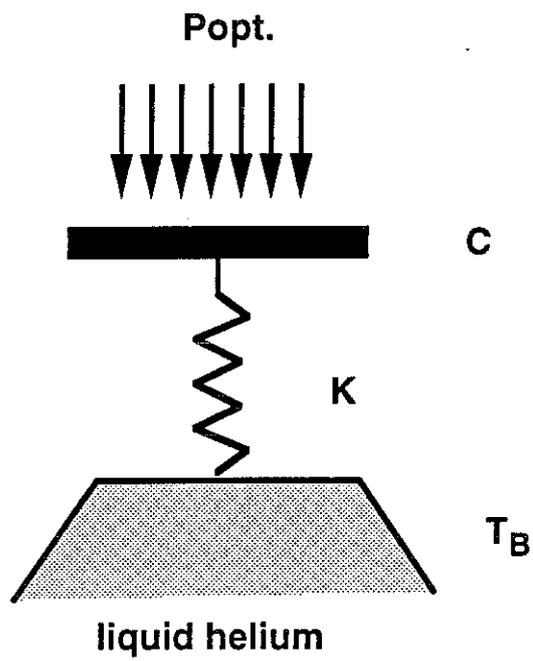
a) : $f=100\text{Hz}$

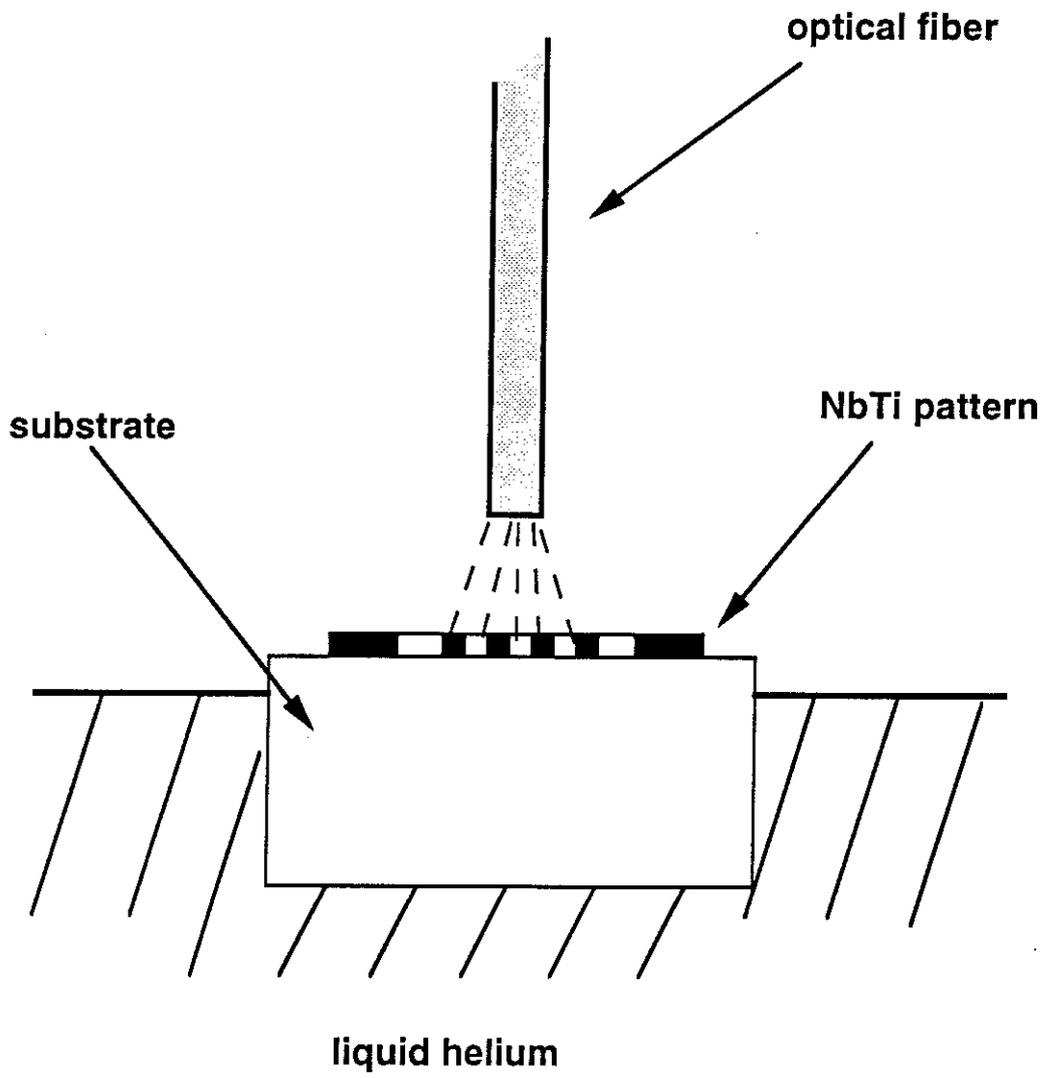
b) : $f=10\text{kHz}$

c) : $f=500\text{kHz}$

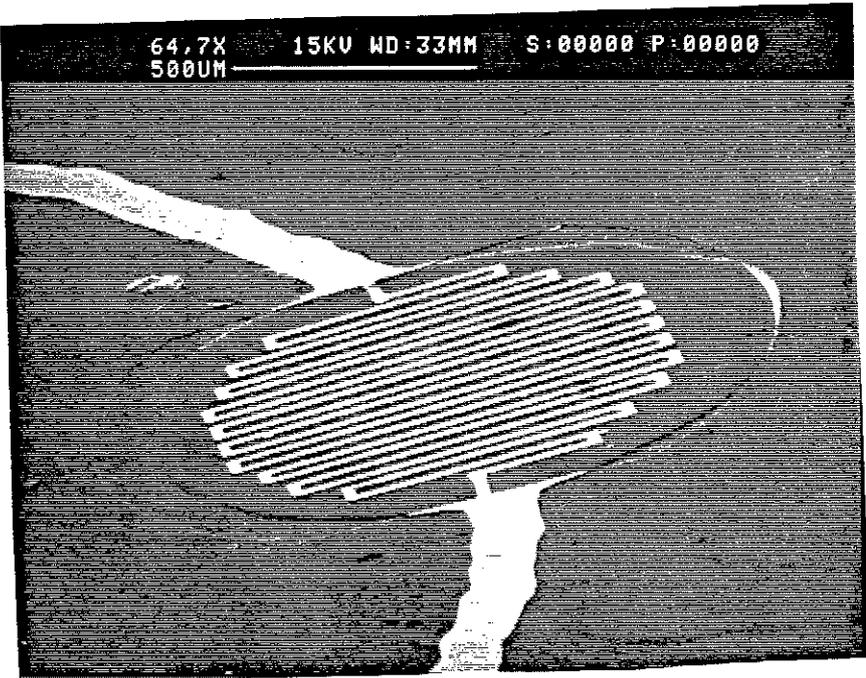
Figure 5.

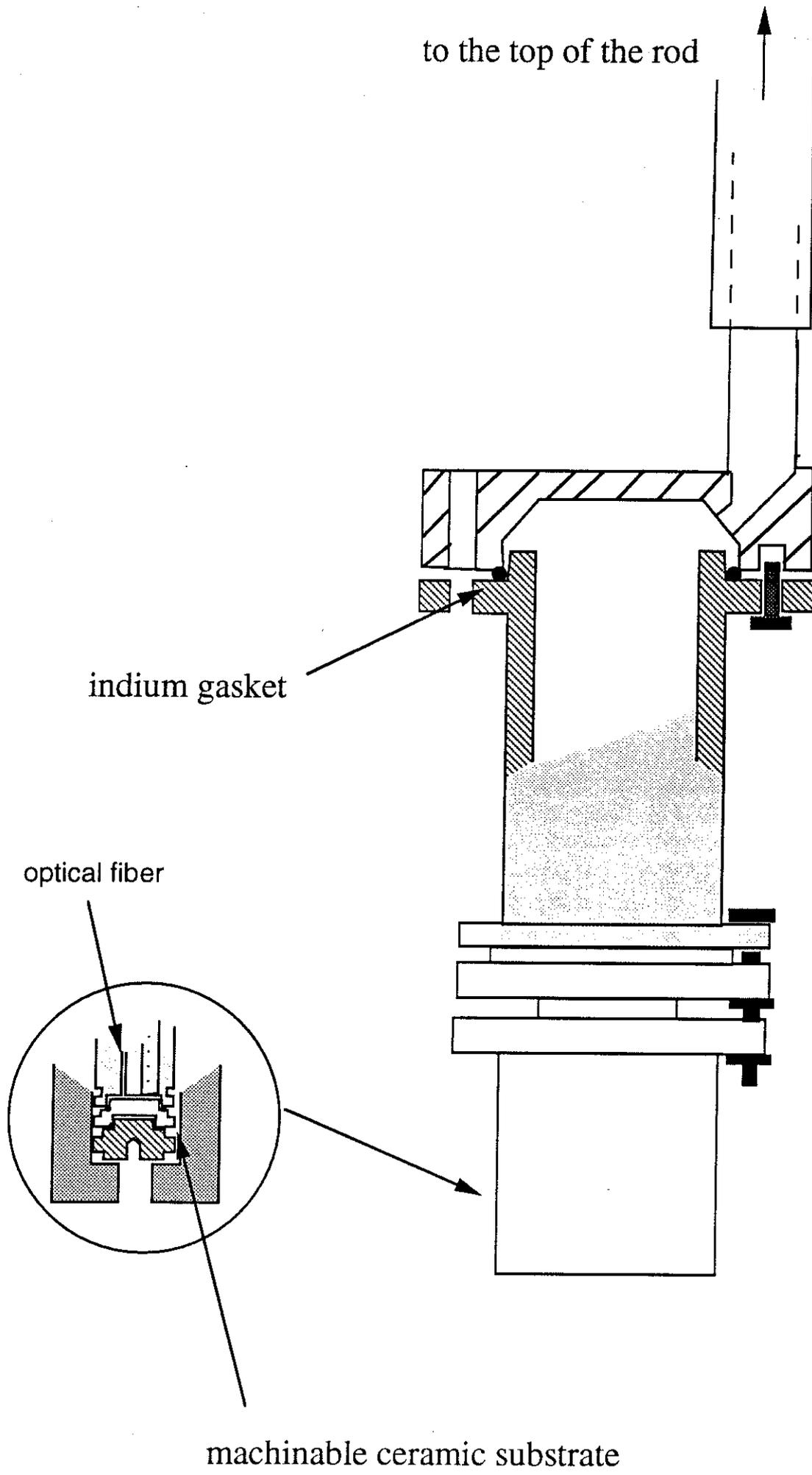
Evolution of the global relaxation time versus the frequency of modulation

