



Développement d'antennes supraconductrices basées sur les réseaux de SQUID pour la résonance magnétique nucléaire à champ faible

Aimé Labbe

► To cite this version:

Aimé Labbe. Développement d'antennes supraconductrices basées sur les réseaux de SQUID pour la résonance magnétique nucléaire à champ faible. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0166 . tel-02421198

HAL Id: tel-02421198

<https://theses.hal.science/tel-02421198>

Submitted on 20 Dec 2019

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE : SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ : AUTOMATIQUE, PRODUCTIQUE, SIGNAL & IMAGE, INGÉNIERIE COGNITIVE

PRÉSENTÉE ET SOUTENUE PUBLIQUEMENT
LE 10 OCTOBRE 2019

PAR **AIMÉ LABBÉ**
NÉ LE 19 MAI 1988 À SHERBROOKE – CANADA

TITRE DE LA THÈSE

DÉVELOPPEMENT D'ANTENNES SUPRACONDUCTRICES BASÉES SUR
LES RÉSEAUX DE **SQUID** POUR LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE
NUCLÉAIRE À CHAMP FAIBLE

MEMBRES DU JURY :

Dr. Monique BERNARD	Aix-Marseille Université – UMR 7339	Présidente
Pr. Jérôme LESUEUR	ESPCI – LPEM	Rapporteur
Dr. Marie POIRIER-QUINOT	Université Paris Sud – IR4M	Rapporteur
Dr. Julien KERMORVANT	THALES SIX GTS	Examineur
Pr. Jean-Michel FRANCONI	Université de Bordeaux – UMR 5536	Examineur
Dr. Élodie PARZY	Université de Bordeaux – UMR 5536	Directrice de thèse

*“ The most exciting phrase to hear in science,
the one that heralds new discoveries,
is not 'Eureka!', but 'That's funny...' ”*

– ISAAC ASIMOV

Remerciements

Trois ans à travailler sur une thèse, c'est trois ans à essayer de comprendre et d'expliquer des « trucs compliqués », mais aussi trois ans à côtoyer et à collaborer avec des personnes de grande qualité.

Je commencerai par remercier les membres du jury, les rapporteurs Jérôme Lesueur & Marie Poirier-Quinot ainsi que les examinateurs Monique Bernard, Julien Kermorvant & Jean-Michel Franconi, d'avoir accepté d'évaluer ce travail et pour les discussions enrichissantes qui ont suivi la soutenance de thèse.

Également, un immense merci à ma directrice de thèse, Elodie Parzy, pour son encadrement. J'ai eu la chance de tomber sur une directrice qui a très rapidement su me faire confiance et qui m'a laissé beaucoup de liberté quant aux choix et à la direction de mon projet. Tu as toujours réussi à libérer du temps pour moi de ton horaire Ô combien surchargé d'enseignements, que ce soit pour m'apprendre les bases de l'IRM, pour réviser ma prose ou même pour discuter de tout et de rien. Je remercie aussi les autres membres de l'Équipe Super-QIF de Bordeaux : Eric Thiaudière pour l'aide que tu m'as fournie tout au long de la thèse, Philippe Massot pour avoir partagé ton expertise mais surtout pour être « l'adulte » le plus cool du labo, et Jean-Michel Franconi pour toutes ces conversations passionnantes qu'on a eu à table ou dans ton bureau. Je remercie également Sylvain Miraux, le directeur du RMSB, de m'avoir accueilli au laboratoire.

Ensuite, j'aimerais remercier tous ceux et celles qui ont agrémenté mon quotidien au fil des dernières années, tous les thésards du RMSB et en particulier mes collègues de bureau Thibaut, Colleen et Stephane, et puis toute l'équipe du laboratoire avec qui j'ai régulièrement partagé mes histoires de bûcheron canadien à la pause déjeuner.

Du côté de Thales, j'ai eu l'opportunité de travailler avec des gens qui m'ont transmis leur passion pour la physique des SQIF et de la supraconductivité. Julien Kermorvant, tu m'as toujours dirigé vers des solutions créatives qui m'ont permis d'acquérir de nouvelles compétences. Denis Crété, ta porte m'a toujours été grande ouverte pour répondre à mes questions et enrichir mes réflexions et tu m'as appris à faire preuve de rigueur. Je remercie également Yves Lemaitre, Juan Trastoy et Christian Ulysse (C2N) pour leur excellent travail en microfabrication, ainsi que Bruno Marcilhac, Eliana Pawlowski et Olivier D'Allivy Kelly pour toutes ces conversations intéressantes que l'on a eues, et enfin Frédéric Nguyen Van Dau, le directeur de l'UMR Physique/TRT, pour l'accueil.

Enfin, j'aimerais remercier tous mes amis proches et ma famille. En particulier, mes parents et mes frères Louis et Jean qui me manquent beaucoup et qui me demandent sans cesse quand je rentrerai à la maison, ainsi qu'Andrei qui m'a supporté aux heures les plus sombres de la rédaction, alors même que j'en étais à rêver à du traitement de texte (hélas!). Et à tous ceux qui font partie de ma vie et que je n'ai malheureusement pas la place de mentionner ici mais qui se reconnaîtront, je vous dis merci.

Sommaire

Préface	vii
1 Introduction générale	1
2 Théorie et état de l'art des SQIF	17
2.1 Théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau	18
2.1.1 Perspective historique	18
2.1.2 Paramètre d'ordre	19
2.1.3 Équations différentielles de Ginzburg-Landau	19
2.1.4 Longueur de cohérence et longueur de pénétration	20
2.1.5 Supraconductivité de type I & II	20
2.1.6 Quantification du flux magnétique	22
2.1.7 Vortex d'Abrikosov	22
2.2 Jonctions Josephson	25
2.2.1 Effet Josephson	25
2.2.2 Modèle RCSJ	27
2.2.3 Effet Josephson en présence d'un champ magnétique	29
2.3 SQUID-dc	32
2.3.1 Description de la réponse d'un SQUID idéal	32
2.3.2 Effet de l'inductance de boucle SQUID	34
2.3.3 Contraintes sur les paramètres du SQUID	35
2.3.4 Seuil de détection du SQUID	36
2.3.5 Linéarisation de la réponse SQUID	39
2.4 SQIF	41
2.4.1 Principe de fonctionnement	41
2.4.2 Réseau 1D-série	42
2.4.3 Réseau 1D-parallèle	43
2.4.4 Réseau 2D	47
2.4.5 Implémentations SQIF	48
2.5 Technologies de fabrication de jonctions et SQIF	50
2.5.1 Jonctions bas- T_c	50
2.5.2 Jonctions haut- T_c – généralités	51
2.5.3 Jonctions Joint-de-Grain	52
2.5.4 Jonctions irradiées	53

3	Matériel et méthodes	57
3.1	Fabrication d'antennes SQIF	58
3.1.1	Procédé technologique des jonctions irradiées	58
3.1.2	Outils de dessin de motifs d'antennes SQIF	60
3.1.3	Description des dessins d'antennes SQIF	60
3.2	Méthodologie de caractérisation de SQIF	63
3.2.1	Banc de caractérisation d'antennes SQIF	63
3.2.2	Recherche de l'optimum de fonctionnement	64
3.2.3	Caractérisation en régime fréquentiel	66
3.2.4	Étude de l'effet du flux piégé dans les concentrateurs de flux supraconducteurs	70
3.3	Établissement du cahier des charges du Démonstrateur Super-QIF	71
3.3.1	Description de l'environnement	71
3.3.2	Contraintes environnementales	72
3.3.3	Contraintes fonctionnelles	72
3.3.4	Résumé des besoins	74
3.4	Outils de conception et caractérisation du Démonstrateur Super-QIF . .	75
3.4.1	Logiciel de conception	75
3.4.2	Simulations thermiques	75
3.4.3	Fabrication et assemblage	76
3.4.4	Test d'étanchéité	77
3.4.5	Test cryogénique	77
3.4.6	Test de compatibilité IRM du Démonstrateur Super-QIF	77
4	Résultats	81
4.1	Caractérisation d'un SQIF en méandre	82
4.1.1	Réponse d'un SQIF 1D seul	82
4.1.2	Réponse de SQIF avec amplificateur de flux	85
4.2	Asymétrie dans la réponse SQIF en régime continu	90
4.2.1	Réponse d'un SQIF en méandre refroidi sous champ	90
4.2.2	Modèle	92
4.2.3	Résultats du modèle	95
4.2.4	Analyse	96
4.3	Modélisation de l'asymétrie dans la réponse SQIF radiofréquence	98
4.3.1	Résultats du modèle	100
4.3.2	Analyse	100
4.4	Caractérisation d'un SQIF 2D	102
4.5	Démonstrateur Super-QIF	105
4.5.1	Conception	105
4.5.2	Assemblage, caractérisation et déverminage	109
4.5.3	Compatibilité RMN	113
5	Discussion et perspectives	117
	Annexe – Articles	141
	Effects of flux pinning on the DC characteristics of meander-shaped superconducting quantum interference filters with flux concentrator	142
	Evaluation of Josephson Junction Parameter Dispersion Effects in Arrays of HTS SQUIDS	152

Préface

DÉVELOPPEMENT D'ANTENNES SUPRACONDUCTRICES BASÉES SUR LES RÉSEAUX DE SQUID POUR LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE NUCLÉAIRE À CHAMP FAIBLE

Centre de résonance magnétique des systèmes biologiques – UMR 5536,
146, rue Léo Saignat, 33076 Bordeaux Cedex

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est une modalité qui offre de bons contrastes et une bonne résolution spatiale, mais qui souffre d'un important problème de sensibilité. Pour répondre à cette problématique, le paradigme actuel est d'accroître le champ magnétique des aimants d'IRM. Ceci mène toutefois à une explosion des coûts et à des contraintes accrues vis-à-vis des patients. L'approche que nous présentons est radicalement différente : il s'agit de travailler à champ faible. Les antennes classiques n'étant pas assez sensibles pour recueillir le signal, l'idée est d'utiliser des SQIF. Ces derniers sont une nouvelle technologie d'antennes supraconductrices ultra-sensibles basées sur les réseaux de SQUID. Le projet vise à optimiser les capteurs SQIF et à les adapter pour la première fois à la RMN afin de mesurer un signal sur un aimant à 0.2 T.

Pour ce faire, nous avons développé et étudié les performances de nouvelles architectures d'antennes SQIF afin de définir la géométrie la plus adaptée à la RMN. Nous avons également cherché à mieux comprendre comment le contexte d'utilisation de ces nouvelles antennes pouvait influencer leurs performances. Le jeu d'antennes le plus performant réalisé avait un facteur de transfert de 8.4 kV T^{-1} et un seuil de détection de $190 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Il fut également observé que la présence d'un champ magnétique pendant le refroidissement de ces capteurs supraconducteurs dégradait leur réponse, phénomène à prendre en compte en RMN.

Un Démonstrateur Super-QIF intégrant un SQIF dans l'IRM à 0.2 T fut conçu en tenant compte des contraintes géométriques et de l'environnement magnétique. Après sa fabrication, la température du cryostat était de 50 K, donc suffisante pour le bon fonctionnement des SQIF. Les premiers tests ont montré que la présence du système ne perturbait pas le signal de RMN.

Le démonstrateur est toujours en cours de développement et devrait permettre de mesurer un signal de RMN dans les mois à venir. À long terme, ces travaux pavent la voie à des applications des SQIF en IRM à champ terrestre.

Mots clés : résonance magnétique nucléaire (RMN), imagerie par résonance magnétique (IRM), champ faible, champ terrestre, supraconductivité, jonction Josephson, dispositif supraconducteur à interférence quantique (SQUID), filtre supraconducteur à interférence quantique (SQIF), cryogénie

DEVELOPMENT OF SUPERCONDUCTING ANTENNAS BASED ON SQUID ARRAYS FOR LOW-FIELD NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE

Center of Magnetic Resonance of Biological Systems – UMR 5536,
146, rue Léo Saignat, 33076 Bordeaux Cedex

Magnetic resonance imaging (MRI) is a modality that offers good contrasts and good spatial resolution, but suffers from a significant sensitivity problem. To address this issue, the current paradigm is to increase the magnetic field of MRI magnets. However, this leads to an explosion of costs and to increased constraints on patients. The approach we present is radically different: it involves working in a weak field. As conventional antennas are not sensitive enough to collect the signal, the idea is to use SQIF. These are a new ultra sensitive superconducting antenna technology based on SQUID networks. The project aims to optimize SQIF technology and adapt it to measure an NMR signal in a 0.2 T magnet.

To do this, we developed and studied the performance of new SQIF antenna architectures in order to define the geometry most suitable for NMR. We also sought to better understand how the context of use of these new antennas could influence their performance. The best performing antennas set had a transfer factor of 8.4 kV T^{-1} and a detection threshold of $190 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. It was also observed that the presence of a magnetic field during the cooling of these superconducting sensors degraded their response, a phenomenon to be accounted for in NMR.

The Super-QIF Demonstrator incorporating a SQIF in the 0.2 T MRI was designed considering the geometric constraints and the magnetic environment. After its assembly, the temperature of the cryostat was 50 K, therefore sufficient for the proper operation of SQIF. The first tests showed that the system presence did not disturb the NMR signal.

The demonstrator is still under development and is expected to measure an NMR signal in the forthcoming months. In the long term, this work paves the way for applications of SQIF in Earth's field MRI.