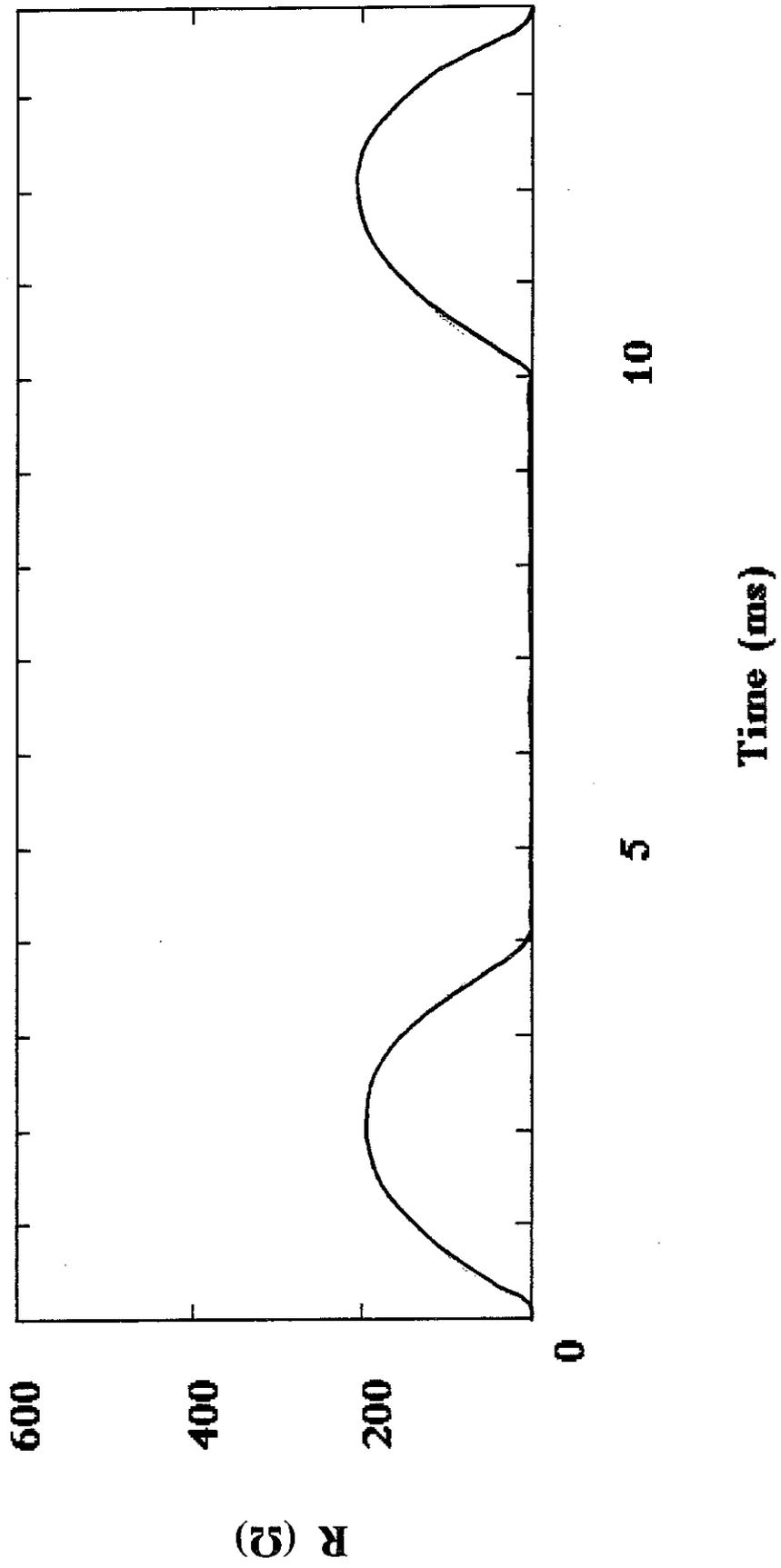


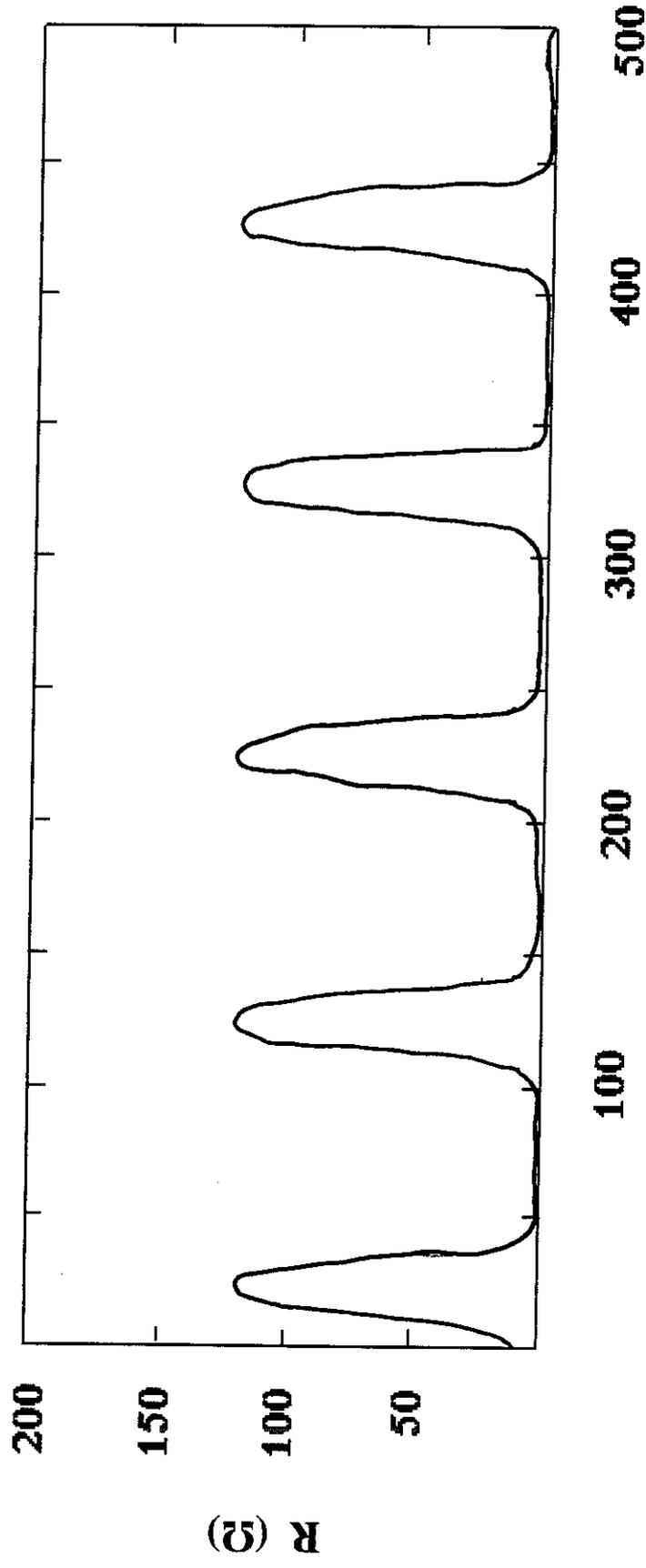


64.7X 15KV WD:33MM S:00000 P:00000
500UM

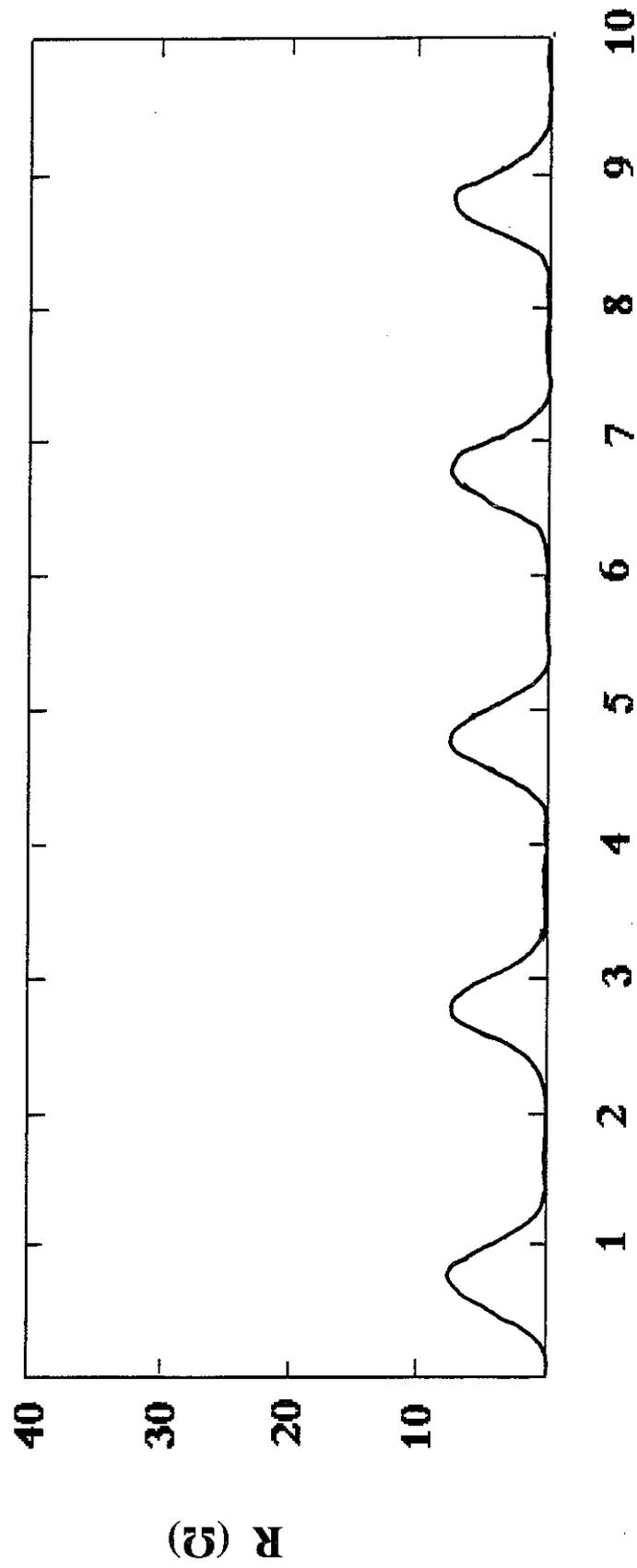




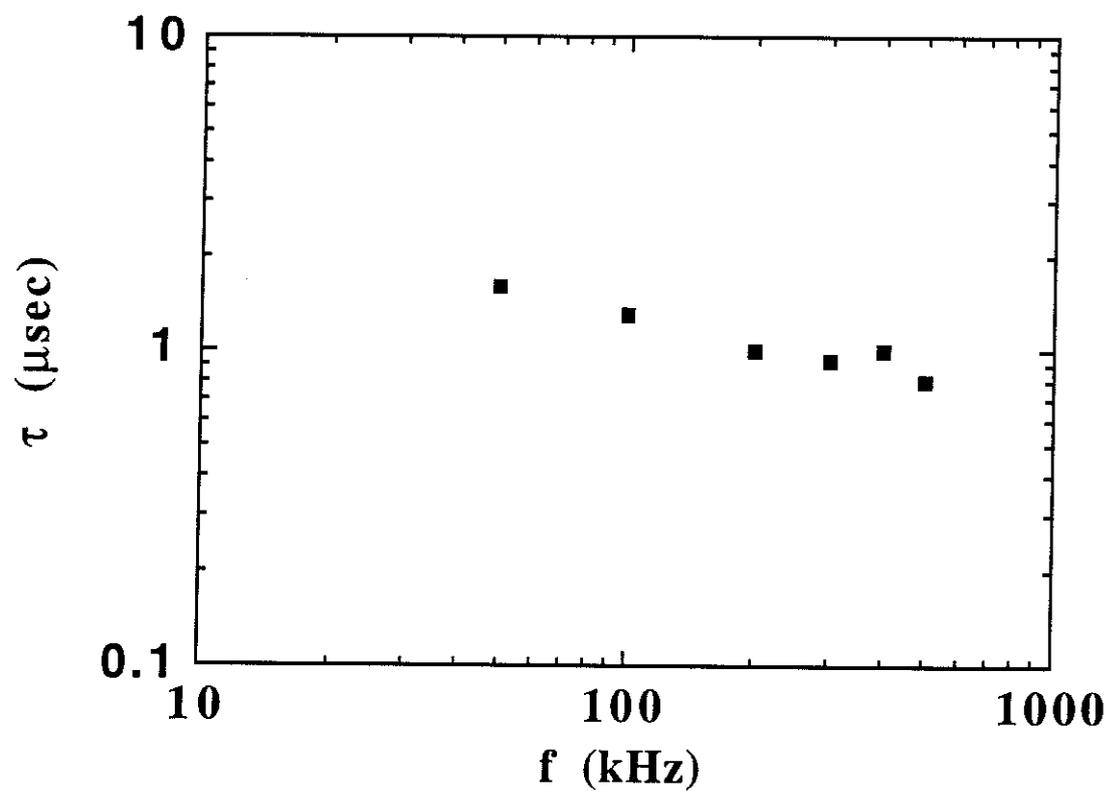




Time (μsec)



Time (μsec)



CHAPITRE 6

PREMIERS ESSAIS BASSE FREQUENCE

d'adaptation, pour privilégier dans un premier temps le fonctionnement du détecteur avec un très grand facteur de qualité.

Anneau de détection

La boucle de détection utilisée dans les expériences présentées dans les paragraphes VI-2, VI-3 et VI-4 fut obtenue par lithographie sur un substrat de céramique usinable. Le motif irradié est identique à celui décrit dans le chapitre précédent. Il est fermé par une boucle de rayon $R = 3 \text{ mm}$ et de $150 \text{ }\mu\text{m}$ de large. L'épaisseur du dépôt est de $4\,000 \text{ \AA}$.

L'inductance géométrique d'une spire circulaire s'écrit [51] :

$$\mathcal{L} = \mu_0 R \left[\ln \left(\frac{8R}{a} \right) - \frac{7}{4} \right] \quad (\text{VI-1})$$

où R est le rayon de la spire et a le rayon de sa section.

Dans notre cas, le dépôt n'a pas une section circulaire. Pour une évaluation numérique de la valeur \mathcal{L} de l'inductance de la boucle de détection, on prendra :

$$a = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$$

où S est le produit largeur-épaisseur du dépôt. On trouve alors :

$$\mathcal{L} \approx 26 \text{ nH} \quad (\text{VI-2})$$

Dans cette estimation, on a négligé la contribution géométrique de la fraction irradiée de l'anneau.

Un quantum de flux correspond à l'application sur cette surface de détection d'une induction magnétique de 73 pT .

Inductance mutuelle entre la boucle de détection et l'inductance du circuit résonant

L'inductance mutuelle entre deux spires concentriques de rayons R' et R avec $R' \ll R$ s'écrit [51] :

$$M \approx \frac{\mu_0 \pi}{2} \frac{R'^2}{R}$$

Si l'on considère maintenant le cas où le couplage s'effectue entre N spires jointives et un anneau :

$$M \approx \frac{\mu_0 \pi}{2} N \frac{R'^2}{R} \quad (\text{VI-3})$$

L'application numérique fournit pour notre cas :

$$M \approx 289 \text{ nH} \quad (\text{VI-4})$$

Nous pouvons maintenant déduire la valeur de $k = \frac{M}{\sqrt{L\ell}}$

$$k \approx 8,0 \cdot 10^{-2} \quad (\text{VI-5})$$

Cette valeur correspondra en pratique à la situation $k^2 Q \gg 1$.

Nous avons choisi cette valeur relativement grande du couplage pour distinguer nettement la transition de l'anneau entre l'état normal et l'état supraconducteur. En effet, si on note f_{0s} et f_{0n} , les valeurs de la fréquence de résonance lorsque la boucle est entièrement supraconductrice puis en partie normale, on a d'après l'égalité (II-18) :

$$\frac{f_{0n}}{f_{0s}} = \sqrt{1 - k^2}$$

Pour observer le décalage de la résonance, il ne faut pas que k soit trop faible.

VI-1-b. Mesures du facteur de qualité du circuit LC et de l'énergie du bruit à l'entrée du transistor

Ces deux mesures ont été effectuées suivant la procédure expérimentale développée au chapitre III.

Nous avons utilisé au premier étage d'amplification le transistor Sony 2SK152 dont la tension de bruit blanc est légèrement supérieure à celle du transistor CM 860 ($e_n = 1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$), mais qui offre un courant de

bruit vers 80 kHz nettement inférieur ($i_n = 7 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$). Sous les conditions de polarisation $I_{DS} = 10 \text{ mA}$ et $V_{DS} = 3,7 \text{ V}$ conservées par la suite, le gain total d'amplification est de 2780.

La mesure du facteur de qualité à l'aide du circuit bouchon de la figure III-2 a donné une valeur de $Q = 67185$ à 84432 Hz , ce qui correspond à une résistance en série avec le condensateur de $4 \text{ m}\Omega$, valeur de résistance identique à celle déduite des précédentes mesures effectuées à plus basse fréquence.

Lorsque le circuit LC est placé à l'entrée du transistor, le facteur de qualité diminue et atteint la valeur effective de 44000. A la résonance, le bruit en tension ramené à l'entrée vaut $v_n = 102 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. v_n est la somme de trois contributions : la tension de bruit du transistor, celle due au courant de bruit débitant dans le résonateur (prépondérante dans notre cas) et le bruit thermique du résonateur.

VI-2- Evolution de la fréquence de résonance et du facteur de qualité du circuit en fonction de la température du dépôt

VI-2-a. Fréquence de résonance

La diminution de la fréquence f_0 du circuit quand la portion irradiée du motif commence à transiter dans l'état normal permet de déterminer la constante k .

L'évolution de f_0 en fonction du courant continu d'alimentation de la diode est représentée figure VI-1. Dans cette mesure, lorsque le motif est entièrement supraconducteur, $f_{0s} = 84514$ Hz. Pour les puissances de chauffage les plus élevées, $f_{0n} = 84166$ Hz. On en déduit la valeur expérimentale du couplage magnétique :

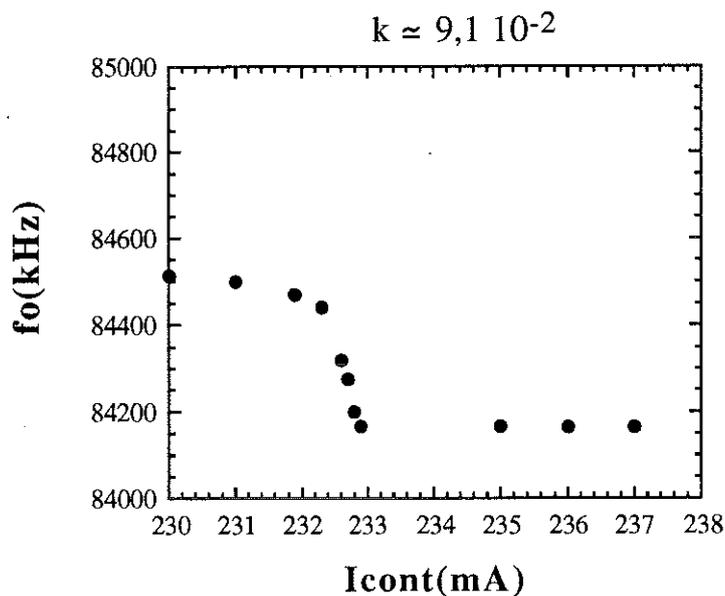


Figure VI-1

VI-2-b. Facteur de qualité

La superposition du courant alternatif au courant continu d'alimentation de la diode permet d'étudier les trois types de fonctionnement du détecteur :

- modulation de la température au-dessous de T_c
- modulation de la température de part et d'autre de T_c
- modulation de la température au-dessus de T_c .

Avant de présenter les résultats obtenus en fonction du champ magnétique appliqué, nous discutons maintenant les conséquences de ces différents types de modulation sur la valeur du facteur de qualité.

Nous avons fait varier le courant continu I alimentant la diode, en conservant constante l'amplitude de la modulation $i = 6,3$ mA rms. La fréquence de modulation de i était systématiquement ajustée à la valeur de f_0 .

Nous avons représenté figure VI-2 la courbe $\tau(f_0)$ où $\tau = Q/\pi f_0$ est le temps de réponse mesuré du circuit résonant.

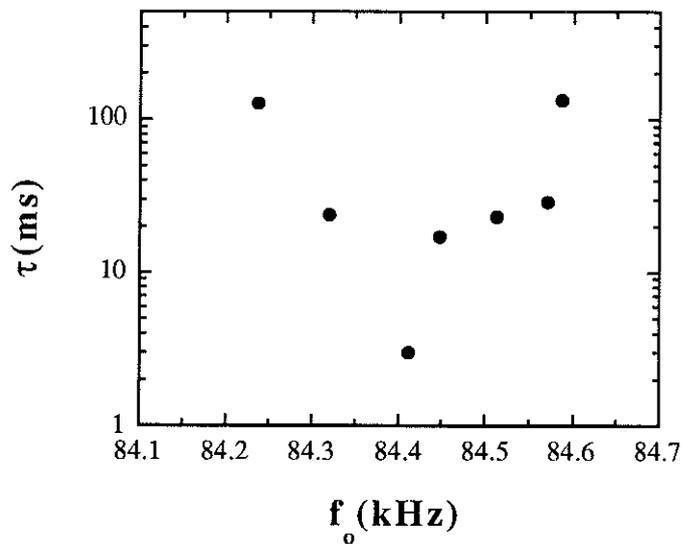


Figure VI-2

Les valeurs de τ mesurées lorsque la température de la couche reste inférieure à T_c , ou lorsque la modulation s'effectue au-dessus de T_c , correspondant à des valeurs de Q de 42110 et 33700 respectivement. Par contre, dans le régime intermédiaire où la température de la zone irradiée

est modulée de part et d'autre de T_c , Q s'effondre brutalement et atteint un minimum à $f_0 = \frac{f_{on} + f_{os}}{2}$. τ passe brusquement d'une valeur de 120 ms à 3 ms sur un intervalle correspondant à une variation de I de 1 mA. En jouant sur la valeur de i , cet effondrement apparaît sur un intervalle de 10 μ A. $\tau = 3$ ms correspond à $Q = 800$.

Il est évident que ce comportement du facteur de qualité ne s'explique pas par une dissipation des courants induits dans la couche résistive, puisque dans la zone où la température est modulée au-dessus de T_c , on atteint $Q = 34\ 000$.

Nous interprétons ce phénomène d'absorption comme étant une conséquence de la conjonction des échanges magnétiques et de la variation périodique de la fréquence de résonance du système. Dans l'étude de l'établissement du régime permanent présenté au chapitre 2, nous avons considéré que la fréquence de modulation thermique était en phase avec la pseudo-fréquence $f = \frac{f_{os} + f_{on}}{2}$. En pratique, si cette condition très restrictive n'est pas remplie, les transitions successives au niveau de l'anneau ne fournissent plus la quantité d'énergie compensant les pertes du résonateur. Il s'en suit une diminution très marquée de la valeur effective du facteur de qualité du circuit LC.

VI-3- Modulation thermique sur l'anneau

VI-3-a. Modulation thermique au dessous de T_c

Ce type de modulation permet de travailler à une fréquence de résonance constante et avec la valeur maximale du facteur de qualité. Il met en évidence de façon spectaculaire la modulation temporelle de l'inductance cinétique de la boucle et la divergence de la longueur caractéristique λ près de T_c .

Suivant le mode de refroidissement de la canne expérimentale, la valeur du champ piégé dans la boucle supraconductrice est radicalement différente. Lorsque l'on remplit d'hélium liquide le cryostat en présence de la canne, le courant induit est proportionnel à la différence entre le flux résiduel appliqué et sa valeur quantifiée la plus proche. Par contre, si on introduit la canne depuis l'extérieur dans le cryostat préalablement rempli d'hélium liquide, la boucle va transiter dans l'état supraconducteur avant d'être au fond du cryostat, et le flux piégé sera équivalent à celui du champ terrestre. En poursuivant l'immersion, le détecteur va être situé dans une zone où le champ appliqué est atténué et écranté par les écrans de μ -métal extérieurs et l'écran de plomb à l'intérieur du cryostat. Cette variation de flux subie par l'anneau supraconducteur va augmenter la valeur du courant induit dans cette boucle.

L'étude du premier signal après une mise à froid de ce type confirme l'origine magnétique du signal détecté.