Keywords : nuclear magnetic resonance (NMR), magnetic resonance imaging (MRI), low magnetic field, earth's magnetic field, superconductivity, Josephson junction, Superconducting Quantum Interference device (SQUID), superconducting quantum interference filter (SQIF), cryogenics

Table des figures

1.1	Exemple d'image IRM à champ faible avec prépolarisation	3
1.2	Exemple d'image IRM à champ terrestre avec prépolarisation	4
1.3	Exemple d'image IRM avec ^3He hyperpolarisé.	5
1.4	Exemple d'image IRM avec effet Overhauser	7
1.5	Seuil de détection des principales technologies de capteurs pour l'IRM	8
1.6	Implémentation d'un système SQUID avec transformateur de flux	10
1.7	Schéma d'un SQUID et sa réponse $V-\Phi$	11
1.8	Exemple d'image IRM à champ faible mesurée avec un SQUID bas- T_c	12
1.9	Exemple d'un cryostat pour SQUID haut- T_c et d'images IRM	14
1.10	Principe d'exploitation de la réponse SQIF	15
2.1	Transition supraconductrice et effet Meissner	18
2.2	Diagrammes de phase des supraconducteurs	21
2.3	Quantification de flux magnétique dans les boucles supraconductrices	23
2.4	Vortex d'Abrikosov dans les plaques minces à l'état mixte	23
2.5	Jonction Josephson S-I-S	25
2.6	Circuit équivalent d'une jonction Josephson dans le modèle RCSJ	27
2.7	Réponse temporelle d'une jonction Josephson sur-amortie	28
2.8	Effet de la température sur la réponse d'une jonction sur-amortie	28
2.9	Effet Josephson en présence de champ magnétique	29
2.10	Représentation schématique et modèle RCSJ du SQUID-dc	32
2.11	Caractéristique V-I et réponse $V-\Phi$ du SQUID idéal	33
2.12	Courant Josephson de SQUID en fonction du champ magnétique	34
2.13	Effet de l'inductance sur le SQUID	35
2.14	Implémentations SQUID en couplage direct et avec transformateur flux	38
2.15	SQUID avec boucle à verrouillage de flux	40
2.16	Réponse expérimentale du premier SQIF de Carelli <i>et al.</i>	41
2.17	Réponses simulées de SQIF 1D-série	43
2.18	Réponses simulées de SQIF 1D-parallèle	45
2.19	Effet du paramètre β_L sur le facteur de transfert d'un SQIF 1D-parallèle	45
2.20	Réponse expérimentale d'un SQIF 1D-parallèle	46
2.21	Réponse expérimentale d'un SQIF 2D	48
2.22	Exemple d'ingénierie de la réponse SQIF	49
2.23	Technologies de fabrication de jonctions Josephson bas- T_c et haut- T_c	51
2.24	Exemple de SQIF avec jonctions Bicristal	53
2.25	Exemple de SQIF avec jonctions <i>Step-Edge</i>	54
2.26	Exemple de SQIF avec jonctions irradiées	55
3.1	Procédé de fabrication de jonctions Josephson irradiées	59
3.2	Dessin de SQIF en méandre	61

3.3	Vue coupée d'un SQIF avec transformateur de flux supraconducteur	61
3.4	Dessin d'un SQIF 2D	62
3.5	Banc de caractérisation d'antennes SQIF	63
3.6	Caractérisation en régime continu – recherche de l'optimum	65
3.7	Réponse fréquentielle du SQIF en fonction du champ de polarisation	67
3.8	Chaîne de mesure radiofréquence	67
3.9	Géométries expérimentales d'antennes et bobines en régime RF	69
3.10	Méthodologie de l'étude de piégeage de flux	70
3.11	Description du site d'installation de l'aimant Cirrus 0.2 T	71
3.12	Cartographie du champ magnétique de l'aimant Cirrus 0.2T	72
3.13	Problématique du positionnement du SQIF dans l'imageur RMN	74
4.1	Caractérisation en régime continu du SQIF seul	81
4.2	Réponse RF du SQIF seul en fonction du champ magnétique B_1	83
4.3	Réponse RF du SQIF seul en fonction de la fréquence f	84
4.4	Pertes en excès sur la réponse RF du SQIF seul	84
4.5	Réponse DC du SQIF avec concentrateur.	86
4.6	Caractérisation RF du SQIF avec transformateur fin	87
4.7	Seuil de détection du SQIF avec transformateur fin	88
4.8	Résultats expérimentaux – étude du flux piégé	90
4.9	Réponse DC du SQIF avec concentrateur pour de forts B_1	92
4.10	Schéma du champ magnétique local dans la fente d'un concentrateur	92
4.11	Réponse utilisée pour le modèle – étude du flux piégé	94
4.12	Résultats modélisés – étude du flux piégé	95
4.13	Circuit équivalent du SQIF avec signal parasite de piquage	99
4.14	Fonctions V_B et e du modèle – asymétrie en RF	100
4.15	Résultats du modèle – asymétrie en RF	101
4.16	Caractérisation DC du SQIF 2D	102
4.17	Seuil de détection du SQIF 2D	103
4.18	Caractérisation RF du SQIF 2D	104
4.19	Dessin du cryostat de la Machine Super-QIF	105
4.20	Dessin de la chaîne de froid de la Machine Super-QIF	106
4.21	Simulation thermique de la chaîne de froid.	107
4.22	Dessin des supports des bobines de polarisation et d'émission	108
4.23	Dessin de la Table Super-QIF	108
4.24	Photographies du cryostat en cours d'assemblage	109
4.25	Photographie d'une rayure affectant les performances en vide	110
4.26	Photographies de la chaîne de froid assemblée	110
4.27	Photographie de la plaque d'AlN avec MLI	111
4.28	Résultat de descente en température de la Machine Super-QIF	111
4.29	Photographie et réponse de la bobine de polarisation	112
4.30	Photographies du Démonstrateur Super-QIF dans l'imageur RMN	112
4.31	Configurations expérimentales – tests d'homogénéité de champ	113
4.32	Résultats de l'étude de bruit pour huit configurations.	115
5.1	Comparaison des réponses du SQIF seul et avec concentrateur.	118
5.2	Surface effective d'une boucle SQUID dans un circuit supraconducteur	119
5.3	Analyse des simulations de distribution de surfaces	123

Liste des tableaux

1.1	Grandeurs caractéristiques en RMN et RPE	2
2.1	Comparaison des réponses expérimentales d'un SQUID, d'un SQIF 1D-parallèle, et d'un SQIF 2D	47
3.1	Paramètres de la séquence d'impulsion – tests d'homogénéité en champ	78
3.2	Paramètres de la séquence d'imagerie – tests de bruit magnétique	79
4.1	Caractérisation DC d'antennes SQIF avec amplificateur de flux	85
4.2	Caractérisation RF d'antennes SQIF avec amplificateur de flux	88
4.3	Valeur des paramètres f_i et v_i du modèle – flux piégé	93
4.4	Résumé des résultats – tests d'homogénéité de champ	114

CHAPITRE 1

Introduction générale

L’Imagerie par Résonance Magnétique, ou IRM, est une modalité qui est compétitive du point de vue de la résolution spatiale et des contrastes, mais qui souffre d’un important manque de sensibilité. Pour pallier cette lacune, le paradigme actuel est d’utiliser des champs magnétiques B_0 de plus en plus élevés pour enregistrer un rapport signal sur bruit suffisant via les antennes classiques de type « bobines de Faraday ». D’une part, ceci permet d’accroître l’intensité du signal magnétique produit par un corps en augmentant sa polarisation en spin et d’autre part, de transposer la fréquence du signal vers des gammes où les antennes classiques sont intrinsèquement plus sensibles. Il en résulte que la sensibilité globale de l’expérience d’IRM suit une loi proportionnelle à B_0^2 en première approximation, justifiant la course aux hauts champs magnétiques.

Cependant, bien que la recherche des hauts champs relève d’une démarche rationnelle, il s’agit d’une approche qui a ses limites. Notamment, il y a le problème de l’explosion du coût de fabrication et d’entretien associé à l’accroissement du champ des aimants. Les courants électriques requis pour générer ces champs sont si imposants qu’ils ne peuvent raisonnablement être conduits que par des bobines supraconductrices, ce qui implique une cryogénie lourde et couteuse du point de vue de la technologie. Par exemple, un système d’IRM à 3 T coûte de l’ordre de 2.5 M€.

Ceci a pour conséquence de limiter l’accès aux IRM aux grands centres médicaux et plus généralement aux pays développés. Remarquons que l’Afrique sub-Saharienne dénombrait 0.2 IRM par million d’habitants en 2017 [1], dont seulement 22 % était à champ intermédiaire (1.5 T) et aucun à haut champ. En comparaison, la France dénombrait 14 IRM par million d’habitants [2], presque tous à 1.5 T ou à 3 T. Et pourtant, le délai d’attente moyen pour un examen d’IRM en France était toujours de 34 jours en 2017.

Les aimants supraconducteurs ont aussi le défaut d’être encombrants et peu ergonomiques du fait de leur géométrie toroïdale. Pour les patients, cette géométrie relativement fermée peut être source d’anxiété, notamment chez les jeunes enfants et les claustrophobes. Pire, les patients souffrant d’obésité ne peuvent pas toujours y entrer. Sans oublier que l’IRM à haut champ ne convient pas aux porteurs de certaines prothèses et de certains stimulateurs cardiaques. Depuis la perspective du praticien, cette géométrie lui empêche d’avoir un accès direct au patient et rend l’exercice de certaines pratiques telles que l’IRM interventionnelle particulièrement difficile, d’autant plus que la plupart

de l'équipement et des appareils de chirurgie ne sont pas compatibles avec un champ magnétique intense.

Enfin, un meilleur rapport signal-sur-bruit, ou SNR pour *Signal-to-Noise Ratio*, ne se traduit pas forcément par une meilleure qualité d'image. En effet, les images acquises à haut champ sont davantage sujettes aux artéfacts de mesure, car les contraintes d'homogénéité du champ sont plus difficiles à satisfaire. Les contrastes sont aussi amoindris ; les temps de relaxation des différents tissus, temps qui sont à la source des contrastes en IRM, ont tendance à converger vers des valeurs similaires à haut champ [3].

Pour ces différentes raisons, il existe de réels enjeux au développement de techniques d'IRM à champ faible (< 1 T) et ultra-faible (< 1 mT). Celles-ci offrent des images ayant de forts contrastes et peu d'artéfacts. Ces techniques sont potentiellement moins chères, car les champs magnétiques requis peuvent facilement être générés à l'aide d'aimants permanents ou d'électroaimants résistifs. Hélas, à l'heure actuelle, l'imagerie humaine *in vivo* à champ ultra-faible à partir de méthodes classiques d'IRM n'est guère possible car les temps d'acquisition requis pour avoir une image présentant un SNR acceptable est irréaliste, soit de l'ordre de plusieurs heures.

Pour réaliser de l'imagerie *in vivo* à champ ultra-faible, il est fondamental de répondre à la problématique de la sensibilité. Nous l'avons mentionné, la polarisation P des protons de l'eau est naturellement faible ; quelques protons par millions contribuent effectivement au signal de résonance magnétique nucléaire (RMN) à haut-champ et une fraction d'atome par milliard à champ terrestre, comme indiqué dans le Tableau 1.1. L'aimantation macroscopique et donc le signal magnétique sont infinitésimaux, une fraction de femtotesla pour un litre d'eau à champ terrestre.

Tableau 1.1 – Quelques grandeurs caractéristiques pour les expériences de RMN du proton et de RPE. Le signal magnétique B_e est donné pour un échantillon d'eau de 1 L à 20°C.

Champ aimant B_0	Polarisation RMN $P = \frac{\hbar\gamma B_0}{2k_b T}$	Signal RMN $B_e = N \frac{\hbar^2 \gamma^2 B_0}{4k_b T}$	Fréquence RMN $f_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi}$	Fréquence RPE $f_{\text{RPE}} = \frac{\gamma_e B_0}{2\pi}$
3 T	$1.04 \cdot 10^{-5}$	12.5 pT	127 MHz	84.1 GHz
1.5 T	$5.22 \cdot 10^{-6}$	6.25 pT	68.9 MHz	42.1 GHz
0.2 T	$6.96 \cdot 10^{-7}$	0.836 pT	8.52 MHz	5.61 GHz
50 μ T	$1.74 \cdot 10^{-10}$	0.207 fT	2.13 kHz	1.40 MHz
$\hbar$ constante de Planck ; $\gamma_{(e)}$ rapport gyromagnétique du proton (de l'électron) ; k_b constante de Boltzmann ; T température ; N nombre de protons.				

Pour accroître l'amplitude de ce signal magnétique, une première approche est de recourir à la prépolarisation [4]. La prépolarisation fait partie d'une vaste catégorie de techniques de RMN et d'IRM dites en champ cyclé où le champ magnétique est commuté entre plusieurs intensités - et parfois orientations - au cours d'une même séquence d'acquisition. Ces techniques sont particulièrement développées pour des applications en spectroscopie RMN [5–9]. Depuis la perspective de l'IRM, l'utilisation des techniques en champ cyclé est toutefois beaucoup plus rare et est étroitement liée aux champs faibles et ultra-faibles.

L'expérience de prépolarisation s'exécute généralement en deux temps : la polarisation et la détection. Au cours de la polarisation, l'échantillon est plongé dans un champ

magnétique B_p rendu transitoirement plus intense. Ceci lui permet de développer une aimantation plus forte qui génèrera un signal de plus grande amplitude. Ensuite, le champ magnétique est fortement amoindri à B_0 pour la détection. Cette phase inclue les étapes typiques d'une expérience de résonance magnétique ; les spins sont manipulés à l'aide d'impulsions radiofréquences et de gradients de champs magnétiques, puis la mesure effective du signal de précession libre est effectuée par une antenne. En première approximation, la sensibilité de l'expérience d'IRM avec prépolarisation suit donc une loi proportionnelle à $B_p B_0$, si on considère des antennes classiques.

On le devine, la nécessité de pouvoir commuter rapidement entre plusieurs intensités de champ magnétique implique l'utilisation d'un montage adapté. Aussi, les champs de polarisation et de détection sont soumis à des contraintes fortement différentes : intensité versus homogénéité. Les expériences d'IRM en champ cyclé emploient donc systématiquement deux électroaimants distincts : typiquement un solénoïde présentant une petite ouverture pour le champ de polarisation et des bobines d'Helmholtz de plus grand diamètre pour la détection.

À champ faible, on retrouve principalement les travaux d'une équipe de l'Université de Stanford [10, 11]. En guise d'exemple, cette technique fut utilisée en 2006 sur une IRM à 60 mT avec prépolarisation à 0.4 T et temps de commutation du champ magnétique de 17 ms pour imager un genou sain [12]. Cette image fut comparée avec une image acquise à 1.5 T [Fig. 1.1] pour un même temps d'acquisition de 4 min. L'image obtenue avec prépolarisation est significativement plus bruitée, bruit qui s'observe par l'aspect « granuleux » de l'image, mais elle offre néanmoins de bien meilleurs contrastes. Aussi, ce système a pu être utilisé pour l'imagerie du genou et du poignet en présence d'un implant métallique [13], une application difficile à réaliser à haut champ.

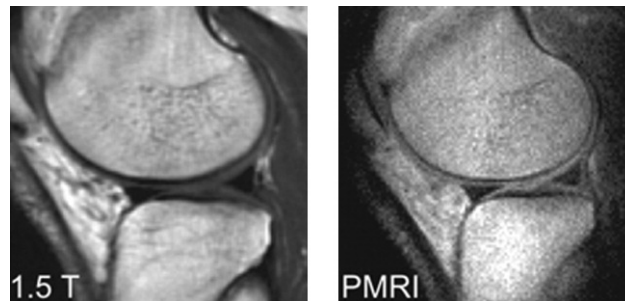


FIGURE 1.1 – Exemple d'image IRM à champ faible avec prépolarisation d'un genou sain. À gauche, image obtenue à 1.5 T et à droite, image obtenue à 60 mT et prépolarisation à 0.4 T. Temps d'imagerie de 4 min pour les deux acquisitions. Figures tirées de Macovski *et al.* [12]

Dans la littérature, on retrouve aussi une publication de Kegler *et al.* avec un IRM à 10 mT avec prépolarisation à 56 mT [14]. Ils présentent des images de poignets sains acquises en 7 min 12 s avec une résolution de $0.78 \text{ mm} \times 0.78 \text{ mm} \times 1.6 \text{ mm}$, mais avec un niveau de bruit qui rend difficile toute interprétation de l'image.

Pour les champs ultra-faibles, on trouve très peu d'études récentes et publiées employant la prépolarisation avec des antennes classiques de type « bobine de Faraday » ; elles ne sont pas suffisamment sensibles. Historiquement, mentionnons tout de même que c'est à champ terrestre qu'eurent lieu les premières images IRM avec prépolarisation, d'abord sur des fantômes par une équipe de Lyon en 1985 [15, 16] puis sur des fruits par Stepisnik *et al.* en 1990 [17–19]. Un peu plus récemment, on retrouve les travaux d'une équipe Néo-Zélandaise [20] ; en 2006, ils ont conçu un système d'IRM à champ terrestre,

c'est-à-dire à 50 μT (2 kHz) avec prépolarisation à 18 mT. La Fig. 1.2 montre une coupe d'une image 3D de poivron obtenue en 96 min avec leur système. L'image souffre d'une faible résolution spatiale ($0.5 \times 1.0 \times 1.0 \text{ cm}^3$), mais permet tout de même de discerner la structure du fruit.

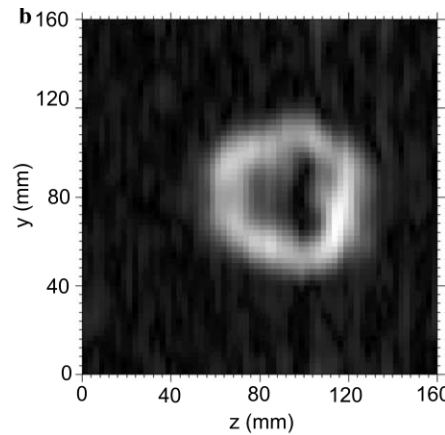


FIGURE 1.2 – Exemple d'image IRM à champ terrestre avec prépolarisation à 18 mT. Coupe 2D d'une image 3D d'un piment. Paramètres : temps d'imagerie de 96 min ; champ de vue isotrope de 16 cm, résolution spatiale de $0.5 \times 1.0 \times 1.0 \text{ cm}^3$ (16 coupes selon l'axe $-x$). Figures tirées de Halse *et al.* [20]

L'IRM avec prépolarisation pose toutefois certains problèmes dans sa mise en pratique. Mentionnons tout d'abord que pour un temps de commutation donné, la puissance consommée par la bobine de prépolarisation évolue en $\sim r^3$, avec r le rayon moyen de la bobine. Il n'est donc pas raisonnable de concevoir des bobines de grandes dimensions. En pratique, la plupart des systèmes avec prépolarisation présente des ouvertures suffisantes pour l'IRM des membres, mais rarement pour les applications corps entier. Ensuite, les temps de commutation courts du champ de polarisation conduisent à des champs magnétiques transitoires de grande amplitude. Ces derniers peuvent alors déclencher des fibrillations musculaires désagréables ou mener à la perception d'éclairs lumineux (magnétophosphènes). Mentionnons que la FDA¹ et la Commission internationale pour la protection contre les rayonnements non ionisants (ICNIRP) recommande de ne pas dépasser des champs transitoires de 20 T s^{-1} [21, 22]. Aussi, la prépolarisation est une étape incompressible qui est de l'ordre de la seconde, ce qui allonge significativement les temps d'imagerie. Enfin, la prépolarisation n'est pas une méthode efficace pour accroître la polarisation des échantillons. Elle permet certes de gagner au mieux entre 2 et 3 ordres de grandeur à champ ultra-faible, mais la polarisation obtenue reste largement inférieure à ce qui s'obtient à haut champ.

Pour atteindre des taux de polarisation importants à champ faible, il faut plutôt se diriger vers l'utilisation d'agents de contraste hyperpolarisés. Ces agents de contraste peuvent exister sous forme gazeuse ou liquide, et leur production relève généralement de plusieurs mécanismes physiques subtils et spécifiques à chacun d'eux. On peut consulter la revue de la littérature d'Adamson *et al.* [23] pour s'en convaincre.

L'agent de contraste le plus courant est le ^3He , un isotope de l'hélium qui présente un spin total 1/2. Par une technique appelée pompage optique [24], il est possible de

1. FDA pour *Food and Drug Administration* ou Agence américaine des produits alimentaires et médicamenteux.

manipuler le spin nucléaire du ^3He de manière à obtenir une inversion de population. Des taux de polarisation de 0.5 à 1 peuvent alors être atteints, ce qui est bien supérieur à ce que n'importe quel aimant d'IRM supraconducteur permettrait d'obtenir (ex : $P \sim 10^{-5}$ à 3 T ; voir Table 1.1). Aussi, les spins nucléaires du ^3He en phase gazeuse étant extrêmement bien isolés de leur environnement, cet état hyperpolarisé peut être maintenu pendant des centaines d'heures [24] ; le gaz est préparé *ex situ*, transporté et utilisé *in vivo* au moment opportun. Pour la procédure, le gaz est mélangé à de l'azote avant d'être administré par inhalation au patient. Le signal de RMN du ^3He est alors immédiatement enregistré pendant la séance d'imagerie. L'imagerie avec ^3He hyperpolarisé ne nécessite pas de modification majeure à l'expérience d'IRM et les constructeurs de machines IRM offrent généralement l'option « hétéronoyaux » permettant de travailler à la fréquence du ^3He .

La Fig. 1.3 présente un exemple d'image de ventilation du poumon obtenue par IRM avec ^3He hyperpolarisé [25], un organe reconnu pour être difficile à étudier en IRM et qui apparaît généralement en noir. Les images furent acquises à 1.5 T, car il s'agit de l'équipement auquel les chercheurs avaient accès, mais elles auraient très bien pu être obtenues à champ faible ou ultra-faible. On peut trouver d'autres exemples d'imagerie avec ^3He dans la littérature [26,27]. Mentionnons aussi l'existence d'une autre technique fortement similaire, mais basée sur l'utilisation ^{129}Xe , un isotope d'un autre gaz rare [28,29].

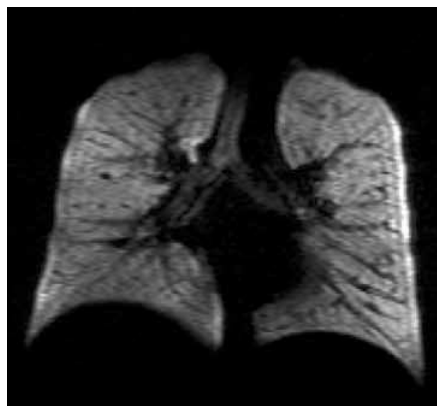


FIGURE 1.3 – Exemple d'image IRM avec ^3He hyperpolarisé. Coupe coronale de ventilation d'un poumon sain par IRM à 1.5 T et ^3He hyperpolarisé. Figure tirée de Mentore *et al.* [25]

Le ^3He hyperpolarisé est toutefois assez limité ; il est excellent pour l'imagerie du poumon, mais c'est à peu près sa seule application, conséquence de son mode d'administration. Aussi, l'isotope du ^3He étant rare et en forte demande, il est aussi excessivement cher : un litre gazeux à température et pression ambiante coûte environ 100 €.

Une autre approche à l'hyperpolarisation est la polarisation dynamique nucléaire, ou PDN [30,31]. La PDN exploite des mécanismes de couplage spin-spin entre des électrons non-appariés et des noyaux atomiques observables en RMN afin d'effectuer un transfert d'aimantation de ces premiers vers ces derniers. Il existe plusieurs techniques par lesquelles ce transfert peut s'effectuer. Par exemple, pour la PDN dite à l'état solide [32,33], un agent de contraste contenant un atome de ^{13}C est ajouté à une solution contenant un radical libre. La solution est ensuite refroidie à très basse température (~ 1 K) et placée dans un champ magnétique intense (~ 5 T). Tout ceci se fait dans un cryostat refroidi à l'hélium liquide contenant un aimant supraconducteur. Dans ces conditions, la polarisation des spins électroniques est près de 1. On vient alors irradier continuellement la solution avec

des microondes à la fréquence de résonance paramagnétique électronique f_{RPE} et un lent transfert d'aimantation s'effectue entre l'électron non-apparié et le noyau ^{13}C de l'agent de contraste. La polarisation du ^{13}C peut atteindre des valeurs de 0.3 pour 80 min d'irradiation et il a un temps de relaxation d'environ 8 h si les microondes sont arrêtées. Pour utiliser l'agent de contraste, la solution à 1 K est sortie du cryostat à l'aide d'un système de tubes puis elle est dissoute rapidement (<1 s) dans de l'eau bouillante avant d'être injectée dans le patient ou l'animal. Enfin, on mesure immédiatement le signal RMN généré par l'atome ^{13}C . Les agents de contraste basés sur le ^{13}C hyperpolarisé sont utilisés pour l'étude *in vivo* de voies métaboliques particulières sur différents organes sains ou dans un contexte pathologique [34] (exemples *in vivo* : rein [35], cœur [36], cerveau [37], prostate [38]).

Nous avons vu deux exemples d'agents de contraste hyperpolarisés utilisables *in vivo*. Il en existe plusieurs autres. Notamment, l'hyperpolarisation à partir du parahydrogène, un isomère de spin de la molécule H_2 [39, 40], et l'approche « force brute » où l'agent de contraste est directement polarisé à $T \sim 2$ K et sous un champ magnétique $B \sim 15$ T [41] avant son injection *in vivo*. De manière générale, ces molécules présentent les avantages d'accroître la sensibilité de l'expérience d'IRM de plusieurs ordres de grandeur et d'être polyvalents ; ils sont utilisables à n'importe quel champ magnétique. En revanche, on remarque aussi le caractère très technique et potentiellement très couteux de l'étape d'hyperpolarisation. De plus, la nécessité d'effectuer cette étape *ex situ* présente plusieurs inconvénients. Elle implique qu'une fois l'agent de contraste injecté, il est impossible de récupérer l'état hyperpolarisé ; l'expérience d'IRM doit être réalisée dans les minutes qui suivent. Et comme la cohérence de cet état est très sensible aux perturbations magnétiques, il est très facile de perdre le signal d'hyperpolarisation.

Il est possible de répondre à certains de ces problèmes avec un autre de type d'hyperpolarisation basé sur l'effet Overhauser, un des mécanismes permettant la PDN. Avec cette approche récente, il devient possible d'effectuer la PDN *in situ* à température ambiante et à l'état liquide ; l'état hyperpolarisé est maintenu au cours de l'expérience d'IRM. On combine donc deux expériences de résonance magnétique au sein d'une même expérience : la première pour les électrons (RPE) et la seconde pour les protons (RMN). Pour ce faire, on injecte un agent de contraste hyperpolarisant contenant un radical libre dans un échantillon ou un animal puis on irradie ce dernier à la fréquence f_{RPE} pour saturer les niveaux d'énergie des électrons non appariés. Par effet Overhauser, l'aimantation de ces derniers est alors transférée aux protons ^1H présents dans son environnement physique immédiat, ce qui mène à un rehaussement de signal. Ces agents de contraste sont spécifiques d'une activité biologique et peuvent être utilisés en imagerie moléculaire. À la Fig. 1.4, on peut voir un exemple d'image *in vivo* utilisant l'IRM à 0.19 T avec effet Overhauser pour l'étude de l'activité protéolytique lors de la digestion chez la souris et réalisée dans le laboratoire d'accueil [42]. À champ plus faible, on trouve d'autres études en IRM qui utilisent cette technique appliquée *in vivo* sur le petit animal pour l'étude de la biodistribution d'un radical libre [43], de la variation de pH [44–46] et d'oxygène [47] dans différents organes. À champ ultra-faible hors fantôme, on trouve une étude sur le cactus à 96 μT , la PDN étant utilisée dans ce cas dans le seul but de rehausser le signal [48].

Toutefois, l'hyperpolarisation est impossible *in vivo* à haut champ où $f_{\text{RPE}} > 30$ GHz ; la profondeur de pénétration des microondes dans les milieux même faiblement conducteurs y est trop faible, et l'échauffement des tissus associé à la composante électrique du champ alternatif y serait trop important. Elle est possible à champ faible où $f_{\text{RPE}} \sim$

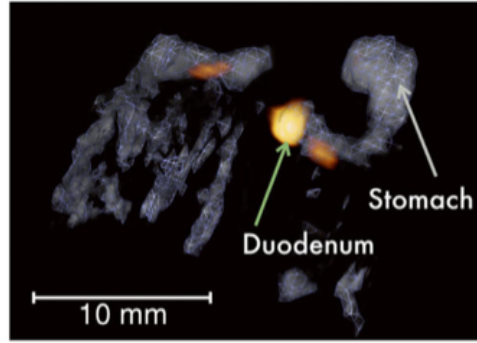


FIGURE 1.4 – Exemple d’images IRM 0.19 T avec effet Overhauser chez la souris pour l’étude de l’activité protéolytique *in vivo* après gavage avec un agent de contraste. L’image présente la superposition d’une image anatomique (teintes de bleu) et d’une image moléculaire (teintes de jaune) montrant la protéolyse dans le duodénum, une région de l’intestin grêle. Figure tirée de Koonjo *et al.* [42]

1 GHz, mais limitée aux échantillons de petits volumes, par exemple la souris. Pour générer les microondes et minimiser l’échauffement, une solution à champ faible est d’avoir recours à une cavité hyperfréquence de géométrie cylindrique. En choisissant un mode d’excitation transverse électrique pour la cavité, on peut à la fois minimiser le champ électrique et maximiser le champ magnétique au centre de la cavité, et donc minimiser le flux de chaleur déposé dans l’échantillon s’y trouvant. Il s’agit de l’approche développée au laboratoire d’accueil [42, 49, 50].

De manière plus générale et non couplée à la spécificité, il est aussi possible d’aborder la problématique de la sensibilité en IRM depuis la perspective des capteurs. Un des critères de performance adapté aux antennes IRM est leur seuil de détection qu’il faut minimiser. Ce seuil de détection, parfois appelé « détectivité » (en $T/\sqrt{\text{Hz}}$), définit l’amplitude du signal d’excitation par unité de bande passante nécessaire pour que la réponse du capteur franchisse son niveau de bruit intrinsèque. La détectivité est donc un concept voisin du rapport signal-sur-bruit, ou SNR, et elle intègre à la fois les notions de sensibilité (en $V\,T^{-1}$) et de bruit (en $V/\sqrt{\text{Hz}}$), que l’on cherchera respectivement à maximiser et à minimiser. Toutefois, contrairement au rapport signal-sur-bruit, qui dépend fortement de la nature de l’échantillon étudié, de la méthodologie et de la géométrie expérimentale, le seuil de détection décrit quantitativement les performances ultimes pouvant être obtenues à partir d’une antenne. Pour un traitement approfondi du SNR de l’expérience de résonance magnétique, on peut se référer à l’excellent article de Hoult [51].

Pour illustrer le concept de seuil de détection, prenons le cas des antennes classiques. Pour déterminer la loi d’échelle décrivant l’évolution de leur détectivité en fonction de la fréquence ω , il est nécessaire de retourner à leur principe de fonctionnement qui exploite la loi d’induction de Faraday :

$$-\frac{d\Phi}{dt} \propto \omega,$$

où Φ est la quantité de flux magnétique captée par l’antenne. Ceci leur confère une sensibilité linéaire en ω . Ensuite, il faut aussi évaluer leur niveau de bruit en tension. À champ faible, ce dernier est dominé par le bruit thermique de l’antenne :

$$\sqrt{4k_bTR(T, \omega)} \propto \omega^{1/4},$$

où k_b est la constante de Boltzmann, T est la température de fonctionnement et R est la résistance électrique. En pratique, R diminue avec la température et augmente avec la fréquence en $\omega_0^{1/2}$ à cause de l'effet de peau dans les conducteurs, ce qui justifie le niveau de bruit en $\omega^{1/4}$. En faisant le rapport de ces deux lois d'échelle, on trouve que le seuil de détection des antennes classiques suit une loi générale en :

$$\omega^{-3/4}. \quad (1.1)$$

Pour reprendre l'exemple du signal RMN généré par un litre d'eau (Table 1.1), si on considère une bande passante de 1 Hz, une antenne doit avoir une détectivité minimale de l'ordre de ~ 0.8 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 0.2 T (8 MHz) et de 0.2 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à champ terrestre (2 kHz) pour discriminer le signal du bruit sans moyennage. En pratique, les antennes classiques peuvent atteindre des seuils de détection de l'ordre de 0.2 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et de 0.1 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour ces valeurs de champs magnétiques, comme montré à la Fig. 1.5.