Nous avons représenté sur la figure VI-3-a la tension ramenée à l'entrée du premier étage d'amplification en fonction du courant de modulation de la diode, pour différentes valeurs du courant continu d'alimentation de la diode. Pour l'ensemble des mesures présentées, l'anneau est toujours resté entièrement supraconducteur. La pente des courbes augmente au fur et à mesure que la température moyenne se rapproche de T_c . Avec les mêmes données expérimentales, nous avons reporté figure VI-3-b la courbe $V_e(I_{cont})$ pour différentes amplitudes de modulation. La divergence du signal, dont l'origine est la divergence de λ , apparaît nettement. La valeur élevée du signal mesuré provient de ce

que le flux induit dans la boucle supraconductrice est sensiblement égal à celui créé par le champ terrestre.

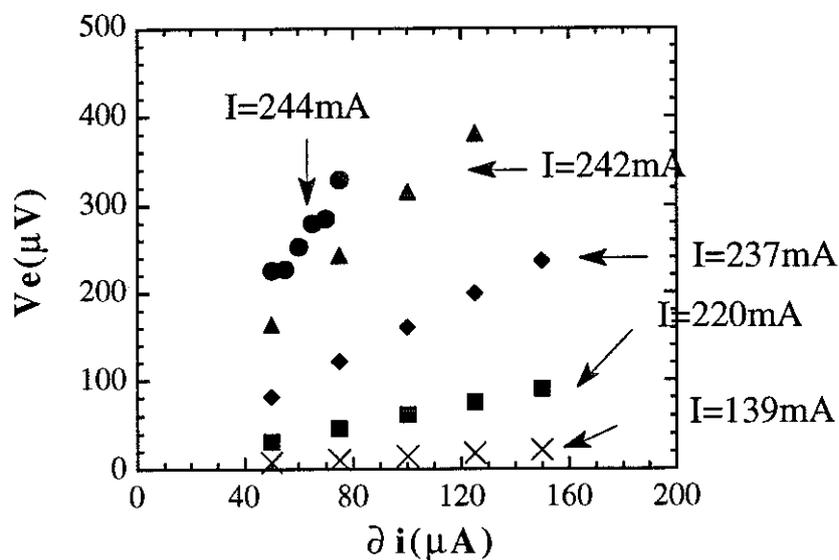


Figure VI-3-a

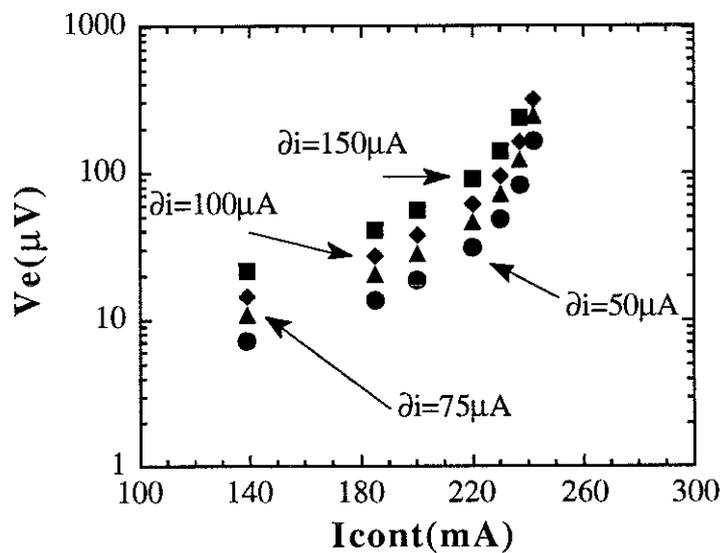


Figure VI-3-b

En effet, si on poursuit l'échauffement du dépôt, le signal s'effondre brutalement alors que la valeur de f_0 reste égale à f_{0s} ; puis, f_0 diminue vers f_{0n} . Si on diminue la puissance optique pour se replacer à nouveau dans les conditions de modulation identiques aux précédentes dans l'état supraconducteur, le signal ne réatteint pas sa valeur initiale. Ce comportement hystérétique, confirmé ultérieurement avec l'application externe d'un champ magnétique, indique bien que dans ce type de modulation le signal est proportionnel à la différence entre le flux appliqué à la boucle dans l'état normal et le flux appliqué à la boucle entièrement supraconductrice.

La poursuite des essais, en appliquant une faible induction magnétique par l'intermédiaire des bobines d'Helmutz montées autour du détecteur, a permis d'estimer la sensibilité relative de ce premier dispositif.

La courbe présentée figure VI-4 a été obtenue à une fréquence de modulation de $f_{0s} = 85582,8$ kHz; les conditions de fonctionnement de la diode étaient $I_{cont} = 250,2$ mA et $i_{alt} = 4,56$ mArms. La constante de temps de la détection synchrone était égale à 1 seconde.

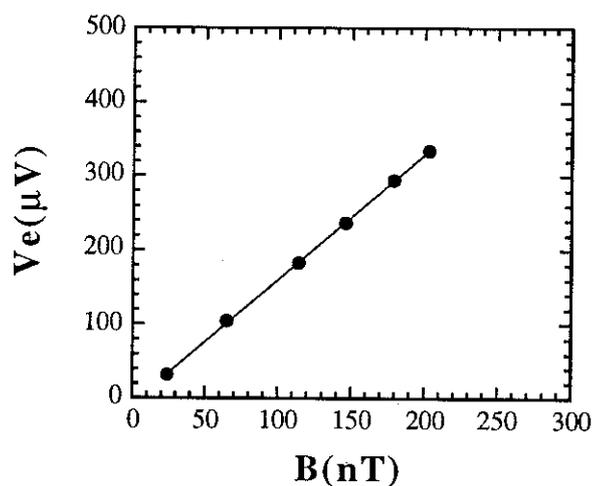


Figure VI-4

En absence de champ magnétique appliqué, on fait transiter une portion de la couche en augmentant I afin d'éliminer tout courant induit dans l'anneau. Puis, on refroidit la zone irradiée en diminuant I . A ce niveau, le signal est noyé dans le bruit. En appliquant le champ B_{ext} , l'amplitude du signal augmente et suit une variation linéaire en fonction de B_{ext} . Quand on inverse le sens du courant circulant dans les bobines d'Helmutz, le signe de la tension s'inverse aussi.

La courbe VI-4, qui représente la tension ramenée à l'entrée du FET en fonction du champ appliqué, a une pente dont la valeur est égale à $1,58 \mu\text{V/nT}$. Sachant que le niveau de bruit du détecteur est de 100 nV , cela fournit une sensibilité de 60 pT pour des variations de champ.

Cette valeur d'induction magnétique correspond à celle créant un quantum de flux dans la boucle. C'est pourquoi lorsque l'anneau transite en seule présence du champ résiduel, on n'observe aucun signal.

VI-3-b. Modulation thermique de part et d'autre de T_c

Cette expérience qui devait mettre en évidence la quantification du flux n'a malheureusement fourni aucun résultat convaincant.

Nous avons procédé de la façon suivante : connaissant f_{os} et f_{on} , on fixe la fréquence de modulation thermique à $f = (f_{os}+f_{on})/2$ et l'amplitude de cette modulation. Ensuite, on règle la puissance continue envoyée par la diode pour que la fréquence de résonance du système soit égale à $(f_{os}+f_{on})/2$. Ce réglage est très précis grâce à la visualisation du spectre en fréquence fourni par l'analyseur HP3562A. Ceci étant, on étudie la réponse du système en fonction du champ magnétique appliqué.

La surface de la boucle étant relativement grande, la valeur de l'induction magnétique correspondant à $\Phi = \Phi_0$ est faible : $B(\Phi_0) \approx 70 \text{ pT}$. Malgré une montée très lente du courant injecté dans les bobines d'Helmutz, nous n'avons observé aucun signal significatif.

Nous expliquons ceci par les raisons suivantes.

Principalement, nous avons vu au paragraphe VI-2 que dans ce mode de fonctionnement, la valeur du facteur de qualité s'effondrait. La source de bruit électronique prépondérante devient alors le bruit thermique du circuit résonant $v_n \approx \sqrt{4kTQL\omega}$. Le rapport signal sur bruit est dans ce cas proportionnel à \sqrt{Q} . Avec les faibles valeurs de Q observées dans ce régime, la sensibilité du dispositif n'atteint pas le quantum de flux.

Une autre explication de cette absence de signal peut provenir de la valeur du champ magnétique résiduel dans l'environnement du détecteur, ainsi que ses fluctuations. Si ces dernières sont supérieures à la valeur caractéristique de 70 pT, les fluctuations de flux supérieures à Φ_0 empêchent la mise en évidence de la quantification du flux. D'autre part, la valeur de l'inductance de la boucle étant $\mathcal{L} \approx 26$ nH, on frôle la condition limite $\mathcal{L} = \Phi_0^2/kT$ à $T = 4,2$ K. La portion irradiée de l'anneau étant à $T \approx 7$ K, il est possible que des fluctuations thermiques dans cette zone créent des fluctuations aléatoires d'états de flux quantifiés, rendant inobservable toute transition.

Enfin, nous ne sommes pas en mesure de savoir si le rapport cyclique entre la période où une partie de la boucle est dans l'état normal et celle où la boucle est entièrement supraconductrice est égal à $(1-k^2)^{-1/2}$, et si ce rapport reste constant dans le temps. Si tel n'est pas le cas, le courant emmagasiné dans l'inductance L du circuit n'atteindra pas sa valeur optimale.

VI-3-c. Modulation thermique au dessus de T_c

La modulation thermique du serpentín supraconducteur au dessus de sa température critique a permis d'observer un signal dépendant du champ magnétique, signal qui permet de déduire la valeur absolue de l'induction magnétique appliquée.

Il est surprenant que l'effet Meissner puisse donner lieu dans cette configuration à une tension non négligeable, à cause de la très faible surface mise en jeu (rappelons que la largeur du motif irradié est de 20 μm). Nous pensons que pour les puissances optiques élevées, la modulation thermique s'étend jusqu'au raccordement du motif au reste de

la boucle, largeur égale à $150 \mu\text{m}$. Comme une partie du motif est dans l'état normal, il n'y a pas de courant induit et on assiste sur une surface limitée du motif à une expulsion périodique totale du flux.

La figure VI-5 trace la tension d'entrée détectée en fonction du champ appliqué pour trois valeurs du courant continu d'alimentation de la diode. Pour ces trois mesures, la modulation alternative était fixée à $i = 8 \text{ mArms}$. Le facteur de surtension du circuit de détection valait $Q = 35000$ à $f_{on} = 84294 \text{ Hz}$.

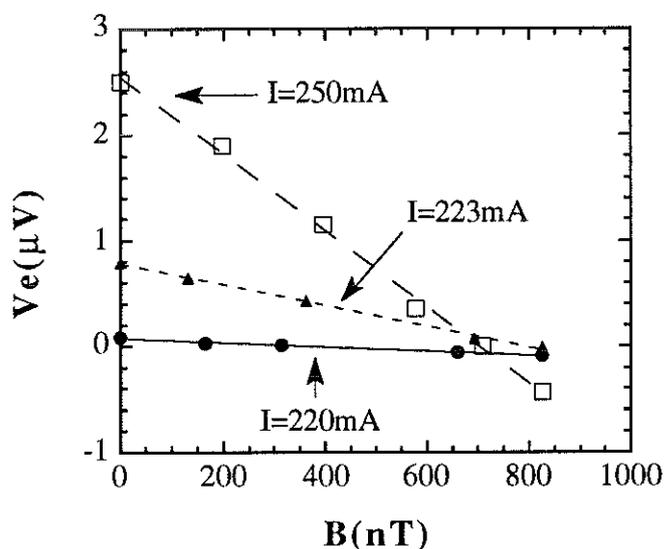


Figure VI-5

Pour les trois courbes, la tension diminue linéairement quand on applique le champ; elle s'annule à une valeur voisine de $700 \text{ nT} = 7 \text{ mG}$, et change de signe quand on poursuit l'augmentation du champ.

Si on inverse le sens du courant dans les bobines d'Helmutz, la tension ne s'inverse pas mais augmente en conservant sa progression linéaire. Cela confirme le caractère absolu de ce type de mesure.