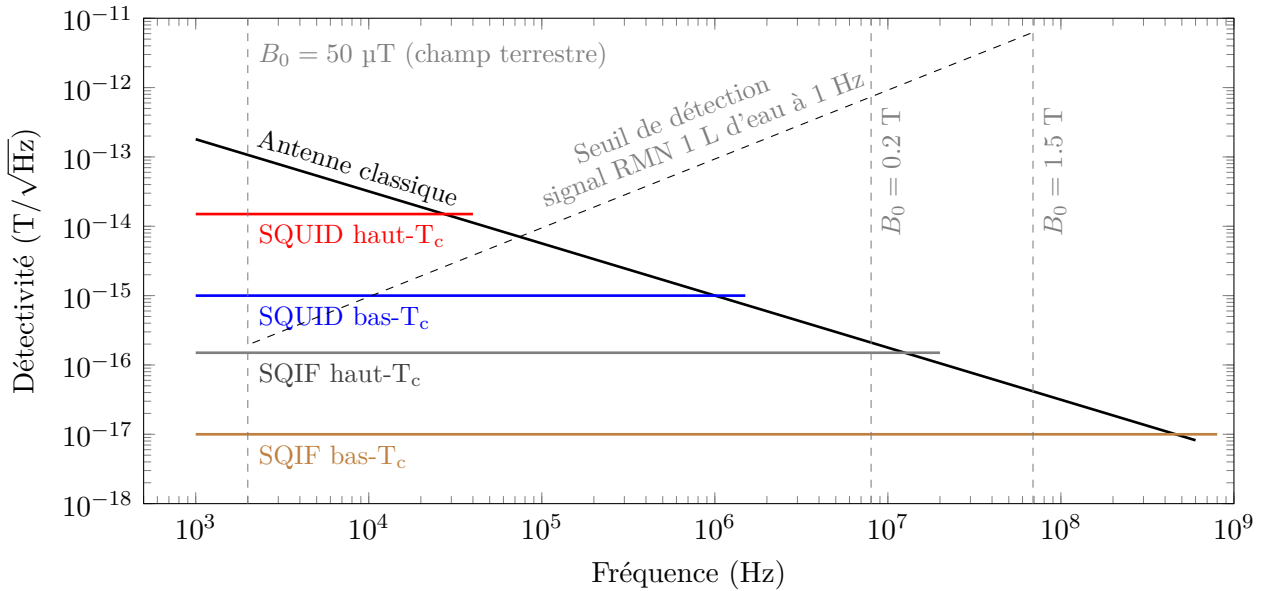


FIGURE 1.5 – Ordres de grandeur du seuil de détection de quelques technologies de capteurs pour l'IRM. Valeurs tirées de la littérature [52–55]. Le seuil de détection requis pour mesurer le signal RMN de 1 L d'eau ayant une bande passante de 1 Hz est donné à titre indicatif.

Historiquement, la première stratégie envisagée pour améliorer les antennes classiques accordées fut de les refroidir à la température de l'azote liquide à 77 K [51]. Ceci a le double impact de réduire leur niveau de bruit thermique et d'accroître leur facteur de qualité Q :

$$Q = \frac{\omega L}{R(T, \omega)} = \frac{\omega}{\Delta\omega}, \quad (1.2)$$

où L est l'inductance et $\Delta\omega$ est la bande passante. Le facteur de qualité ne diminue pas le seuil de détection de l'antenne, mais accroît l'amplitude en tension du signal à la sortie du capteur, facilitant sa lecture par un pré-amplificateur.

Aujourd'hui, une antenne cryogénique peut avoir un seuil de détection trois à six fois plus faible qu'une antenne de cuivre à température ambiante [56]. Elles ont aussi le bénéfice d'être utilisables à presque toutes les fréquences. Par exemple, Bruker propose des antennes cryogéniques en IRM préclinique adaptées à la souris pouvant fonctionner entre

3 T et 15.2 T [57] et promettant un gain en détectivité d'un facteur entre 2.5 et 5.3. Cette meilleure détection du signal peut par la suite permettre d'accroître le SNR, la résolution spatiale et/ou la résolution temporelle d'une image. Toutefois, pour les fréquences correspondant aux champs ultra-faibles, elles deviennent insuffisantes. D'une part, refroidir l'antenne ne l'affranchit pas de sa loi de détectivité en $\omega^{-3/4}$ et ses performances deviennent forcément médiocres à très basse fréquence, comme on peut le voir sur la Fig. 1.5. D'autre part, comme le montre l'Éq. 1.2, le facteur de qualité accru du capteur réduit intrinsèquement sa bande-passante, et il peut devenir impossible de mesurer la totalité du signal IRM, ce qui mène à d'importants artéfacts. Pour illustrer ce problème, parmi les travaux pionniers sur les antennes cryogéniques, on trouve des exemples de sondes ayant des facteurs de qualité de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ à 300 MHz (7 T) [58] et de 10^5 à 18.5 MHz (0.4 T) [59], menant à des bandes passantes de 5.5 kHz et 1.9 kHz, respectivement. Or, l'IRM requiert typiquement des bandes passantes de l'ordre de 10 kHz à 100 kHz. Ces antennes n'auraient pas pu être utilisées en IRM.

Il faut dire que le développement de ces antennes cryogéniques a connu des débuts difficiles. Bien qu'elles furent proposées dès la fin des années soixante, il aura fallu vingt ans pour voir apparaître les premières applications en IRM [60, 61] et en spectroscopie RMN [62]. C'est que le développement de cette technologie est étroitement lié au développement des cryostats dans lesquels elles s'insèrent. D'abord, il y a le défi de la cryogénie ; il faut concevoir un système qui puisse maintenir une antenne à froid le plus près possible d'un échantillon à température ambiante sans qu'il y ait de couplage thermique entre les deux. Puis, la nécessité pour le cryostat d'être compatible IRM, c'est-à-dire amagnétique et transparent aux signaux radiofréquences, impose de fortes contraintes sur la nature des matériaux utilisés dans sa fabrication : on est principalement limité aux matières plastiques. Enfin, il faut aussi réussir à contrôler les nouvelles sources de bruits introduites par ce nouveau montage expérimental. Par exemple, si on choisit une solution où du liquide cryogénique (de l'hélium à 4.2 K ou de l'azote à 77 K) est directement en contact avec l'antenne, le liquide bouillonnant peut générer des vibrations qui produisent du bruit magnétique lorsqu'elles se transmettent au capteur ; aussi, le mélange instable liquide-vapeur mène à des fluctuations en RF, car les deux phases présentent des constantes diélectriques différentes qui altèrent dynamiquement et aléatoirement l'accord de l'antenne. Il s'agit d'un problème typique des cryostats utilisant cette approche [56].

Un moment clef du développement des antennes cryogéniques fut la découverte de la supraconductivité à haute température critique, dite haut- T_c , dans les cuprates par Bednorz et Müller [63] en 1986. La supraconductivité est un état de la matière bien connu pour sa résistance électrique nulle au passage d'un courant continu et son diamagnétisme parfait, associé à l'effet Meissner. La plupart des supraconducteurs connus, par exemple le Niobium et certains de ses alliages, effectuent leur transition supraconductrice à quelques Kelvin. Ils sont appelés à basse température critique, ou bas- T_c . En comparaison, les cuprates, qui sont des céramiques, deviennent supraconducteurs à des températures bien supérieures. Par exemple, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, un supra haut- T_c , devient supraconducteur à $T_c \approx 90$ K, ce qui lui permet d'être utilisé à la température de l'azote liquide (77 K).

La contribution des supraconducteurs haut- T_c au développement des antennes cryogéniques fut double. Tout d'abord, ils ont rapidement remplacé le cuivre dans la fabrication des antennes ; la résistance fortement amoindrie en RF des supraconducteurs permet de réduire encore plus le seuil de détection. On remarquera d'ailleurs que l'équipe de Hall *et al.* n'aura mis que trois ans pour publier une version supraconductrice de leur mon-

tage [61]. Mais peut-être plus important encore, la découverte de ces supraconducteurs a généré un regain d'intérêt pour le développement de nouvelles techniques cryogéniques, avec notamment de fortes avancées dans la conception de cryo-réfrigérateurs en cycle fermé. On consultera la revue de la littérature de Waele [64] pour une description de leur fonctionnement. Les cryo-réfrigérateurs de type « tube pulsé » sont particulièrement adaptés à une utilisation en IRM, car ils ont l'avantage de ne pas comporter de parties mobiles au niveau de la tête froide. Ils ne génèrent donc que peu de bruit. L'entreprise Cryomech offre aujourd'hui des modèles commerciaux autonomes pouvant atteindre 1 K [65]. Si un cahier des charges privilégie plutôt la portabilité, Ricor offre des modèles de micro cryo-réfrigérateur à 70 K pesant 450 g et occupant un volume de 138 cm³ [66].

Il est aussi possible de travailler à la température de l'hélium liquide à 4.2 K pour profiter des performances encore améliorées des supraconducteurs bas- T_c . Malheureusement, pour des fréquences de travail de l'ordre des kHz, c'est-à-dire pour l'IRM à champ ultra-faible, la résistance de ces antennes supraconductrices devient si faible qu'il est impossible de s'en servir comme capteurs accordés ; leur bande passante serait trop faible pour l'IRM. Elles se retrouvent donc le plus souvent sous la forme de gradiomètres, une classe d'antennes non-accordées permettant de mesurer le gradient spatial d'ordre n d'un signal magnétique². On retrouve plusieurs exemples de géométries de gradiomètres dans la revue de la littérature de Fagaly [67]. Il n'est pas non plus possible d'insérer directement le gradiomètre supra bas- T_c dans une chaîne de transmission RF [56]. La seule manière efficace de lire son signal est de le refermer sur lui-même et de s'en servir comme transformateur de flux magnétique. Dans cette configuration, le flux généré au niveau de l'échantillon est capté par le transformateur de flux puis converti en champ magnétique généralement de plus grande intensité, qui peut alors être mesuré par un transducteur ultra-sensible : un système SQUID³. Cette configuration expérimentale est présentée schématiquement à la Fig. 1.6.

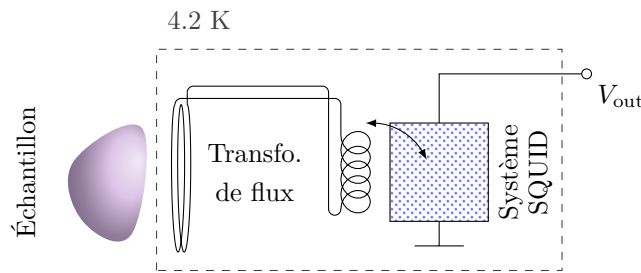


FIGURE 1.6 – Schéma de l'implémentation d'un système SQUID bas- T_c avec transformateur de flux supraconducteur. Cette approche permet de convertir un signal magnétique en signal électrique V_{out} mesurable.

Le système SQUID, et plus spécifiquement sa version bas- T_c , est une technologie de magnétomètre qui présente simultanément un très faible seuil de détection et une large bande passante. Un SQUID, représenté schématiquement à la Fig. 1.7.a, est un capteur magnétique formé d'une boucle supraconductrice interrompue en un ou deux points par de courts segments non-supraconducteurs, appelés jonctions Josephson, et qui présentent l'effet Josephson [68,69]. La très faible température de fonctionnement du SQUID bas- T_c

2. Où n peut être égal à 0 dans le cas d'un simple magnétomètre.

3. SQUID pour *Superconducting QUantum Interference Device*, ou dispositif supraconducteur à interférences quantiques.

et sa faible résistance lui assurent un très bas niveau de bruit. Leur seuil de détection est de l'ordre de $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [52, 53, 70], ce qui leur permet d'être compétitifs aux antennes classiques de RMN jusqu'à environ 1 MHz ($\sim 22 \text{ mT}$) [Fig. 1.5]. Pour cette raison, l'utilisation des capteurs SQUID bas- T_c s'est largement répandue dans les expériences de RMN [71–73] et d'IRM à champ ultra-faible avec prépolarisation [74–78] ou sans prépolarisation [79–81], de même que dans des systèmes multimodaux combinant IRM et biomagnétisme [77, 82, 83].

Ces dispositifs, qui seront décrits plus en détail au chapitre suivant, ont la propriété remarquable de présenter une réponse en tension qui est Φ_0 -périodique en flux magnétique, où Φ_0 est le quantum de flux magnétique [Fig. 1.7.b]. Aussi, leur fréquence de coupure est théoriquement de plusieurs gigahertz. La nature périodique de la réponse SQUID rend toutefois son exploitation difficile. D'une part, elle empêche d'utiliser directement le capteur comme magnétomètre absolu, car on ne peut discriminer deux valeurs de champ magnétique donnant la même sortie en tension. D'autre part, elle implique que sa réponse est fortement non-linéaire ; le capteur a une dynamique en champ magnétique très faible, ce qui le rend très sensible à son environnement.

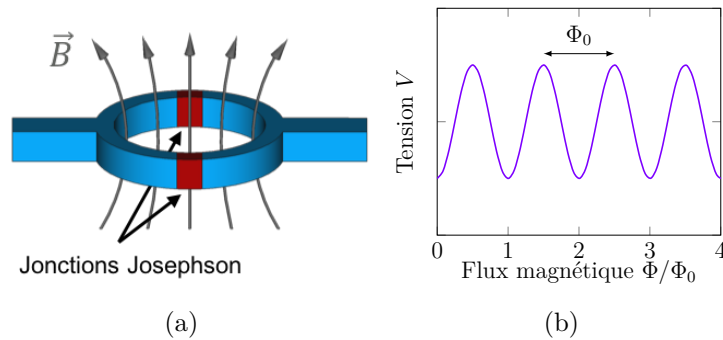


FIGURE 1.7 – (a) Schéma d'un SQUID et (b) sa réponse V - Φ . Les électrodes supraconductrices sont représentées en bleu et les barrières des jonctions Josephson en rouge. La réponse SQUID est Φ_0 -périodique.

Pour pallier ces difficultés, le SQUID bas- T_c est isolé de son environnement à l'aide d'un écran magnétique supraconducteur et sa réponse est linéarisée à l'aide d'une boucle à verrouillage de flux, un système d'asservissement en champ magnétique. C'est utilisé dans ce contexte que l'on parlera de « système SQUID ». Or, la fréquence de coupure de ce dispositif n'est plus limitée par l'effet Josephson, mais bien par la vitesse de la boucle à verrouillage de flux. Par exemple, l'entreprise Magnicon propose un modèle commercial fonctionnant jusqu'à 20 MHz [54] et l'équipe allemande de Drung présente un système particulièrement sophistiqué fonctionnant jusqu'à 100 MHz [84]. Ces systèmes SQUID « haute-fréquences » sont principalement utilisés comme capteurs large-bandes, où ils trouvent des applications pour l'espionnage militaire, par exemple.

De manière plus générale, les applications typiques des SQUID les amènent plutôt dans des gammes de fréquences beaucoup plus faibles. Pour les fréquences allant du DC au hertz, ils servent à mesurer le géomagnétisme terrestre [85], notamment pour l'archéologie [86] et la prospection minière. Par exemple, ils sont utilisés pour effectuer des relevés magnétiques aéroportés [87] et des relevés électromagnétiques en régime transitoire [88]. Pour les fréquences de l'ordre du hertz, ils permettent d'étudier le biomagnétisme [89] et ils ont contribué au développement de la magnétoencéphalographie (MEG) [90, 91] et de la magnétoencéphalographie (MEG) [55, 92], où ils mesurent le champ magnétique généré

par l'activité électrique du cœur et du cerveau. On peut trouver davantage d'informations sur les fascinantes applications des SQUID dans le livre de Clarke et Braginski [93]. Et bien sûr, pour les fréquences supérieures au kHz, on les retrouve dans les expériences de RMN et d'IRM à champ faible. À la Fig. 1.8, on peut voir deux exemples d'images *in vivo* d'un avant-bras chez l'Homme enregistrées à 0.01 T par Seton *et al.* [79], la première à l'aide d'une antenne classique et la seconde à l'aide d'un système SQUID bas- T_c . L'utilisation du SQUID a permis d'améliorer le SNR d'un facteur 3.2, ce qui permet d'observer des structures absentes de l'image acquise avec une antenne classique, notamment l'ulna et les tendons.