La pente de la courbe est maximale pour $I = 250$ mA. Pour des valeurs supérieures de courant d'alimentation de la diode, (non représentées sur la figure VI-5), la variation de la tension en fonction du champ est plus faible. Cela signifie qu'il existe un régime de fonctionnement optimal, donc, au niveau de la couche, il y a une répartition thermique où la surface modulée est maximale.

La courbe obtenue avec la condition $I = 250$ mA possède une pente dont la valeur absolue est $3,6 \mu\text{V}/\mu\text{T}$. Avec un niveau expérimental de bruit de 80 nV, cela correspond à une sensibilité absolue de 22 nT.

Cette valeur de sensibilité est légèrement sous-estimée par le fait que l'on a choisi pour B la valeur de l'induction au centre de la boucle, tandis que la surface modulée est excentrée de 3 mm (donc soumise à un champ plus faible).

Compte tenu de la géométrie inadéquate du motif irradié pour une telle mesure, ce niveau de sensibilité est encourageant pour poursuivre l'amélioration du système.

VI-3-d. Discussion

Ces premiers essais effectués sur le motif déposé sur le substrat en céramique usinable ont fait apparaître certaines limitations du dispositif, et laissé percevoir les orientations qui permettront d'améliorer son fonctionnement.

Tout d'abord, nous devons constater que la modulation de la température du motif irradié de part et d'autre de sa valeur critique ne permet pas de dégager un signal exploitable. Pour approfondir cette étude, il faudrait soit reconsidérer le montage général du prototype pour que la valeur de k soit très faible (mais cette modification rendrait difficilement détectable le passage de la couche de l'état supraconducteur vers l'état normal), soit connaître avec précision l'évolution de la température du dépôt irradié.

En effet, nous n'avons qu'une connaissance imprécise du rapport reliant les valeurs de courant d'alimentation de la diode, et la température

du dépôt de NbTi. On aura pu constater dans les pages précédentes que les conditions de fonctionnement ne sont pas rigoureusement identiques d'une série de mesure à l'autre. Cette absence d'information nous empêche de comparer les résultats expérimentaux à un modèle précis. De plus, la modulation s'effectue sur une plage de courant de la diode proche du "coude" de la caractéristique $P_{opt}(I)$; cette modulation n'est pas linéaire pour de grandes amplitudes de modulation.

La modulation de l'inductance cinétique de l'anneau a donné une sensibilité relative de 60 pT. Pour égaler la sensibilité d'un Squid, il faudrait gagner un facteur 1000.

Si les résultats du chapitre 5 montrent qu'il est envisageable de moduler le dépôt à plus haute fréquence, et donc de gagner un ordre de grandeur en sensibilité, il reste que le meilleur moyen d'améliorer l'application de cette modulation de l'inductance cinétique consiste à diminuer la largeur du motif et à augmenter la longueur soumises à l'irradiation laser. Une telle étape ne peut pas être réalisée sur le même type de substrat que celui utilisé jusqu'ici.

Il a été encourageant de constater que les essais effectués au dessus de T_c ont permis une mesure absolue du champ magnétique, avec une sensibilité proche de celle des meilleurs dispositifs cryogéniques de ce type. En effectuant ce type d'expérience sur une surface adéquate, on devrait facilement améliorer les performances du détecteur.

Ces premières mesures de champ absolu ont donné une valeur résiduelle d'induction magnétique de 7 mG. Nous avons tenu à vérifier cette valeur en mesurant à température ambiante les différentes valeurs axiales de champ magnétique, à l'aide d'un fluxgate. Les résultats sont résumés ci-dessous.

champ terrestre dans la pièce : 220 mG

champ résiduel au fond d'un double écrantage en μ -métal : 2 mG

champ résiduel au fond du cryostat entouré des deux écrans de μ -métal : cette valeur dépend de la profondeur et du rayon auxquels sont effectuées les mesures. Les résultats varient de 0,5 mG à 20 mG. Au niveau où est situé le détecteur, on trouve $5 \text{ mG} < B < 12 \text{ mG}$.

Soupçonnant la présence d'impuretés magnétiques au fond du cryostat en inox utilisé jusqu'alors, nous avons décidé de lui substituer un cryostat en laiton. Les mêmes mesures de champ résiduel en présence des écrans de μ -métal ont fourni : $B = 0,8$ mG. Toutes les mesures qui seront présentées par la suite auront été effectuées dans ce cryostat.

VI-4- Modulation conjointe d'un disque plein supraconducteur et de l'anneau concentrique

Avant de passer à la description du deuxième dispositif réalisé, nous terminons cette première partie en présentant les résultats obtenus avec l'utilisation conjointe des deux diodes laser sur deux échantillons distincts.

Nous avons collé sous le substrat de céramique usinable un disque en feuillard de NbZr de diamètre $\Phi = 8$ mm. Théoriquement, ce disque est thermiquement découplé de la boucle déposée sur le substrat en céramique usinable.

En n'échauffant que le motif en NbTi, on distingue un décalage de la fréquence de résonance pour un courant d'alimentation de la diode $I = 240$ mA. Mais le décalage de la fréquence de résonance est plus faible ($\Delta f = 153$ Hz) et correspond à une valeur du couplage électromagnétique $k = 6.10^{-2}$. Dans cette nouvelle configuration, un couplage disque-anneau doit s'ajouter à celui anneau-inductance L et modifier la valeur de k .

En irradiant le disque plein, on constate que la température de l'anneau dépend de celle du disque, donc qu'il existe un couplage thermique. Cela apparaît en comparant les valeurs de courant d'alimentation de chaque diode nécessaires pour décaler la valeur de la fréquence de résonance. Quand les deux diodes fonctionnent, ce décalage apparaît pour des valeurs de I nettement inférieures à celles envoyées séparément sur une diode. De plus, l'état totalement résistif du disque se traduit par un affaiblissement brutal du facteur de qualité à $Q = 70$.

L'évolution dans le temps de la tension d'entrée du FET lorsque l'on effectue une modulation basse fréquence (10 mHz) sur le disque, et une modulation à f_{0s} sur la portion de l'anneau, est schématisée figure VI-6.

Au point 1), le disque devient entièrement supraconducteur. Un courant est induit dans le disque et le couplage magnétique disque-anneau

fait que le courant induit dans l'anneau change de signe ; on arrive au point 2).

En 2), la température du disque est minimale, et augmente jusqu'à 3) où elle dépasse sa valeur critique.

Entre 3) et 4), la température du disque continue à augmenter et par couplage thermique, la température de la zone irradiée de l'anneau dépasse sa valeur critique en 4). On n'a plus de signal.

En 5), la température du disque ayant diminué, on retrouve le signal du à la modulation de l'inductance cinétique de l'anneau. Le cycle recommence.

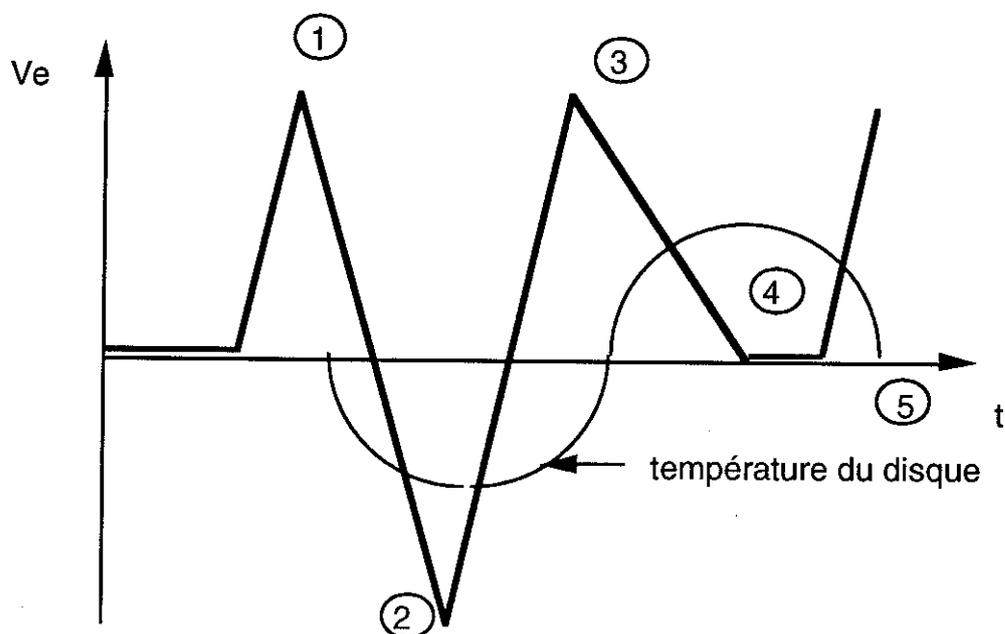


Figure VI-6

VI-5-Essais sur le deuxième détecteur

A partir des conclusions dégagées des résultats de la première partie, nous n'avons pas cherché à réduire le couplage thermique entre le disque plein de NbZr et la boucle de NbTi, car ce mode de fonctionnement s'applique dans la configuration où la température de la portion irradiée de la boucle est modulée de part et d'autre de sa valeur critique, configuration qui n'est pas exploitable dans le cas présent.

Nous nous sommes orientés vers l'optimisation du phénomène de modulation de l'inductance cinétique, en remplaçant le premier motif usiné sur le substrat en céramique usinable par celui décrit au paragraphe IV-1. En effet, avec le motif de $20\mu\text{m}$ de large et 4000\AA d'épaisseur, la constante A est faible et la réalisation de la condition II-43 impose que l'amplitude de la modulation ∂T tende vers la différence $T_c - T_0$. Pratiquement, les fluctuations de puissance optique rendent cette configuration instable, et pour se rapprocher des meilleures conditions de modulation, il faut augmenter la valeur de A , donc diminuer les caractéristiques géométriques de la zone de la boucle soumise à l'irradiation.

VI-5-a. Caractéristiques du détecteur

Le nouveau motif est constitué d'un dépôt de NbTi de 1000\AA d'épaisseur effectué sur un disque de pyrex de 10 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur. Le pyrex a été choisi de préférence au saphir, en raison de sa plus faible conductivité thermique. En effet, un essai effectué sur un même type d'échantillon déposé sur du saphir a montré que la modulation thermique du dépôt nécessitait alors des puissances optiques trop élevées.

Sur ce nouveau substrat en pyrex, le serpentín a une largeur de $5\mu\text{m}$ et s'inscrit dans un carré de $0,5\text{ mm}$ de côté. Pour faciliter l'alignement en face de l'extrémité de la fibre optique, il est au centre du disque en pyrex, et relié à la boucle de 3 mm de rayon et $50\mu\text{m}$ de large. Un disque plein de diamètre $\phi = 0,5\text{ mm}$, coplanaire à la boucle, est usiné à $3,2\text{ mm}$ du centre pour être situé en vis-à-vis de la deuxième fibre optique. Avec un substrat en pyrex, il devient possible de vérifier visuellement l'alignement des motifs avec les fibres optiques. Nous avons

pu constater ainsi qu'à température ambiante, seulement un tiers de la longueur de serpentín de NbTi de 5 μm de large était dans l'axe de l'extrémité de la fibre. Nous aurons l'occasion par la suite de discuter ce problème de la longueur de motif irradiée.

Les nouvelles caractéristiques du détecteur donnent pour l'inductance de la boucle $\mathcal{L} \approx 30$ nH et pour le couplage magnétique $k = 7,4 \cdot 10^{-2}$. La valeur d'un quantum de flux correspond à l'application d'une induction magnétique de 82 pT à travers l'anneau et de 11 nT à travers le disque plein.

En ne faisant fonctionner que la diode irradiant le serpentín, on observe le décalage de la fréquence de résonance à partir d'un courant d'alimentation I égal à 114 mA. Cette valeur est très nettement inférieure à la valeur du courant seuil de la diode laser, valeur à laquelle ce décalage s'observait sur le motif précédent. L'écart maximal entre f_{0s} et f_{0n} est de 95 Hz, ce qui correspond à $k_{\text{exp}} = 4,7 \cdot 10^{-2}$. Cette valeur, différente de celle théorique, est inférieure d'un facteur 2 au résultat expérimental obtenu avec le seul anneau. La formule du chapitre 2 reliant f_{0s} et f_{0n} à k ne tient pas compte des couplages supplémentaires que nous avons maintenant entre le disque et l'anneau et entre le disque et l'inductance du circuit résonant.

Lorsque ne fonctionne que la diode irradiant le disque plein, la variation de f_0 s'observe à partir d'un courant d'alimentation I égal à 160 mA. En raison de la proximité de la boucle, nous ne sommes pas en mesure de savoir si ce décalage n'est dû qu'à la transition du disque, où à la diffusivité thermique du substrat qui chauffe la partie de la boucle la plus proche du disque.

Ces phénomènes peuvent trouver deux explications :

- 1) L'épaisseur du nouveau motif étant plus faible, la boucle irradiée perd ses propriétés supraconductrices à une température inférieure à T_c , à cause de l'interaction électrons-phonons. Nous ne croyons pas à cette hypothèse, car elle impliquerait un étalement de la largeur de transition qui devrait se traduire par une large plage de valeur de I sur laquelle s'effectuerait le décalage de f_0 , ce qui n'est pas le cas. Et

les valeurs de I mises en jeu étant nettement inférieures à la valeur seuil, le rayonnement absorbé par la couche n'est pas un rayonnement laser. De plus, l'épaisseur du dépôt reste quand même assez grande (1000 Å).

- 2) La température critique du dépôt de NbTi de 5 μm de large est plus basse que celle du disque plein. Cela explique les comportements précédents, et l'on verra par la suite que cette hypothèse explique les résultats observés sur un dépôt de 1 μm de large.

VI-5-b. Modulation sur le serpent en-dessous de T_c

Nous avons recommencé les mesures relatives sur la boucle supraconductrice afin de connaître la nouvelle sensibilité du dispositif aux faibles variations d'induction magnétique.

Le caractère relatif de la mesure magnétique dans la phase supraconductrice de la boucle est indiscutable. Si en présence d'un champ appliqué on chauffe la zone irradiée au-dessus de sa valeur critique (la lecture du décalage de f_{0s} vers f_{0n} est la preuve de la transition) avant de refroidir pour revenir à la condition de départ, le signal mesuré ne réatteint pas sa valeur initiale. Il faut alors effectuer une variation de champ égale à celle subie avant cette commutation pour détecter à nouveau un signal identique.

A la fréquence de résonance $f_{0s} = 85031,7$ Hz, les meilleures conditions de fonctionnement de la diode étaient $I_{\text{cont}} = 114$ mA et $i_{\text{alt}} = 83,6$ mA pic à pic. Cette valeur élevée de la composante alternative de la puissance résulte du point de fonctionnement de la diode en-dessous de sa valeur seuil où apparaît l'émission "laser". Il est nécessaire d'effectuer la modulation sur une grande plage de courant pour obtenir une amplitude de puissance conséquente.

La valeur du facteur de qualité n'est ici que de 20 000. En effet, au cours des différentes étapes d'usinage, le substrat en pyrex s'est légèrement effrité sur son pourtour et lors de l'attaque ionique qui a révélé le motif, du cuivre s'est déposé par rétrodiffusion sur la partie abîmée du substrat. Cette impureté métallique est à l'origine de

l'affaiblissement de Q. A la fréquence de résonance, la tension de bruit totale vaut ainsi $v_n = 51 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Sous ces conditions, la pente de la tension induite en fonction de la variation d'induction magnétique appliquée vaut :

$$\frac{dV_e}{dB} = 4,41 \text{ } \mu\text{V/nT}$$

La sensibilité du dispositif est alors de 11 pT. Rappelons que dans le montage précédent (dépôt de 20 μm de large sur le substrat de céramique usinable), nous avons atteint une sensibilité de 60 pT.

Ce gain d'un facteur 5 n'est pas aussi important que nous l'aurions souhaité. D'une part, la longueur totale du serpent (environ 25 mm) n'est pas irradiée et surtout, la diode ne fonctionne pas dans l'état "laser". Nous ne pouvons pas effectuer de larges amplitudes de modulation thermique. D'autre part, la diminution de la température critique du dépôt prouve que ses caractéristiques supraconductrices sont dégradées, et la modulation de la longueur de London n'est plus aussi efficace.

Nous avons pensé remédier au premier point en pompant sur le bain d'hélium liquide afin d'augmenter l'écart ΔT entre la température critique du dépôt et la température du bain. Il faut alors plus de puissance continue pour se placer dans les mêmes conditions de modulation, et on espère ainsi franchir la valeur du courant seuil de la diode.

Au cours du pompage sur le bain, la valeur de la modulation du courant i_{alt} a été conservée à 57 mA pic à pic. A 4,2 K, la meilleure réponse du détecteur a lieu pour un courant continu de 120,5 mA. Cette valeur optimale augmente et atteint 157,4 mA à la température de l'hélium superfluide (2,18 K). Au cours du pompage sur le bain, la fréquence de résonance augmente de 84 998 Hz à 85 016 Hz, à cause de variations de la valeur de la capacité du circuit résonant. La sensibilité du dispositif s'améliore assez rapidement et atteint lorsque le bain est stabilisé à 2,18 K :

$$\frac{dV_e}{dB} = 7,25 \text{ } \mu\text{V/nT}$$

Ceci correspond à un niveau de détection minimum de 6,9 pT.

Si cette opération a quasiment permis de doubler la sensibilité du capteur, elle n'a pas permis d'atteindre une valeur de courant continu d'alimentation de la diode égale à environ 210 mA (cf chapitre V), et n'a pas non plus résolu les deux autres limitations qui sont la mauvaise qualité du dépôt et la faible longueur irradiée du motif.

Le fait de passer d'un motif de 20 μm de large à un de 5 μm de large a permis de gagner un facteur 10 en sensibilité relative. Pour poursuivre l'amélioration de ce dispositif, nous devons concentrer nos efforts sur la réalisation d'un motif de très faible largeur possédant de très bonnes caractéristiques supraconductrices (T_c élevé et largeur de transition étroite). Enfin, il faut affiner le système d'alignement entre le serpentín et la fibre optique afin que la modulation de l'inductance cinétique soit maximale.

VI-5-c. Modulation sur le disque plein

La modulation thermique sur le disque plein de 0,5 mm de diamètre est inspirée des résultats de la première partie obtenus à f_{0n} avec le motif gravé sur le substrat en céramique usinable.

Dans notre configuration expérimentale, la distance la plus courte entre le centre du disque et la boucle est de 1 mm ; la distance entre les deux extrémités des fibres optiques est de 3,6 mm. En pratique, la modulation thermique du disque va diffuser sur la portion de la boucle la plus proche. Si celle-ci est entièrement supraconductrice, on subira les effets du couplage magnétique entre ces deux constituants. Une alternative consiste à envoyer une puissance continue sur le serpentín central à 3,6 mm du disque pour rendre normale cette partie de l'anneau. Mais cet échauffement continu diminuera le niveau de puissance requis pour la diode irradiant le disque, et on aura la même limitation en modulation que celle observée sur le serpentín en-dessous de T_c . Enfin, il est quantitativement difficile de savoir si le disque est entièrement dans l'état normal, car on ne sait pas distinguer si le décalage de f_0 provient d'une transition au niveau de l'anneau ou du disque.

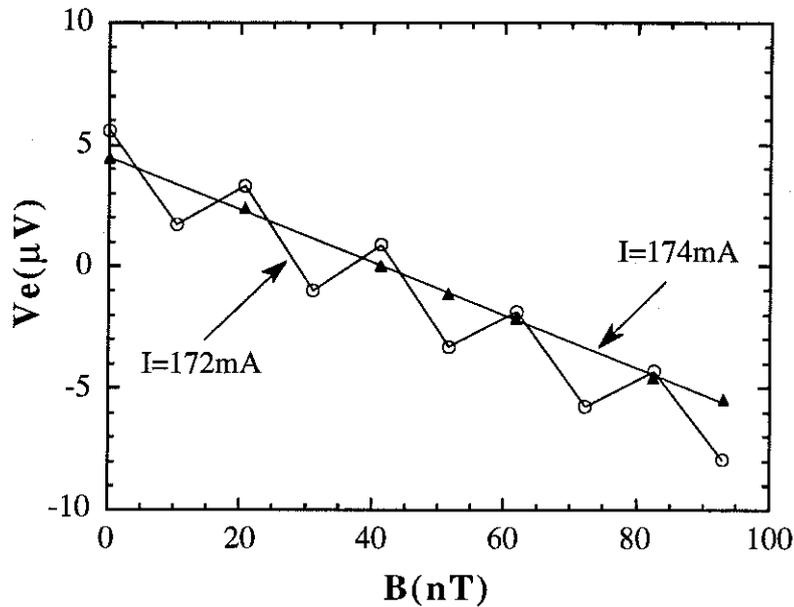


Figure VI-7

Les résultats reportés sur la figure VI-7 ont été obtenus avec un courant de modulation de la diode $i_{\text{alt}} = 74,4\ \text{mA}$, à une fréquence de $84988,8\ \text{Hz}$. Nous avons recueilli le signal pour différentes valeurs de I_{cont} . Pour $I_{\text{cont}} < 160\ \text{mA}$, le signal observé indique une mesure relative de champ car après un échauffement brutal de la couche, on ne retrouve pas la valeur initiale de la tension. Pour $160\ \text{mA} < I_{\text{cont}} < 174\ \text{mA}$ apparaît nettement le phénomène de la quantification du flux conjugué à l'effet Meissner. Sur la figure VI-7, on voit nettement que la tension d'entrée du FET oscille autour d'une valeur moyenne qui décroît en fonction du champ extérieur appliqué. Pour $I_{\text{cont}} > 172\ \text{mA}$, le signal est proportionnel au champ appliqué. Il s'annule pour une valeur de $42\ \text{nT} = 0,42\ \text{mG}$.

Avant d'analyser ce phénomène de quantification de flux jusqu'à alors inobservé dans nos expériences précédentes, revenons sur la courbe obtenue avec un courant d'alimentation continu de $174\ \text{mA}$.

Cette droite possède la plus grande pente dV_e/dB ; pour des valeurs de I_{cont} plus élevées, cette pente diminue régulièrement. Le caractère absolu de la mesure (vérifié en changeant le signe du champ appliqué) permet de déterminer la valeur du champ résiduel égale à 0,42 mG. Les mesures effectuées à température ambiante avec le fluxgate avaient fourni $B_{résiduel} = 0,8$ mG.

La variation du signal vaut :

$$\frac{dV_e}{dB} = 109 \mu V/\mu T$$

Lors du même type de mesures effectuées sur le serpentín (1ère partie), nous avons une variation de $3,6 \mu V/\mu T$. Le fait d'irradier un disque plein a permis de gagner un facteur 30 en sensibilité. On peut détecter dans ces conditions une valeur absolue de $5 \cdot 10^{-10} T/\sqrt{Hz}$.

La nouveauté dans cette série de mesure réside dans l'observation conjointe de l'effet Meissner et de la quantification du flux. On voit, figure VI-7, que la pente de la droite (non représentée) autour de laquelle décroît la tension est légèrement supérieure à celle traduisant l'effet Meissner seul. Ceci est logique puisqu'on a signalé que plus la puissance continue était élevée, plus cette pente diminuait.

Les extremums de cette courbe sont espacés périodiquement de 10,3 nT, valeur d'induction qui correspond à un quantum de flux sur le disque de 0,5 mm de diamètre. Cette quantification du flux nous amène à nous interroger sur la façon suivant laquelle s'effectuent réellement les échanges thermiques au niveau du disque.