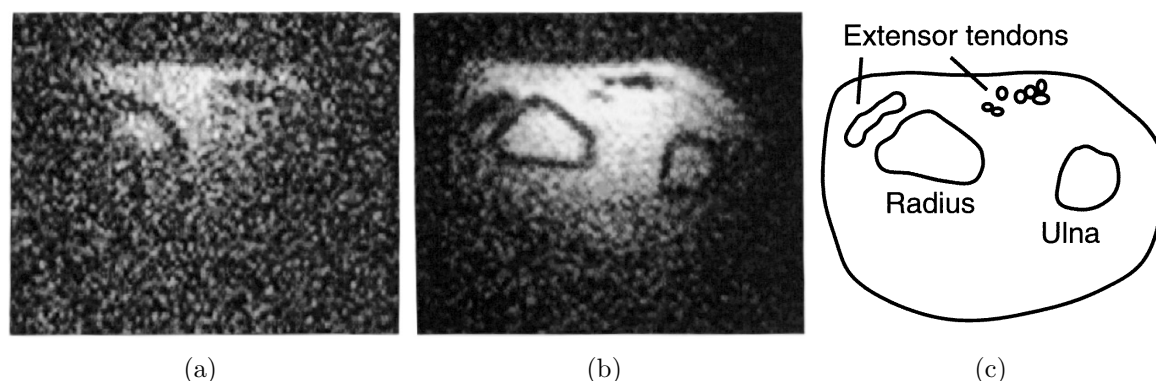


FIGURE 1.8 – Exemple d'images IRM *in vivo* d'un avant-bras chez l'Homme à 0.01 T (425 kHz) obtenues (a) avec une antenne classique à température ambiante et (b) avec un SQUID bas- T_c utilisé dans une configuration similaire. (c) Dessin des structures observables. Paramètres : séquence saturation récupération ; temps d'imagerie de 105 s (moyenne sur 4 acquisition) ; champ de vue d'environ $50 \times 50 \text{ cm}^2$; résolution spatiale de 4 mm ; SNR avec SQUID amélioré d'un facteur 3.2 (valeurs absolues non divulguées). Figures tirées de Seton *et al.* [79]

Faire fonctionner en pratique les SQUID à 4.2 K n'est toutefois pas une tâche aisée. À la température de l'hélium liquide, toutes les difficultés liées à la cryogénie sont exacerbées. Par exemple, aux très faibles températures, la chaleur spécifique des matériaux tend vers zéro. Ceci implique (1) que la moindre source de chaleur dans le système aura un impact beaucoup plus important et (2) qu'il est impraticable de fabriquer un réservoir thermique solide pour stabiliser le système en température. Pire encore, la conductivité thermique de la plupart des matériaux devient très faible – et plus particulièrement celle des supraconducteurs – et il devient plus ardu d'évacuer la chaleur par conduction. L'utilisation d'un cryo-réfrigérateur en contact direct avec le SQUID bas- T_c n'est donc pas appropriée, notamment à cause de son transformateur de flux supraconducteur ; il faut utiliser un réfrigérant liquide.

Le cryostat traditionnel pour le SQUID bas- T_c est un dewar [67, 76, 79, 94, 95]. Un dewar est un récipient en double-couche. Ces couches sont séparées par un espace étroit sous vide, ce qui permet au dewar d'entreposer des liquides à des températures cryogéniques. Le vide élimine la convection des gaz ; un nombre réduit de contacts entre les points chauds et froids minimise la conduction thermique ; et l'utilisation d'écrans réfléchissants multicouches, ou MLI pour *multi-layer insulation*, réduit les transferts radiatifs⁴.

4. Dix couches de MLI peuvent facilement réduire d'un facteur 500 le transfert de chaleur par radiation ; un corps noir à 300 K rayonne une puissance d'environ 500 W/m^2 . Consulter l'entreprise Ruag pour plus d'informations [96].

Hélas, la nécessité d'utiliser de l'hélium liquide et un dewar implique des inconvénients qui réduisent fortement l'attractivité du SQUID bas- T_c . L'hélium est cher et peut présenter des problèmes de disponibilité [97]. Mais surtout, sa manipulation est complexe, implique des risques et requiert de la main d'œuvre qualifiée. Un système SQUID bas- T_c n'est pas une solution clef-en-main. Ensuite, le dewar impose une distance accrue entre l'objet à imager et le capteur ($\sim 15 - 20$ mm), réduisant la sensibilité globale de l'expérience d'IRM. On ne profite pas pleinement des performances du capteur SQUID. Ces raisons expliquent pourquoi, près de 60 ans après la première description du principe de fonctionnement des SQUID par Josephson, l'utilisation du SQUID bas- T_c reste toujours cantonnée à des activités de niche.

Comme le problème principal du SQUID bas- T_c provient de la cryogénie à 4.2 K, une alternative séduisante pourrait se trouver dans le SQUID haut- T_c , pouvant fonctionner à des températures de l'ordre de 70 K. Ce fonctionnement à haute température est un couteau à double tranchant : il soulage les contraintes de conception et les coûts associés au SQUID bas- T_c , mais implique forcément un niveau de bruit thermique plus élevé. Aussi, les SQUID haut- T_c sont moins sensibles. Ceci est dû d'une part aux techniques de fabrication actuelles qui ne permettent pas encore d'obtenir des dispositifs aussi performants, et d'autre part à des contraintes sur les dimensions du capteurs imposées par le bruit thermique. Nous y reviendrons au prochain chapitre.

Pour ces raisons, le seuil de détection du système SQUID haut- T_c est en général au moins un ordre de grandeur plus élevé que le système bas- T_c , soit de l'ordre de $15 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Si on retourne à la Fig. 1.5, on remarque que la gamme de fréquences d'intérêt du SQUID haut- T_c s'en retrouve fortement réduite; ils sont compétitifs aux antennes classiques jusqu'à environ 50 kHz (~ 1.2 mT), mais leur seuil de détection reste insuffisant pour mesurer efficacement le signal RMN sur cette gamme de fréquences.

Les premières expériences de RMN et d'IRM avec SQUID haut- T_c réalisées à la fin des années 1990 illustrent bien cette problématique. Dans leur étude, Schlenga *et al.* [98] présentent des images IRM à 2.04 mT (87 kHz) de deux fantômes contenant de l'huile minérale, un liquide riche en protons. Le SQUID haut- T_c ayant servi à la mesure était positionné à 1 mm de l'échantillon et présentait une détectivité de $30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. La Fig. 1.9 présente un schéma de leur montage expérimental et des images IRM qu'ils ont acquises. Les images sont bien résolues spatialement ($0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm}$) et présentent un SNR suffisant, mais l'acquisition de chaque image aura nécessité 8 h de mesure : un moyennage de 30 000 acquisitions pour chacune des 24 projections. On trouve un autre exemple en RMN à 23 mT chez Kumar *et al.* [99] qui présente les mêmes problèmes. La seule manière raisonnable de faire de l'IRM avec le SQUID haut- T_c est d'avoir recours à la prépolarisation. À notre connaissance, on en trouve seulement un exemple dans la littérature par Chen *et al.* [100] En 2011, ils ont présenté des images de coupes de poivron par IRM à 103 μT (4.4 kHz) avec prépolarisation à 65 mT. Le SQUID haut- T_c trouve toutefois plus d'applications en biomagnétisme. La revue de la littérature de Faley *et al.* [89] en présente plusieurs exemples.

On peut s'affranchir du manque de sensibilité du SQUID haut- T_c tout en profitant de sa température de fonctionnement à 70 K en utilisant une nouvelle classe de capteurs magnétiques : les SQIF⁵. Proposés par Oppenländer, Häussler et Schopohl en 2000 [101–103]

5. SQIF pour *Superconducting Quantum Interference Filter*, ou filtre supraconducteur à interférences quantiques.

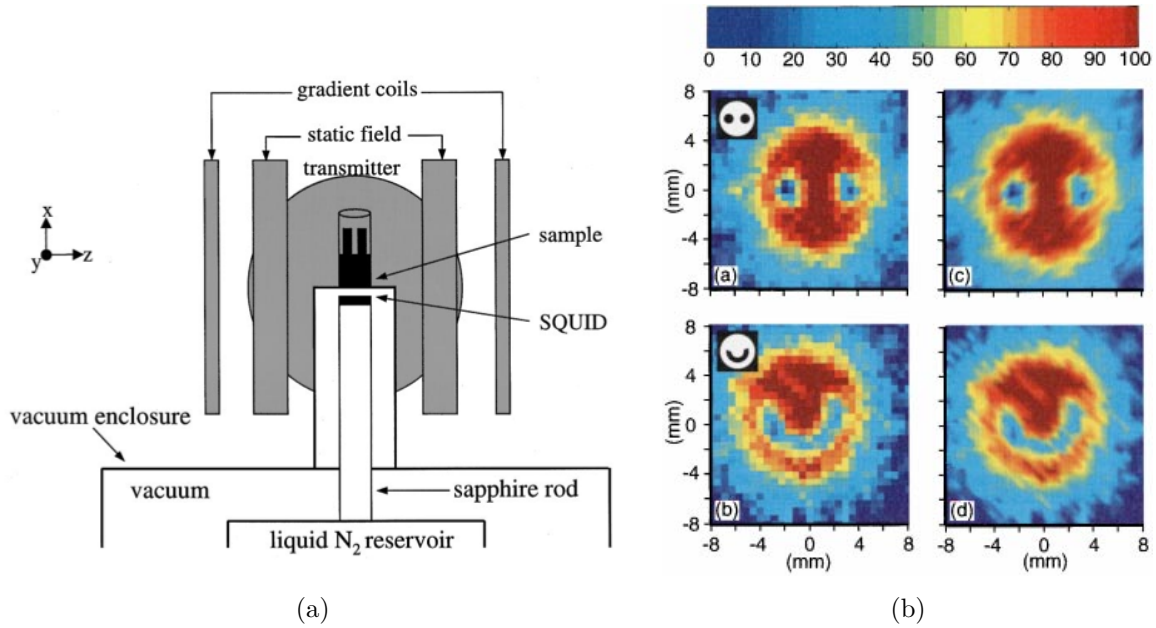


FIGURE 1.9 – (a) Schéma vue de face d'un cryostat pour SQUID haut- T_c . Le SQUID repose au sommet d'un doigt froid de 10 cm en saphir dont une extrémité est en contact avec de l'azote liquide à 77 K. Le SQUID est séparé de l'échantillon par une fenêtre de saphir et 1 mm les sépare. La partie grise décrit la configuration de l'équipement IRM (Pour les gradients : 2 paires de bobines de type Maxwell (plan- yz). Champ statique : bobine d'Helmholtz (axe- z). Antenne de transmission : bobine d'Helmholtz (axe- y)) (b) Images IRM à 2 mT de 2 fantômes de 0.6 mL (en haut : a-c) et 0.4 mL (en bas b-d). Images d'une résolution spatiale de $0.6\text{ cm} \times 0.6\text{ cm}$ formées de 24 projections moyennées sur 30 000 acquisitions et 8 h d'expérience. Images à gauche (a-b) : images acquises. Images à droite (c-d) : images après filtrage par ombrage de Gouraud. Figures obtenues depuis Schlenga *et al.* [98]

puis démontrés expérimentalement dans les années qui ont suivies [104–106], les SQIF sont des réseaux de SQUID aux surfaces de boucles non-identiques. Ils sont caractérisés par une réponse en tension à un champ magnétique non-périodique et fortement pentue autour du point de champ magnétique nul [Fig. 1.10]. On peut exploiter la pointe de cet « antipic » en magnétométrie pour déterminer la valeur absolue du champ magnétique [106–112], ou bien utiliser sa pente abrupte pour la lecture d'un signal d'excitation magnétique [53, 113–119]. L'intérêt du SQIF provient de ses lois d'échelles. Théoriquement, pour un réseau de n SQUID, la sensibilité du capteur augmente linéairement avec n alors que son niveau de bruit ne progresse qu'en $\sqrt{n}$. Le seuil de détection du SQIF suit donc une loi en $1/\sqrt{n}$ [101, 102, 105, 106, 120]. Or, le SQUID haut- T_c a généralement des dimensions micrométriques. Il est donc parfaitement raisonnable d'en disposer des milliers sur une puce électronique [121–123]. Par exemple, pour un réseau de 10 000 SQUID haut- T_c , on pourrait théoriquement atteindre des sensibilités de $0.15\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est suffisant pour détecter le signal IRM même à champ terrestre [Fig. 1.5]. Ce SQIF haut- T_c offrirait alors des performances équivalentes ou meilleures aux SQUID bas- T_c sans l'inconvénient du fonctionnement à 4 K. Ce seuil de détection lui permettrait aussi d'être compétitif aux antennes classiques jusqu'à environ 7 MHz (0.16 T). Bien sûr, on pourrait obtenir une détectivité meilleure avec le SQIF bas- T_c , mais avec les inconvénients associés.

Un autre avantage à l'organisation en réseau est de permettre l'ingénierie de la réponse du capteur. Car les propriétés de cette réponse SQIF dépendent de l'architec-

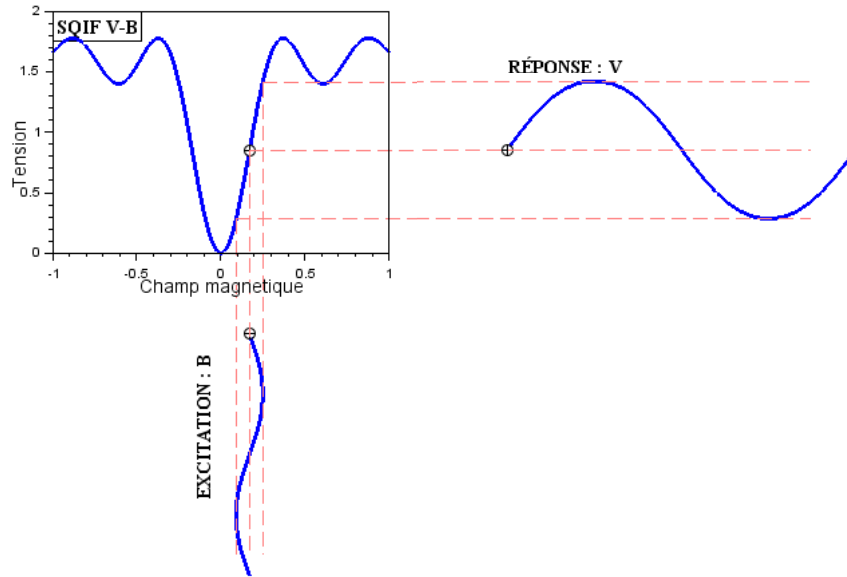


FIGURE 1.10 – Principe d’exploitation de la réponse SQIF. Le SQIF est polarisé en champ magnétique à son point de pente maximale. En réponse à une excitation magnétique, le SQIF présente une réponse en tension de sortie proportionnelle et de forte amplitude.

ture du réseau et de la répartition des surfaces des boucles SQUID. On peut retrouver plusieurs exemples de SQIF présentant des réseaux en configuration 1D-série [103, 105], 1D-parallèle [101, 105], ou 2D [106, 120]. Il est donc possible de concevoir des capteurs répondant à un certain cahier des charges [111] en terme d’impédance, de sensibilité et de linéarité [124–126]. La possibilité de faire des structures présentant une linéarité étendue a aussi l’avantage de rendre le SQIF moins sensible aux perturbations magnétiques de son environnement ; le capteur peut être utilisé sans blindage magnétique et une boucle à verrouillage de flux n’est plus fondamentale à son fonctionnement [109, 117, 121, 127]. Le SQIF profite donc d’une mise en pratique simplifiée par rapport au SQUID et sa fréquence de coupure n’est plus limitée par l’asservissement en champ magnétique.