La première remarque que nous devons faire relie le niveau de la tension mesurée à celui attendu théoriquement. Dans l'hypothèse où les transitions vers l'état supraconducteur expulsent totalement le flux appliqué au disque de surface S :

$$V = Q\omega n BS$$

A partir de nos résultats, nous déduisons une valeur de S mise en jeu 2000 fois inférieure à celle du disque. La modulation thermique ne s'effectue pas uniformément sur toute la surface du disque.

Le fait que des quanta de flux soient piégés dans le disque indique qu'au refroidissement, une zone normale est entourée par un pourtour supraconducteur, tandis que lors de l'échauffement, la totalité du disque transite dans l'état normal. Au cours de la modulation thermique, la variation périodique de cette surface supraconductrice (nettement inférieure à celle du disque) donne accès à la valeur absolue du champ appliqué, tandis que conjointement la modulation de l'inductance globale du disque donne un signal proportionnel à la différence entre le flux appliqué et sa valeur quantifiée la plus proche piégée au centre du disque qui reste toujours normal.

Cependant, une question reste posée : pourquoi, pour une puissance continue plus élevée, le phénomène de quantification disparaît-il au seul bénéfice de l'effet Meissner ? Nous pouvons imaginer que pour ces puissances plus élevées la modulation de la température de part et d'autre de T_c , qui était auparavant répartie uniformément sur le pourtour du disque, ne s'effectue plus que sur un bord du disque; le reste du motif est entièrement normal, et il n'y a plus de zone entourée par un circuit supraconducteur. Les manques d'information actuels sur les échanges thermiques à ce niveau nous empêchent pour l'instant de vérifier cette hypothèse.

De plus, le système d'irradiation optique ne fonctionne pas dans ses meilleures conditions, puisque le courant d'alimentation de la diode laser est inférieur à sa valeur seuil. Cela explique pourquoi la superficie modulée du disque est si faible. En travaillant dans des conditions plus favorables, il est logique d'espérer augmenter la surface modulée, et donc d'améliorer la sensibilité absolue.

VI-6-Mesures sur un troisième détecteur et commentaires

VI-6-a. Résultats

Les dernières mesures relatives que nous présentons ont été effectuées sur une boucle de 1000 Å d'épaisseur dont la partie irradiée a 1 µm de large et s'inscrit dans un périmètre de 500 µm de côté. Le reste de la boucle forme un anneau de 3 mm de rayon et de 50 µm de large.

En appliquant à la diode laser une modulation du courant de 47,5 mA pic à pic à 85060 Hz, on observe un maximum de sensibilité pour une valeur continue $I_{\text{cont}} = 175,6$ mA. On module ainsi le courant d'alimentation de la diode de part et d'autre de sa valeur seuil et la variation de température n'est pas sinusoïdale. Dans ces conditions de fonctionnement, le rapport entre la variation de la tension d'entrée sur la variation du champ appliqué vaut :

$$\frac{dV_e}{dB} = 3,88 \mu\text{V/nT}$$

Avec un niveau de bruit de $50 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$; cela correspond à une sensibilité de $12,9 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

En appliquant une modulation de 19 mA, le maximum de signal s'obtient pour une valeur $I_{\text{cont}} = 206,2$ mA. On arrive alors à un niveau de sensibilité de $9,3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette légère amélioration est la conséquence du décalage du fonctionnement de la diode laser vers une zone où la puissance émise varie linéairement en fonction du courant d'alimentation.

Comme précédemment, nous avons diminué la température du bain d'hélium jusqu'à 2,18 K pour avoir accès à une plus grande plage de modulation, tout en ayant une valeur de courant continu de la diode supérieure à I_{seuil} . Les sensibilités obtenues avec les différents paramètres sont résumées ci-dessous :

i_{alt} (mA)	I_{cont} (mA)	ΔB_n (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
19	214,6	2,7
38	197,1	1,9

C'est dans cette dernière configuration que nous atteignons la meilleure sensibilité relative : $1,9\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

VI-6-b. Commentaires

Dans les expériences présentées dans ce chapitre, nous avons réalisé expérimentalement toutes les configurations qui à partir d'une modulation thermique d'un dépôt supraconducteur permettent de détecter de très faibles valeurs d'induction magnétique.

La transition périodique de part et d'autre de T_c de la température d'une partie de l'anneau n'a pas fourni de signal pour les raisons suivantes :

- ces mesures étaient effectuées avec la relation $k^2Q \gg 1$. Cela a eu pour conséquence un élargissement de la bande passante effective du circuit de détection correspondant à une valeur de facteur de qualité trop faible,
- ce mode de fonctionnement impose que la modulation de la température s'effectue régulièrement autour de T_c , c'est-à-dire que sur une période du cycle, le temps pendant lequel la zone irradiée est dans l'état normal soit à peu près égal au temps pendant lequel elle est dans l'état supraconducteur. En pratique, cette condition est difficile à réaliser et nous n'avons malheureusement aucun moyen de la contrôler expérimentalement,
- nous travaillons dans les conditions limites de bruit de flux à cause de la valeur relativement élevée de l'inductance de la boucle ; cela est susceptible de masquer le phénomène de quantification du flux.

En présence d'un disque plein de NbZr, les modulations conjointes des deux éléments font apparaître un couplage thermique dû au rayonnement du disque sur l'anneau. Ce couplage empêche une exploitation aisée de ce montage.

La configuration la plus judicieuse s'est avérée être celle où la modulation de la température de l'anneau s'effectue en-dessous de sa valeur critique. Cela présente l'avantage de conserver tout au long de la mesure un facteur de surtension et une fréquence de modulation

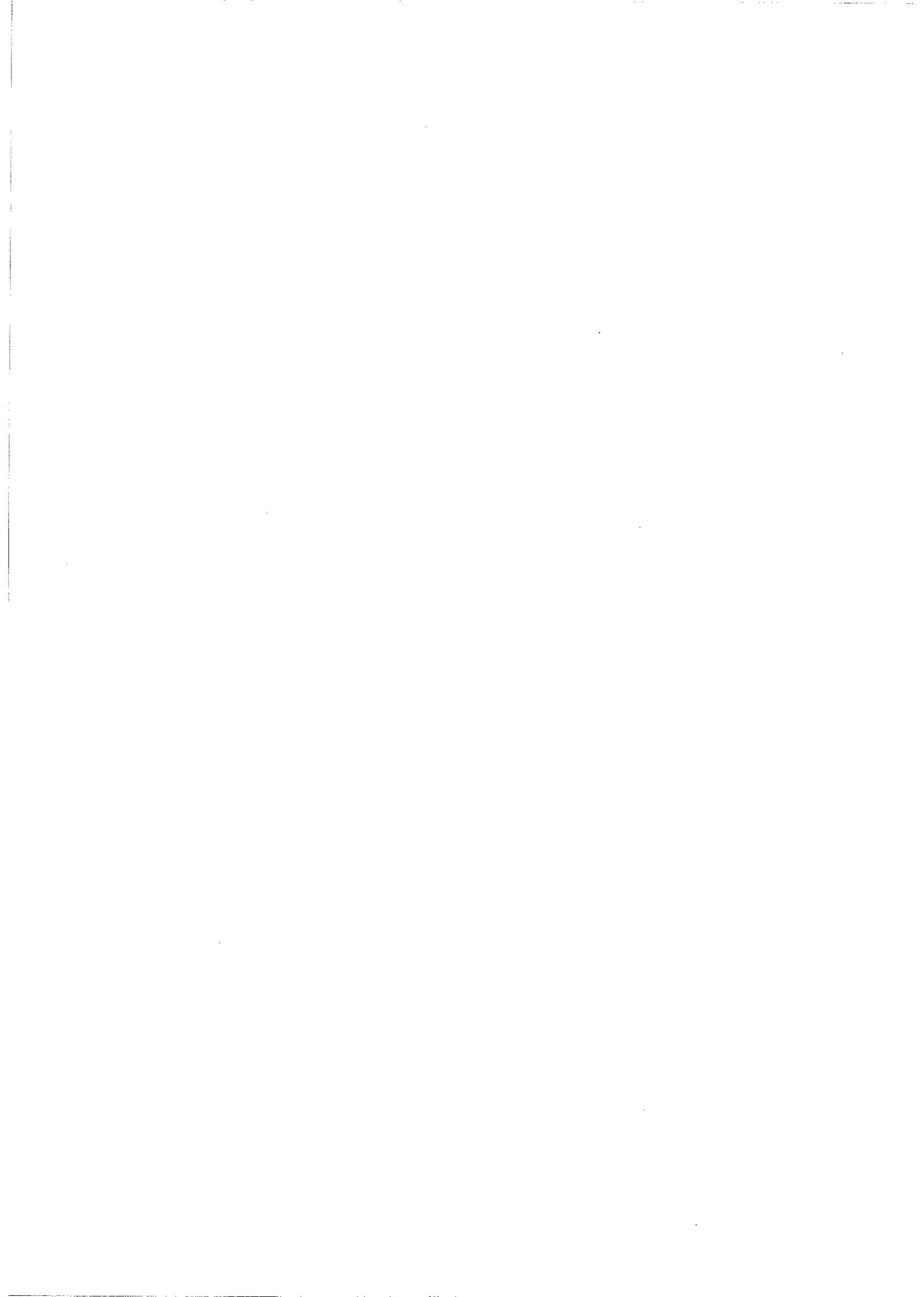
constante, et d'éviter l'apparition de courants de bruit dans la boucle de détection.

Pour optimiser ce système capable uniquement de détecter des variations de champ, nous avons été amené à élaborer plusieurs motifs de largeur allant de 20 μm à 1 μm . Pour ces derniers motifs, la dégradation des propriétés supraconductrices des dépôts limite l'exploitation de la diode laser de puissance. L'interprétation des résultats est rendue difficile par l'absence d'information précise quant à la température exacte du dépôt irradié. Les seules données accessibles sur la température sont déduites par la lecture de la fréquence de résonance qui varie dès qu'une partie du dépôt devient normale, et par la valeur du courant d'alimentation de la diode pour laquelle apparaît ce décalage. Cette valeur indique grossièrement la position relative de la température critique des différents dépôts. Nous ne pouvons pas savoir actuellement si la relation (II-43), qui relie les caractéristiques géométriques du motif à l'amplitude de la modulation thermique, est vérifiée.

Nous sommes convaincu que la sensibilité de ce système de détection peut être largement améliorée par l'utilisation de dépôts supraconducteurs de meilleure qualité.

Les motifs de faible largeur, obtenus par lithographie électronique sur des substrats en pyrex, ne sont plus compatibles avec la disposition anneau-disque mince juxtaposés verticalement.

La mesure de la valeur absolue du champ s'effectue alors grâce à la transition thermique d'une pastille pleine déposée sur le même substrat. Bien que la modulation thermique de cet élément subisse les mêmes limitations que celles décrites ci-dessus pour la boucle, elle a néanmoins permis la détection absolue d'inductions magnétiques inférieures au nanotesla, ce qui est encourageant pour l'amélioration ultérieure du dispositif.



CONCLUSION

Les différentes expériences que nous avons menées indiquent que la procédure de mesure la plus fiable est celle qui consiste à faire transiter alternativement la pastille pleine supraconductrice, et à moduler sous sa valeur critique la température d'une fraction de l'anneau. Mais nous n'avons pour l'instant aucune connaissance sur l'émissivité des éléments irradiés par les diodes laser, sur le rayonnement à l'intérieur de la cavité comprenant le détecteur, et, en ce qui concerne les derniers motifs employés, sur les caractéristiques supraconductrices des dépôts. Il apparaît nécessaire de connaître tous les paramètres impliqués dans le processus thermique.

Le montage mécanique du détecteur consiste à aligner simplement les motifs supraconducteurs en face des extrémités des fibres optiques des diodes laser. Si une telle procédure n'a pas de conséquence pour le disque de 500 μm de diamètre, on a eu l'occasion de souligner les incertitudes qu'un tel montage imposait quant à la longueur effectivement irradiée sur la boucle destinée à détecter les variations de flux. Ne connaissant avec précision ni l'amplitude de la modulation thermique, ni la longueur sur laquelle s'effectue cette modulation, il est impossible de savoir si la relation d'optimisation entre ces deux grandeurs est vérifiée. Nous avons donc l'intention de modifier cette partie du montage pour rendre solidaires l'extrémité de la fibre optique et le serpentín supraconducteur irradié.

Le paramètre qui nous semble être le plus important est la qualité des dépôts supraconducteurs qui constituent la partie sensible du détecteur. Plus la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur s'effectue sur une plage de température réduite, plus la divergence de la longueur de London λ sera marquée et meilleure sera la sensibilité aux variations de champ. C'est pourquoi nous sommes actuellement en train de refaire de nouveaux motifs en niobium pur. Cela permettra en outre de bénéficier de la pleine puissance de la diode laser, en modulant les températures autour de valeurs légèrement supérieures à celles imposées par les températures critiques des dépôts de NbTi employés jusqu'ici.

Rappelons que les mesures présentées n'ont pas été effectuées à la fréquence de modulation la plus élevée possible. Augmenter la fréquence

des cycles thermiques permet théoriquement d'améliorer les sensibilités absolue et relative. Nous sommes conscients que cela rendra hasardeux les processus d'expulsion et de pénétration du flux au niveau du disque, et que cette augmentation de la fréquence de travail se traduira par une diminution du facteur de surtension du circuit résonant. Mais il deviendra plus facile de satisfaire à la condition d'optimisation entre le couplage magnétique k et la valeur de Q , ainsi qu'à la réalisation de l'adaptation d'impédance optimale, conditions que nous n'avons pas cherché à réaliser dans nos premiers essais.

Malgré les limitations que nous venons d'évoquer, le magnétomètre supraconducteur que nous avons élaboré a actuellement une sensibilité de $5 \cdot 10^{-10} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des mesures de champ absolu, et de $10^{-12} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des mesures de variations de champ.

Le premier résultat est satisfaisant au vu des performances annoncées des autres types de détecteur de champ absolu. En ce qui concerne la mesure de variations de champ, on aura remarqué que la sensibilité ultime de notre dispositif reste de deux ordres de grandeur inférieures à celle des meilleurs systèmes actuels. Mais nous sommes persuadés que cet écart peut être réduit en apportant à notre dispositif les modifications évoquées ci-dessus.

La distinction entre la mesure absolue et la mesure relative subsiste tant que la sensibilité offerte par la modulation de la pastille pleine excède une valeur correspondant à un demi quantum de flux dans l'anneau. La sensibilité absolue de $5 \cdot 10^{-10} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$ correspond à l'application d'un flux $\Phi = 6\Phi_0$ au niveau de l'anneau. On remarque qu'une amélioration d'un facteur 10 de la sensibilité de mesure au niveau du disque (tout à fait crédible d'après les remarques précédentes) et l'utilisation conjointe disque-anneau fourniront une valeur absolue de l'induction avec une sensibilité égale à celle de l'anneau.

Les résultats qui se dégagent des premières mesures rendent ainsi raisonnables l'idée d'une amélioration rapide des performances du dispositif.

REFERENCES

- [1] A.L. Kwiram and B.S. Deaver Jr. *Observations of the establishment of the quantized flux state in times as short as 10^{-5} sec.* Phys. Rev. Letters **13**, 189 (1964).
- [2] B.S. Deaver Jr. and W.S. Goree. *Some techniques for sensitive magnetic measurements using superconducting circuits and magnetic shields.* Rev. Sci. Instr. **38**, 311 (1967).
- [3] J.M. Goodkind and D.L. Stolfa. *The superconducting magnetic flux detector.* Rev. Sci. Instr. **41**, 799 (1970).
- [4] W.S. Goree. *Review of superconducting magnetometers and cryogenic refrigeration techniques.* Rev. Phys. Appl. **5**, 3 (1970).
- [5] J.E. Mercereau. *Superconducting magnetometers.* Rev. Phys. Appl. **5**, 13 (1970).
- [6] W.W. Webb. *Superconducting quantum magnetometers.* IEEE Trans. Mag. **8**, 51 (1972).
- [7] J.E. Zimmerman. *Josephson effect devices and low frequency field sensing.* Cryogenics **12**, 19 (1972).
- [8] S.J. Swithenby. *Squids and their applications in the measurements of weak magnetic fields.* J. Phys. E **13**, 801 (1980).
- [9] J. Clarke. *Squids, brains and gravity waves.* Physics Today, Mars 1986.
- [10] D. Cohen. *Measurements of the magnetic fields produced by the human heart, brain and lungs.* IEEE Trans. Mag. **11**, 694 (1975).
- [11] G.L. Romani, S.J. Williamson and L. Kaufman. *Biomagnetic instrumentation.* Rev. Sci. Instr. **53**, 1815 (1982).
- [12] P. Carelli and V. Pizzella. *Biomagnetism : an application of superconductivity.* Supercond. Sci. Technol. **5**, 407 (1992).
- [13] K. Kosunge, Y. Oda and H. Nagano. *Measurement of absolute intensity of weak magnetic fields using RF biased Squid.* Cryogenics **20**, 223 (1980).
- [14] J.C. Gallop. *An absolute SQUID magnetometer.* IEEE Trans. Mag. **21**, 602 (1985).
J.C. Gallop. *Squids, the Josephson effects and measurements.* Meas. Sci. Technol. **2**, 485 (1991).
- [15] Q. Geng, H. Minami, K. Chihara, J. Yugama and G. Goto. *Technique for measuring absolute intensity of weak magnetic fields by Squid pick-up coil system.* Rev. Sci. Instr. **63**, 3972 (1992)
- [16] J.P. Burger. *La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces.* Masson 1974.

- [17] Y. Ng Tong. *Etude et réalisation d'un femtovoltmètre à hacheur supraconducteur*. Thèse 3^{ème} cycle Grenoble 1980.
- [18] P.B. Chilson, J.C. Clark, G.G. Ihas. *Millikelvin heater using a light emitting diode and fibre optics*. *Cryogenics* **31**, 921 (1991).
- [19] P. Gutsmedl, C. Probst and K. Andres. *Low temperature calorimetry using an optical heating method*. *Cryogenics* **31**, 54 (1991).
- [20] G. Gallinaro, F. Gatti and S. Terreni. *Simple and inexpensive cryogenic bolometers*. *Cryogenics* **31**, 58 (1991).
- [21] M.I. Flik, P.E. Phelan and C.L. Tien. *Thermal model for the bolometric response of high T_c superconducting films to optical pulses*. *Cryogenics* **30**, 1118 (1990).
- [22] L. Fabbri and E. Scafé. *Nonuniform heating effects on thermal diffusivity measurements by the laser-pulse method : influence of detector position*. *Rev. Sci. Instr.* **63**, 2008 (1992).
- [23] D.G. McDonald. *Novel superconducting thermometer for bolometric applications*. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 775 (1987).
- [24] J.E. Sauvageau and D.G. McDonald. *Superconducting kinetic inductance bolometer*. *IEEE Trans Mag* **25** 1331 (1989).
- [25] J.E. Sauvageau, D.G. McDonald and E.N. Grossman. *Superconducting kinetic inductance radiometer*. *IEEE Trans Mag* **27**, 2757 (1991).
- [26] L.R. Testardi. *Destruction of superconductivity by laser light*. *Phys. Rev. B* **4**, 2189 (1971).
- [27] B. Cabrera. *The laser switch in squid measurements : fundamental experiments and low frequency noise reduction*. *Proc. SQUID'91*.
- [28] J.T. Anderson, B. Cabrera, M.A. Taber, S.B. Felch and J. Tate. *Low frequency noise reduction in Squid measurements using a laser driven superconducting switch*. *Rev. Sci. Instr.* **60**, 202 (1989).
- [29] G.S. Spark, C.E. Cunningham, B. Cabrera. *Trapped vortices in a superconducting microbridge*. *IEEE Trans. Mag.* **27**, 3021 (1991).
- [30] C.E. Cunningham, B. Cabrera, D.P. Saroff. *Low noise switching of a superconducting circuit by a laser induced weak link*. *IEEE Trans. Mag.* **25**, 1022 (1989).
- [31] C.E. Cunningham, G.S. Spark, B. Cabrera and M.E. Huber. *Correlation of flux states generated by optical switching of a superconducting circuit*. *Physica B* **165**, 113 (1990).

- [32] P. Manuel, H. Niedoba et J.J. Veyssié. *Appareil de mesure des chaleurs spécifiques entre 0,3°K et 3°K en régime thermique oscillant*. Rev. Phys. Appl. **7**, 107 (1972).
- [33] R.J. von Gutfeld, A.H. Nethercot Jr and J.A. Armstrong. *Transport of heat from metals to insulators at low temperatures*. Phys. Rev. **142**, 436 (1960).
- [34] E.T. Swartz and R.O. Pohl. *Thermal resistance at interfaces*. Appl. Phys. Lett. **51**, 2200 (1987).
- [35] E.T. Swartz and R.O. Pohl. *Thermal boundary resistance*. Rev. Mod. Phys. **61**, 605 (1989).
- [36] D. Duret. Thèse docteur-ingénieur Grenoble 1975.
- [37] D. Pascal, M. Sauzade. *Experimental determination of optimum operating conditions of a superconducting interferometer*. J. Appl. Phys. **45**, 3085 (1974).
- [38] L.D. Jackel, R.A. Buhrman. *Noise in the rf-Squid*. J. Low Temp. Phys. **19**, 201 (1975).
- [39] C.M. Falco and W.H. Parker. *Operating characteristics of thin film rf-biased Squid's*. J. Appl. Phys. **46**, 3238 (1975).
- [40] G.L. Salinger and J.C. Wheatley. *Magnetic susceptibility of materials commonly used in the construction of cryogenic apparatus*. Rev. Sci. Instrum. **32**, 872 (1961).
- [41] A.T. Lee, *Broadband cryogenic preamplifiers incorporating GaAs MESFETs for use with low temperature particle detectors*. Rev. Sci. Instrum. **60**, 3315 (1989).
- [42] D.V. Camin, G. Pessima, E. Previtali and G. Ranucci. *Low noise preamplifiers for 1 K operation using gallium arsenide MESFETs of very low 1/f noise*. Cryogenics **29**, 857 (1989).
- [43] C.H. Burton. *Accurate measurement of junction FET noise at audio frequencies*. J. Phys. E, **7**, 338 (1974).
- [44] M.F. Bocko. *Noise characteristics of a cryogenically cooled GaAs metal semiconductor field effect transistor at 4 MHz*. Rev. Sci. Instrum. **55**, 404 (1984).
- [45] J. Lepaisant and D. Bloyet. *Noise current measurements and signal to noise improvement in low temperature, low frequency nuclear magnetic resonance experiments*. Rev. Sci. Instrum. **55**, 512 (1984).
- [46] M.G. Richards, A.R. Andrews, C.P. Lusher and J. Schartter. *Cryogenic Gats FET amplifiers and their use in NMR detection*. Rev. Sci. Instrum. **57**, 404 (1986).

- [47] W.N. Lauliers. *Dielectric and thermal properties of a machinable glass ceramic and low temperatures*. *Cryogenics* **15**, 273 (1975).
- [48] E.P. Roth and A.C. Anderson. *Low temperature thermal conductivity and specific heat of a machinable ceramic*. *J. Appl. Phys.* **47**, 3644 (1976).
- [49] J.L. Vasser, W. Kern. *Thin Film Processes II*. Academic Press (1991).
- [50] H.I. Abdelkader, H.H. Hausien and J.D. Martin. *Temperature rise and thermal rise-time measurements of a semiconductor laser diode*. *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 2004 (1992).
- [51] F.W Grover. *Inductance calculations*. Dover publication (1962).