Malgré ces avantages, le SQIF n’a pourtant jamais été utilisé pour la mesure d’un signal de RMN ou d’IRM. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse proposent donc de concevoir un SQIF haut- T_c et de l’insérer dans l’IRM à 0.2 T du CRMSB. Après une partie théorique permettant de décrire et de mieux cerner le fonctionnement des antennes SQIF, un chapitre détaillera les capteurs conçus, fabriqués puis caractérisés. Le cahier des charges du Démonstrateur Super-QIF sera également établi afin de bien contextualiser les contraintes et les besoins qui entourent la conception d’un cryostat compatible IRM. La partie suivante exposera les caractéristiques des capteurs SQIF conçus et présentera leurs conditions d’utilisation optimales. La description du Démonstrateur Super-QIF fabriqué et des tests préliminaires seront également abordés. Enfin, dans un dernier chapitre, les résultats de caractérisation des SQIF seront débattus afin de mettre en relief les propriétés/caractéristiques à prendre en compte pour l’élaboration de capteurs SQIF plus performants. Ce chapitre inclura également les étapes à réaliser pour terminer le développement du démonstrateur avant de recueillir un premier signal de RMN.

Ce programme a reçu le soutien de l’Agence nationale de la recherche (ANR).

CHAPITRE 2

Théorie et état de l’art des SQIF

Les réseaux de SQUID font partie d’une classe de dispositifs dont le fonctionnement est basé sur l’effet Josephson. Cet effet, prédit par Josephson [68] en 1962 et puis observé pour la première fois par Anderson et Rowell [128] en 1963, stipule qu’un courant tunnel supraconducteur peut circuler entre deux électrodes supraconductrices séparées par une mince barrière isolante non supraconductrice, c’est-à-dire une jonction Josephson.

Dans ce chapitre, nous poserons les bases théoriques qui mènent à la description de la réponse SQIF et à son exploitation pour la mesure de signaux de RMN. Dans un premier temps, nous rappellerons quelques éléments de la théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau. Ceci nous permettra ensuite de décrire le fonctionnement des jonctions Josephson, des SQUID et puis des SQIF. Une attention particulière sera portée aux principaux paramètres venant influencer le seuil de détection de ces capteurs, car ils imposent des contraintes importantes pour la conception d’antennes. Ceci nous mènera enfin à faire un état de l’art des SQIF depuis la perspective des différentes technologies de fabrication des jonctions Josephson afin d’avoir une vision globale des performances actuellement obtenues avec ces capteurs. Nous y verrons notamment les travaux précurseurs aux antennes produites dans le cadre de ce projet de thèse.

Pour un traitement plus approfondi de la supraconductivité et des technologies basées sur l’effet Josephson, on peut se référer à l’excellent livre de Tinkham [129], les ouvrages de Weinstock [130] et de Barone et Paternò [131], ainsi que les deux manuels de Clarke & Braginski [69, 93].

2.1 Théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau

2.1.1 Perspective historique

La découverte de la supraconductivité est étroitement liée à l'histoire de la liquéfaction des gaz et au développement des techniques cryogéniques [132]. Il n'est pas étonnant alors que la découverte de la supraconductivité dans le mercure ait eu lieu en 1911 par H. K. Onnes [133], soit trois années seulement après qu'il eut réussi la liquéfaction de l'hélium. Un exploit remarquable à l'époque. Dans son expérience, Onnes s'est intéressé à mesurer la résistance électrique du mercure en fonction de la température. L'objectif était de clore un vieux débat dans la communauté physicienne : à l'approche du zéro absolu, la résistance des métaux continue-elle de descendre continument jusqu'à devenir nulle, comme le suggérait Onnes et Dewar ? Ou bien était-ce Lord Kelvin qui avait raison en suggérant que les électrons s'immobilisaient, comme figés par le froid, rendant les métaux parfaitement isolants ? La conclusion de Onnes ne fut ni l'une ni l'autre ; à la température critique $T_c = 4.2$ K, la résistance électrique du mercure fait une chute brutale et s'annule complètement [Fig. 2.1.a]. Le mercure devient soudainement un conducteur parfait, on dira qu'il est supraconducteur¹.

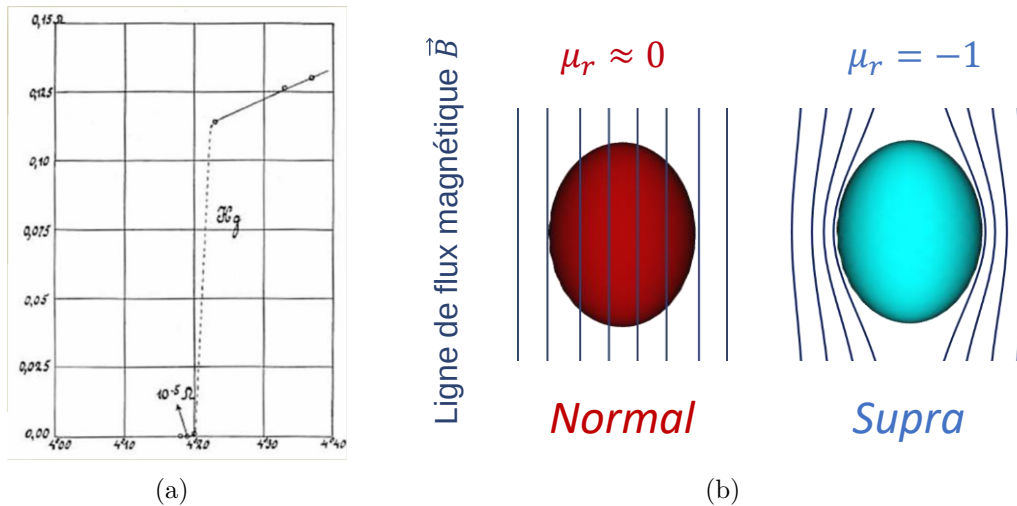


FIGURE 2.1 – (a) Transition supraconductrice du mercure à $T_c = 4.2$ K telle qu'observée par Onnes en 1911 [133] (Axes : résistance en fonction de la température) et (b) représentation schématique de l'effet Meissner dans les supraconducteurs. Les supraconducteurs sont des matériaux diamagnétiques parfaits, c'est-à-dire que leur perméabilité relative est $\mu_r = -1$. Les matériaux à l'état normal, donc non supraconducteur, ne présentent pas cet effet.

Or, si la conductivité parfaite des supraconducteurs est leur propriété la plus connue et celle qui trouve le plus d'applications industrielles, elle demeure insuffisante pour expliquer l'état supraconducteur. Car les supraconducteurs présentent aussi l'effet Meissner : un diamagnétisme parfait qui s'exprime par une expulsion totale du champ magnétique du matériau. Un métal à l'état normal, donc non supraconducteur, ne présente pas cet effet ; il peut générer des courants de Foucault pour bloquer la pénétration du champ magnétique dans le matériau, mais n'expulse pas le champ y étant déjà présent. Le

1. D'autres métaux sans défauts ont une résistance $R \rightarrow 0$ pour $T \rightarrow 0$; ils sont dans ce cas dits normaux, ou non supraconducteurs. C'est Onnes et Dewar qui avaient raison.

comportement des matériaux normaux et supraconducteurs dans un champ magnétique statique est présenté schématiquement à la Fig. 2.1.b.

Pour expliquer l'effet Meissner, il est nécessaire de faire intervenir les paires de Cooper, proposées par Bardeen, Cooper et Schrieffer en 1957 dans leur célèbre théorie BCS. Selon cette théorie, les électrons de conduction d'un matériau se condensent sous la forme de paires de Cooper en présence d'une force d'interaction même infinitésimale, pour autant que $T < T_c$. Cette association en paires de Cooper est une transition de phase au même titre que la transition liquide-solide, sauf que cette fois ce sont les électrons qui se réorganisent et non pas les noyaux atomiques.

Or, qui dit transition de phase dit apparition de propriétés émergentes. Contrairement aux électrons qui sont des fermions, les paires de Cooper présentent le comportement de bosons. Les paires de Cooper ne sont donc plus soumises au principe d'exclusion de Pauli et elles peuvent toutes se retrouver dans le même état quantique au même instant. La supraconductivité est un phénomène quantique qui persiste à l'échelle macroscopique.

2.1.2 Paramètre d'ordre

Née d'une intuition physique remarquable, la théorie phénoménologique de Ginzburg²-Landau³ (1950) permet justement de traiter de systèmes supraconducteurs macroscopiques à l'équilibre. Selon l'approche de Ginzburg-Landau, on traite la supraconductivité à l'aide d'une pseudo-fonction d'onde ψ agissant comme paramètre d'ordre complexe :

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{n_s(\vec{r})} e^{i\theta(\vec{r})}, \quad (2.1)$$

où $\vec{r}$ est la position, $n_s(\vec{r})$ est la densité locale des paires de Cooper et $\theta(\vec{r})$ est leur phase.

La détermination de la phase des paires de Cooper est une caractéristique remarquable des supraconducteurs. Le caractère observable de la phase, que l'on ne retrouve pas avec les électrons normaux ne formant pas de paires de Cooper, émerge directement du caractère bosonique des paires de Cooper et se trouve au cœur de toutes leurs propriétés magnétiques et de conduction électrique.

2.1.3 Équations différentielles de Ginzburg-Landau

Pour décrire ces propriétés, on a recours aux équations différentielles de Ginzburg-Landau. La première équation porte sur la solution spatiale du paramètre d'ordre ψ :

$$\left[\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - e^* \vec{A} \right)^2 + \beta |\psi|^2 \right] \psi = -\alpha \psi, \quad (2.2)$$

où α et β sont des paramètres dépendant de la température et de la nature du matériau, $\vec{A}$ est le potentiel vecteur, $\hbar$ est la constante de Planck réduite, et la notation «*» désigne une quantité effective⁴ : en pratique, $e^* = 2e$ et $m^* = 2m_e$, avec e est la charge de l'électron et m_e sa masse.

La pseudo-fonction d'onde joue ici le rôle de paramètre variationnel et sa solution est celle qui permet de minimiser l'énergie du système supraconducteur. Aussi, la représentation choisie pour l'Éq. (2.2) met en valeur la similitude entre cette dernière et l'opérateur

2. Vitaly L. Ginsburg : Nobel de physique 2003 (avec Alexei A. Abrikosov, et Anthony J. Leggett)

3. Lev Davidovich Landau : Nobel de physique 1962.

4. Rappelons que la théorie de Ginzburg-Landau est antérieure à la théorie BCS ; les paires de Cooper n'avaient toujours pas été décrites.

hamiltonien de l'équation de Schrödinger, où $-\alpha$ joue le rôle d'une énergie et $\beta|\psi|^2$ est un terme non-linéaire analogue au potentiel.

La deuxième équation différentielle de Ginzburg-Landau permet de décrire la densité de courant supraconducteur $\vec{J}_s$:

$$\vec{J}_s = \frac{e^*}{m^*} n_s (\hbar \vec{\nabla} \theta - e^* \vec{A}), \quad (2.3)$$

avec $\psi = \sqrt{n_s} e^{i\theta}$. Il est remarquable que cette relation prenne exactement la même forme que l'expression du courant de probabilité en mécanique quantique. Rappelons que le courant de probabilité découle d'une loi de conservation de la densité de probabilité. Cette équation sera particulièrement importante dans le traitement de l'effet Josephson.

Sans entrer dans les détails, nous allons maintenant aborder quelques résultats majeurs de la théorie de Ginzburg-Landau.

2.1.4 Longueur de cohérence et longueur de pénétration

Une première prédiction obtenue à partir de l'Éq. 2.2 est l'existence d'une longueur de cohérence ξ :

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} \propto \frac{1}{1 - T/T_c}.$$

Rigoureusement, cette longueur caractérise la distance sur laquelle la pseudo fonction d'onde ψ peut tolérer des variations. Vue autrement, elle permet aussi de connaître les dimensions géométriques d'une perturbation, par exemple un défaut dans le matériau, qui est susceptible d'affecter la supraconductivité.

Ensuite, l'Éq. 2.3 permet de définir une deuxième longueur caractéristique, appelée longueur de pénétration London λ_L :

$$\lambda_L^2 = \frac{m^*}{\mu_0(e^*)^2 n_s} \propto \frac{1}{1 - T/T_c}, \quad (2.4)$$

avec μ_0 la perméabilité du vide. Cette quantité, qui intervient dans la description de l'effet Meissner, décrit la distance caractéristique sur laquelle un champ magnétique est écranté par le supraconducteur. Cette longueur correspond donc aussi à l'épaisseur de peau sur laquelle les courants d'écrantage supraconducteurs circulent. Au cœur du matériau, c'est-à-dire loin des bords, le champ magnétique et le courant supraconducteur sont nuls.

Aussi, mentionnons qu'en opposant ainsi le champ magnétique par effet Meissner, le matériau augmente son énergie potentielle. Ce processus est réversible, mais d'un point de vue énergétique, il implique qu'il existe une valeur de champ critique B_c au-delà de laquelle il devient préférable pour le matériau supraconducteur de revenir à l'état normal. De la même manière, il existe également une densité de courant critique J_c qui détruit l'état supraconducteur au profit de l'état normal.

2.1.5 Supraconductivité de type I & II

La longueur de cohérence et la longueur de pénétration présentant la même dépendance en température, elles permettent de définir un paramètre adimensionnel κ indépendant de la température :

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi},$$

Ce paramètre est particulièrement bien adapté pour caractériser l'état supraconducteur d'un matériau. Aussi, en fonction de la valeur de κ , on distinguera deux types de supraconductivité :

$$\begin{aligned}\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} &\Rightarrow \text{Supraconductivité de type I} \\ \kappa \geq \frac{1}{\sqrt{2}} &\Rightarrow \text{Supraconductivité de type II}\end{aligned}$$

Le choix de $\kappa = 1/\sqrt{2}$ comme séparation entre les deux types de supraconducteurs n'est évidemment pas arbitraire. Celui-ci provient d'une analyse de l'énergie libre associée à la formation d'une interface entre une région à l'état normal et une région à l'état supraconducteur en présence d'un champ magnétique tel que $B = B_c$. De telles interfaces sont appelées parois de domaine et un matériau qui en contient est dit à l'état mixte.

Dans le cas de la supraconductivité de type I, cette énergie libre est positive et la formation d'une paroi de domaine est défavorable. Le matériau est donc monophasé ; il est soit complètement supraconducteur (phase Meissner), ou complètement normal. Il existe néanmoins un cas particulier où les deux phases peuvent coexister, à la transition de phase du matériau à $B \rightarrow B_c$. Inversement, dans le cas de la supraconductivité de type II, cette énergie est négative et la formation de domaines est favorisée. Le matériau privilégie plutôt un état mixte. Les supraconducteurs de type II présentent deux champs critiques B_{c1} et B_{c2} avec $B_{c1} < B_{c2}$. L'état mixte survient pour $B_{c1} \leq B < B_{c2}$. En comparaison, les supraconducteurs de type I passent directement à l'état normal pour $B > B_c$. Les supraconducteurs, qu'ils soient de type I ou de type II, affichent donc des comportements magnétiques radicalement différents. Une représentation schématique des diagrammes de phases des supraconducteurs est montrée à la Fig. 2.2.

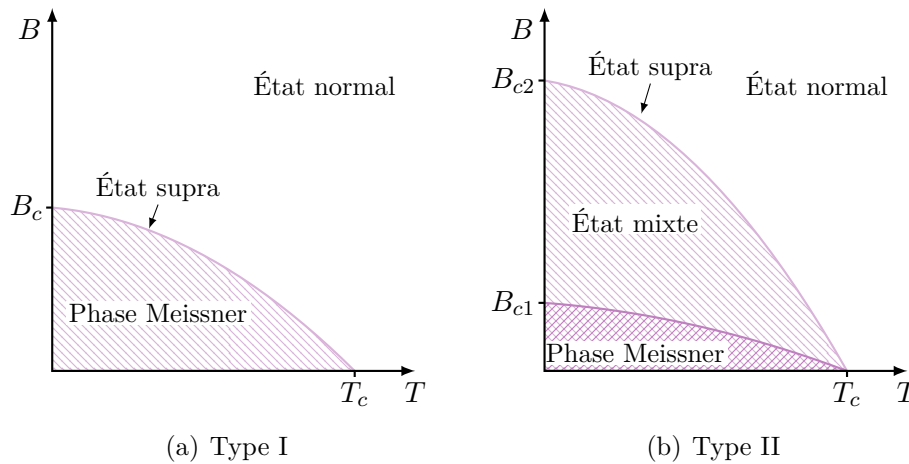


FIGURE 2.2 – Diagrammes de phase des supraconducteurs en fonction de la température et du champ magnétique. Les supraconducteurs de type I ont généralement des champs critiques B_c bien inférieurs aux champs critiques B_{c2} des supraconducteurs de type II. Dans l'état mixte, les supraconducteurs présentent un effet Meissner affaibli.

De manière générale, les supraconducteurs de type II peuvent tolérer des amplitudes de champs magnétiques beaucoup plus intenses que les supraconducteurs de type I. C'est-à-dire que $B_{c2} \gg B_c$. Pour donner des ordres de grandeur, le champ critique du mercure est $B_c \approx 0.04$ T. L'alliage Niobium-Étain, un supraconducteur de type II bas- T_c utilisé pour

la fabrication d'aimants supraconducteurs, présente plutôt $B_{c1} \approx 0.02$ T et $B_{c2} \approx 24$ T. Ces valeurs sont données pour $T \rightarrow 0$ K.

Pour ce qui est des longueurs de cohérence à $T \rightarrow 0$ K, $\xi \sim 300$ nm pour les supraconducteurs de type I (dans le Nb : 38 nm) et $\xi \sim 1$ nm pour les supraconducteurs de type II (YBa₂Cu₃O_{7- δ} : 3 nm). En pratique, la faible longueur de cohérence des supraconducteurs de type II a des conséquences technologiques importantes pour la conception de jonctions Josephson employant ces matériaux. Cet aspect sera abordé à la section 2.5.

2.1.6 Quantification du flux magnétique

Une autre prédiction de la théorie de Ginzburg-Landau est la quantification du flux magnétique dans les boucles supraconductrices. Prenons une boucle fermée quelconque $\mathcal{C}$ dans un supraconducteur en présence d'un champ magnétique. En reprenant la deuxième équation différentielle de Ginzburg-Landau [Éq. 2.3] et en intégrant le gradient de la phase $\vec{\nabla}\theta$ sur $\mathcal{C}$, on obtient :

$$\begin{aligned} 2\pi\hbar k &= \oint_{\mathcal{C}} \hbar \vec{\nabla}\theta \cdot d\vec{l} = \frac{m^*}{e^*\hbar n_s} \oint_{\mathcal{C}} \vec{J}_s \cdot d\vec{l} + e^* \oint_{\mathcal{C}} \vec{A} \cdot d\vec{l} \\ &= \frac{m^*}{e^*\hbar n_s} \oint_{\mathcal{C}} \vec{J}_s \cdot d\vec{l} + e^* \Phi \end{aligned}$$

$$\text{avec } \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \Phi,$$

où $k \in \mathbb{N}$ provient de la nécessité que la phase θ soit monovaluée, c'est-à-dire que la variation de phase sur un parcours fermé soit un multiple de 2π [Fig. 2.3]. En choisissant un parcours $\mathcal{C}$ suffisamment loin des bords du matériau, on a $\vec{J}_s = 0$. Rappelons que le courant circule uniquement sur une épaisseur λ en surface des supraconducteurs. La première intégrale en $\vec{J}_s$ est donc nulle.

Supposons tout d'abord que $\mathcal{C}$ entoure une région uniquement supraconductrice. Dans ce cas, on peut démontrer que le champ magnétique dans le matériau supraconducteur est obligatoirement nul et $k = 0$. Ce résultat est en parfait accord avec l'effet Meissner. Si au contraire $\mathcal{C}$ entoure une région qui inclue un trou dans le matériau [Fig. 2.3], ou une région à l'état normal, alors :

$$\Phi = k\Phi_0 = k \frac{h}{2e}, \quad (2.5)$$

où $\Phi_0 = h/2e$ est le quantum de flux et e^* fut remplacé par $2e$. Ce résultat implique donc la quantification du flux magnétique dans les boucles supraconductrices et il est représenté schématiquement à la Fig. 2.3.

2.1.7 Vortex d'Abrikosov

En pratique, le flux magnétique pénètre les supraconducteurs à l'état mixte sous forme de tubes laminaires qui sont à l'état normal dans le matériau et autour desquels circulent des courants d'écrantage supraconducteurs tourbillonnants [Fig. 2.4.a]. Ces vortex de courant sont appelés les vortex d'Abrikosov et ils génèrent exactement un quantum de flux magnétique. Lorsqu'ils sont nombreux, ils s'organisent sous la forme d'un réseau [Fig. 2.4.b]. L'état mixte est donc intrinsèquement lié à la présence de vortex dans le matériau. Aussi, ces vortex se comportent comme des dipôles magnétiques ; ils génèrent un champ

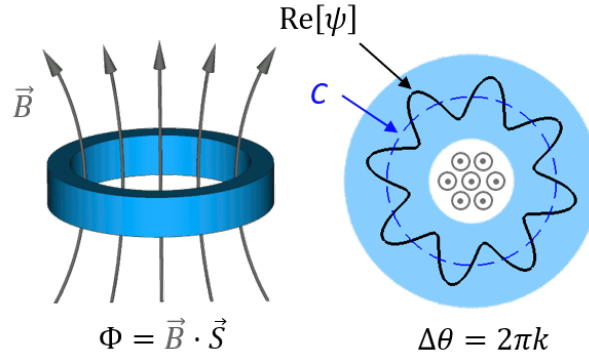


FIGURE 2.3 – Quantification du flux magnétique dans les boucles supraconductrices. La variation de phase $\Delta\theta$ doit être un multiple de 2π sur un tour complet de la boucle de surface S pour que la pseudo-fonction d'onde ψ soit monovaluée. Ainsi, la seconde équation de Ginzburg-Landau [Éq. 2.3] prédit que le flux magnétique $\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$ est quantifié dans la boucle.

magnétique inhomogène qui peut altérer le fonctionnement et donc les performances des dispositifs supraconducteurs. De plus, ils sont soumis à la force de Lorentz qui peut les déplacer. Ces déplacements de vortex sont à l'origine de certains phénomènes dissipatifs et ils génèrent du bruit, typiquement à basse fréquence en $1/f$, dans les dispositifs basés sur les supraconducteurs de type II. Nous y reviendrons. De manière générale, ils sont indésirables. Il existe néanmoins quelques rares dispositifs basés sur la dynamique des vortex d'Abrikosov, par exemple le transformateur de Giaever [134].

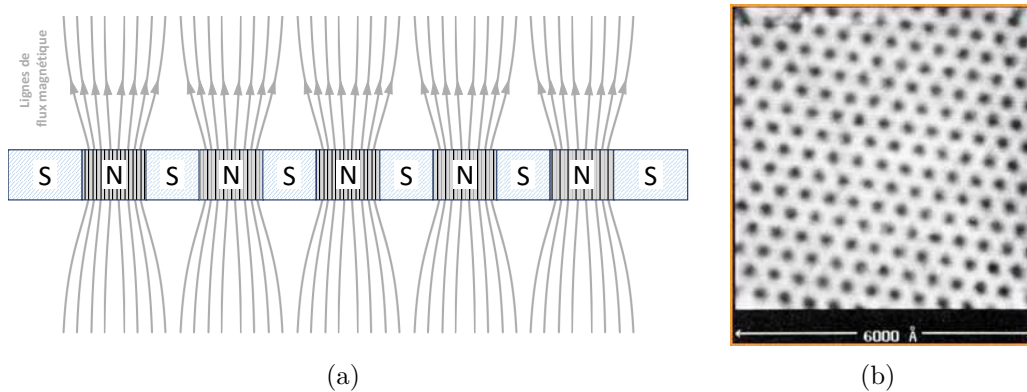


FIGURE 2.4 – Vortex d'Abrikosov dans les plaques minces à l'état mixte. (a) Représentation schématisée de l'état mixte. (S) : état supraconducteur et (N) état normal. Chaque région normale est traversée par un quantum de flux magnétique et est entourée d'un vortex de courant supraconducteur (vortex d'Abrikosov). (b) Image d'un réseau de vortex par microscopie électronique à effet tunnel. Les régions à l'état normal (les vortex) apparaissent en noir. Image tirée de Hess *et al.* [135].

La géométrie d'un échantillon joue un rôle important dans les processus de création et d'expulsion de vortex. En particulier, pour la géométrie des couches minces utilisée en électronique supraconductrice, il existe une barrière d'énergie d'origine géométrique associée aux bords d'un échantillon [136]. Pour pénétrer le matériau et générer un vortex, le champ magnétique doit d'abord franchir cette barrière de potentiel. À l'inverse, cette barrière peut aussi bloquer du flux magnétique à l'intérieur du matériau. Dans ce cas, on parle de piégeage de flux magnétique. Il faut remarquer que ce comportement implique que la quantité de flux piégé dans le plan supraconducteur, et donc le nombre de vortex d'Abrikosov, est hystérétique. Si on se rappelle les diagrammes de phases des supracon-

ducteurs de type II [Fig. 2.2], le matériau peut donc rester parfaitement supraconducteur pour $B > B_{c1}$ et réciproquement demeurer à l'état mixte pour $B < B_{c1}$. Les mécanismes de création et d'expulsion de vortex sont donc des processus irréversibles. Le matériau conserve une trace de son histoire magnétique. Pour réinitialiser l'histoire magnétique d'un supraconducteur, il suffit de l'amener au-dessus de T_c et de le refroidir à nouveau à champ nul.

Les dimensions d'un dispositif supraconducteur sont aussi un paramètre important dans l'apparition des vortex. Notamment, une géométrie qui revient régulièrement dans la fabrication de capteurs Josephson est celle des bandes étroites (*microstrip*) de supraconducteurs. Dans ce cas, il existe un champ magnétique B_K tel que pour $B \leq B_K$, la bande étroite ne peut tout simplement pas piéger de flux magnétique pendant la transition de phase supraconductrice à T_c , et ce même si $B_K > B_{c1}$. En pratique, ce champ est appelé champ de piégeage et il vaut :

$$B_K = 1.65 \frac{\Phi_0}{W^2}, \quad (2.6)$$

où W est la largeur de la bande. Cette relation fut vérifiée expérimentalement dans le cas de bandes d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ de 100 nm d'épaisseur [137]. Par exemple, pour pouvoir refroidir une bande supraconductrice à champ terrestre sans piéger de flux, c'est-à-dire pour $B_K \approx 50 \mu\text{T}$, il faut que la bande ait une largeur $W \approx 8 \mu\text{m}$, ce qui est une valeur raisonnable. Concevoir des dispositifs avec des structures en bandes étroites est donc une manière efficace de limiter le flux piégé, et donc le nombre de vortex, dans les dispositifs supraconducteurs. Un traitement rigoureux du piégeage de flux dans les bandes étroites d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a été fait par Kuit *et al.* [137]

Pour conclure, le champ magnétique généré par les vortex d'Abrikosov peut avoir des conséquences importantes sur les performances des dispositifs fabriqués à partir de supraconducteurs de type II. Ces vortex peuvent pénétrer le matériau supraconducteur de deux manières : (1) lors de l'application d'un champ magnétique intense alors que ce dernier est déjà dans l'état supraconducteur, ou (2) lorsqu'un champ magnétique est déjà présent durant sa transition de phase. Il est donc important de connaître et de contrôler l'histoire magnétique du matériau. Aussi, en employant des bandes étroites, il est possible de limiter la formation de vortex pendant le refroidissement du capteur à champ non nul.

2.2 Jonctions Josephson

Nous nous attaquons maintenant à la description du comportement d'un premier dispositif supraconducteur : la jonction Josephson, brique élémentaire des technologies SQUID et SQIF. Rappelons qu'une jonction Josephson est typiquement une hétérostructure où deux électrodes supraconductrices sont séparées par une mince barrière isolante à l'état normal. Si cette barrière est suffisamment fine, il s'établit alors un couplage tunnel entre les deux électrodes et un courant peut traverser la barrière. Il s'agit de l'effet Josephson.

2.2.1 Effet Josephson

On cherche à décrire le courant qui traverse la jonction Josephson. Pour modéliser cet effet, il faut tout d'abord considérer la valeur des paramètres d'ordre aux bornes de la barrière isolante. On a donc ψ_1 qui décrit la pseudo fonction d'onde des paires de Cooper dans la première électrode supraconductrice et ψ_2 qui décrit cette pseudo fonction d'onde dans la seconde. On considère pour l'instant un cas simple correspondant à la géométrie de la Fig. 2.5 où les deux électrodes sont symétriques et fabriquées à partir du même matériaux. De plus, on prend pour hypothèse qu'il n'y a pas de champ magnétique dans la jonction.

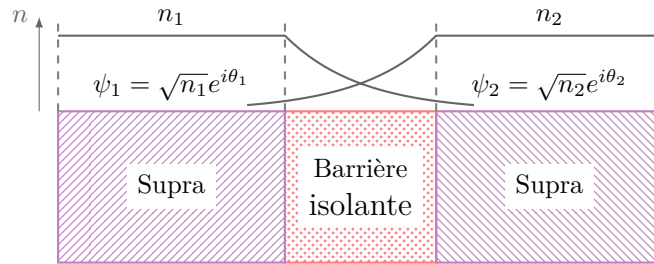


FIGURE 2.5 – Jonction Josephson de type S-I-S (supraconducteur-isolant-supraconducteur). Les courbes décrivent la densité locale de paires de Cooper $n = |\psi|^2$ le long de la jonction pour les pseudo fonctions d'onde ψ_1 et ψ_2 de part et d'autre de la jonction. Le recouvrement des deux pseudo fonctions d'onde conduit à un couplage tunnel entre les deux électrodes supraconductrices.

À tout moment, on peut décrire l'évolution temporelle des paramètres d'ordre à partir de l'équation de Schrödinger du système :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 & K \\ K & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Cette équation introduit plusieurs quantités. Le terme K représente l'énergie du couplage tunnel entre les deux électrodes. Ce couplage provient du recouvrement spatial du paramètre d'ordre de part et d'autre de la jonction [Fig. 2.5] et sa valeur dépend à la fois de la nature des matériaux et des paramètres géométriques de la jonction Josephson. Par exemple, si la jonction est trop épaisse, ce recouvrement sera trop limité et mènera à une énergie de couplage $K \sim 0$; la probabilité d'un courant tunnel serait infinitésimale.

Pour leur part, les termes E_1 et E_2 représentent les niveaux d'énergie fondamentaux des deux électrodes. Sans perte de généralité, on pose $E_1 + E_2 = 0$. Si aucune différence de potentiel n'est appliquée, alors $E_1 = E_2 = 0$, car les deux électrodes sont identiques.

Si on applique une différence de potentielle V , les électrodes affichent maintenant une différence de potentiel $E_1 = eV/2 = -E_2$.

En posant $\psi_j = \sqrt{n_j}e^{i\theta_j}$ pour $j = 1, 2$ et en séparant l'Éq. (2.7) en parties réelles et imaginaires, on obtient les quatre équations suivantes :

$$\dot{n}_1 = +\frac{2}{\hbar}K\sqrt{n_1n_2}\sin\delta, \quad (2.8)$$

$$\dot{n}_2 = -\frac{2}{\hbar}K\sqrt{n_1n_2}\sin\delta, \quad (2.9)$$

$$\dot{\theta}_1 = -\frac{K}{\hbar}\sqrt{\frac{n_2}{n_1}}\cos\delta - \frac{2eV}{2\hbar}, \quad (2.10)$$

$$\dot{\theta}_2 = -\frac{K}{\hbar}\sqrt{\frac{n_1}{n_2}}\cos\delta - \frac{2eV}{2\hbar}, \quad (2.11)$$

où $\delta = \theta_1 - \theta_2$ est la différence de phase entre les deux électrodes supraconductrices et l'opérateur « point » représente une dérivée temporelle. Les deux premières équations décrivent le courant tunnel supraconducteur I_s passant de la première électrode vers la seconde :

$$I_s = I_c \sin\delta. \quad (2.12)$$

Il s'agit de la première équation Josephson, où $I_c = 2K\sqrt{n_1n_2}/\hbar$ est appelé le courant critique de la jonction. En toute rigueur, le courant passant à travers la jonction devrait mener à un déséquilibre de charges entre les deux électrodes. En pratique, les électrodes sont branchées à une source de tension ou de courant qui permet de rééquilibrer n_1 et n_2 à tout instant. On peut donc considérer que $n_1 = n_2 = n$ et donc $I_c = 2Kn/\hbar$.

Les deux dernières équations décrivent l'évolution de la phase. En soustrayant les Éq. (2.10) et (2.11), on obtient la seconde équation Josephson :

$$\dot{\delta} = \dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2 = \frac{2eV}{\hbar} = 2\pi\Phi_0V. \quad (2.13)$$

Un aspect remarquable des équations Josephson est qu'elles impliquent deux types de comportements de la jonction. (1) En l'absence de tension, la jonction peut tout de même laisser passer un courant supraconducteur continu si les deux électrodes affichent une différence de phases constante δ . (2) Si au contraire une différence de potentiel continue V est appliquée, alors la phase évolue linéairement dans le temps et $\delta(t) = 2eVt/\hbar$, ce qui mène à un courant supraconducteur alternatif à la fréquence Josephson Φ_0V , avec $\Phi_0 = 487.6 \text{ MHz}/\mu\text{V}$. À ce courant supraconducteur s'ajoute aussi un courant de quasiparticules responsable de la dissipation d'énergie dans la jonction. Les quasiparticules sont des excitations de paires de Cooper, c'est-à-dire des paires brisées.

En pratique, l'effet Josephson n'est pas limité aux structures de type supraconducteur-isolant-supraconducteur (S-I-S) et peut avoir lieu dans toutes structures qui peut prétendre au titre de « lien faible ». Un tel lien faible peut être un empilement de type supraconducteur-métal normal-supraconducteur (S-N-S) ou même une simple constriction du matériau supraconducteur (S-c-S).

2.2.2 Modèle RCSJ

Le comportement d'une jonction Josephson peut être décrit par le modèle RCSJ⁵ illustré par un circuit équivalent comprenant une capacité C et une résistance $R(V)$ non-linéaire en parallèle de la jonction Josephson (notée « $\times$ »), tel qu'illustré à la Fig. 2.6. En pratique, on a $0 \leq R(V) \leq R_N$, avec R_N la résistance de la barrière à l'état normal. Cette représentation permet de prendre en compte la capacité aux bornes de la barrière isolante et la dissipation d'énergie associée au courant de quasiparticules.

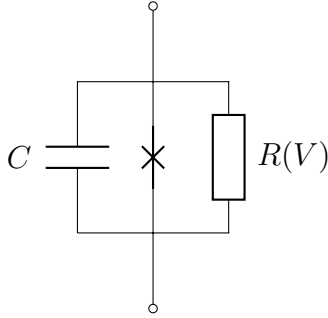


FIGURE 2.6 – Circuit équivalent d'une jonction Josephson dans le modèle RCSJ. La jonction Josephson est représentée par un « $\times$ ».

Dans le contexte du modèle RCSJ, l'équation du courant d'une jonction Josephson est donc :

$$I = I_c \sin \delta + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}. \quad (2.14)$$

En remplaçant V par l'expression de la phase de l'Éq. (2.13) et après quelques changements de variables, on obtient l'équation différentielle adimensionnelle suivante :

$$\frac{I}{I_c} = \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + \frac{1}{\beta_C^{1/2}} \frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta,$$

où $\tau = \omega_p t$ est une variable sans dimension avec $\omega_p = (2eI_c/\hbar C)^{1/2}$, la fréquence plasma de la jonction, et

$$\beta_C = 2\pi \frac{I_c R^2 C}{\Phi_0} = (\omega_p R C)^2$$

est le paramètre de McCumber [138].

Jonctions sur-amorties

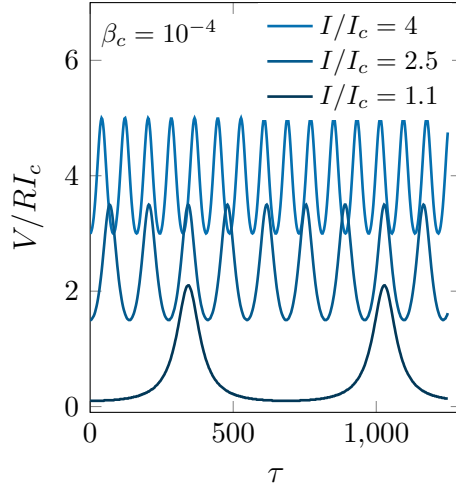
Si $\beta_C \ll 1$, on dit alors que la jonction est sur-amortie et l'Éq. (2.14) se réduit à une équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{I}{I_c} = \frac{1}{\beta_C^{1/2}} \frac{d\delta}{d\tau} + \sin(\delta).$$

Après la résolution de cette équation, on peut trouver la réponse temporelle d'une jonction. La Fig. 2.7 présente la tension en fonction du temps aux bornes d'une jonction Josephson sur-amortie pour $\beta_C = 10^{-4}$ et quelques valeurs de courants de polarisation continu $I > I_c$.

5. RCSJ pour *Resistively and capacitively shunted model*, ou modèle avec shunt résistif et capacitif.

FIGURE 2.7 – Réponse temporelle d'une jonction Josephson sur-amortie ($\beta_c = 10^{-4}$) pour quelques valeurs de courant de polarisation I .



Dans ce régime, le dispositif affiche une réponse oscillante à moyenne non-nulle. On peut montrer que l'expression de cette tension moyennée dans le temps est :

$$\langle V \rangle = R\sqrt{I^2 - I_c^2}. \quad (2.15)$$

Cette équation décrit la caractéristique V-I d'une jonction idéale. Elle correspond à la courbe notée $\Gamma^{-1} = \infty$ sur la Fig. 2.8. Pour autant que l'on considère des signaux en tension ou en courant qui varient lentement face à réponse temporelle de la jonction, il est possible d'utiliser cette relation pour relier la tension continue aux bornes de la jonction et le courant de polarisation.

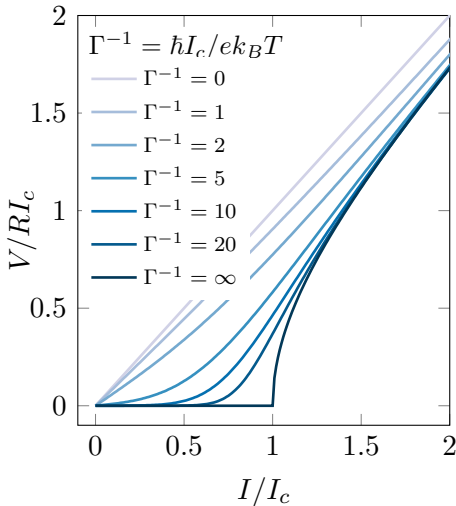


FIGURE 2.8 – Effet de la température sur la réponse d'une jonction sur-amortie. À $T \rightarrow 0$ ($\Gamma^{-1} \rightarrow \infty$), la jonction a un comportement idéal. Les fluctuations thermiques altèrent continuellement la caractéristique de la jonction et elle affiche le comportement d'une résistance linéaire à haute température.

Nous avons pour l'instant négligé l'effet de la température T dans la description de la réponse de la jonction. Pour $T > 0$, le bruit thermique génère un bruit de phase qui tend à détruire la cohérence des paires de Cooper de part et d'autre de la jonction. Le paramètre d'intérêt est le facteur Γ^{-1} qui décrit le rapport entre les énergies du couplage Josephson $\hbar I_c / e$ et l'énergie thermique $k_b T$. Pour la jonction sur-amortie, une élévation de la température a pour effet de « linéariser » la caractéristique V-I. C'est-à-dire que plus la température augmente, et plus le comportement de la jonction se rapproche de celui d'une résistance normale R_N . En pratique, on cherchera à concevoir des jonctions qui maximisent le paramètre Γ^{-1} . Des caractéristiques théoriques V-I en température

pour une jonction sur-amortie sont présentées à la Fig. 2.8. Pour plus d'information à ce sujet, on peut se référer au livre de Barone et Paternò [131].

Jonctions sous-amorties

Brièvement, on peut aussi considérer le cas où $\beta_C \gg 1$, ce qui correspond à une jonction sous-amortie. Ce type de jonctions a un comportement DC hystérétique; la jonction bascule entre un état haut ($V > 0$ V) et un état bas ($V = 0$ V) qui dépend de l'historique des courants appliqués. Pour la mesure de signaux, l'hystérésis rend la réponse de la jonction irreproductible et il s'agit d'un comportement indésirable. Dans la suite de ce manuscrit, nous ne considérerons que des jonctions sur-amorties.

2.2.3 Effet Josephson en présence d'un champ magnétique

Lorsqu'une jonction Josephson étendue de longueur ℓ est plongée dans un champ magnétique, le flux passant à travers la barrière aura pour effet de moduler la phase des paires de Cooper le long de la jonction. La différence de phase entre deux points de la jonction se calcule en intégrant la deuxième équation de Ginzburg-Landau (2.3) sur un parcours C_G et C_D [Fig. 2.9] :

$$\begin{aligned}\theta_{D_a}(x) - \theta_{D_b}(x + dx) &= \frac{2e}{\hbar} \int_{C_D} \left(\vec{A} + \frac{m}{2e^2 n} \vec{J}_s \right) \cdot d\vec{l}, \\ \theta_{G_a}(x) - \theta_{G_b}(x + dx) &= \frac{2e}{\hbar} \int_{C_G} \left(\vec{A} + \frac{m}{2e^2 n} \vec{J}_s \right) \cdot d\vec{l},\end{aligned}$$

où $\vec{A}$ est le vecteur potentiel avec $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B}$ et les indices $G_{a/b}$ et $D_{a/b}$ font référence aux positions de même nom sur la Fig. 2.9.

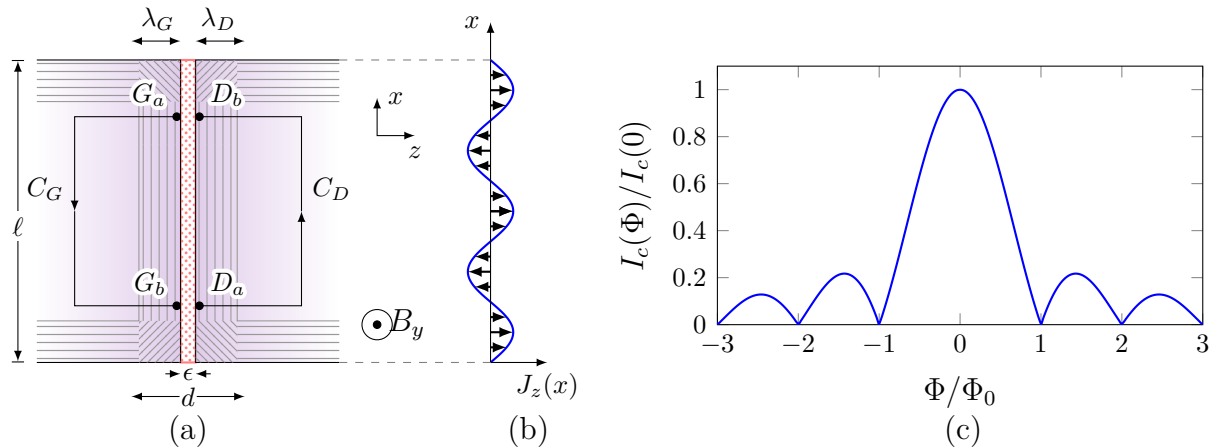


FIGURE 2.9 – Effet Josephson en présence de champ magnétique B_y . (a) Géométrie d'une jonction étendue de longueur ℓ et de largeur ϵ . Un courant d'écrantage supraconducteur circule dans la région hachurée sur une épaisseur λ_G et λ_D , soit les longueurs de pénétration du champ dans le supraconducteur. Du flux magnétique est présent dans la jonction sur une épaisseur $d = \lambda_G + \epsilon + \lambda_D$.

C_G et C_D sont les parcours d'intégration permettant de décrire l'évolution de la phase le long de la jonction. (b) Modulation de la densité de courant le long de la jonction causée par du flux magnétique. Dans l'exemple : $B_y d\ell = 5\Phi_0/2$. (c) Modulation du courant critique de la jonction causée par le flux.

Comme nous l'avons mentionné à la section 2.1.6, pour s'opposer à la pénétration du champ magnétique, les supraconducteurs génèrent un courant d'écrantage supraconducteur sur une épaisseur caractéristique λ_L appelée longueur de pénétration London. Ce courant circule sur les bords du supraconducteur et il est représenté par la zone hachurée sur la Fig. 2.9. Il est possible de choisir les parcours C_G et C_D de telle sorte que les composantes en J_s des intégrales précédentes soient nulles ; ce parcours doit donc être perpendiculaire à J_s dans la zone de pénétration du flux et quelconque au sein du matériau, où $J_s = 0$. Si ces deux conditions sont respectées, alors la différence de phase $\delta(x)$ entre les deux électrodes supraconductrice est :

$$\begin{aligned}\delta(x + dx) - \delta(x) &= [\theta_{G_a}(x + dx) - \theta_{D_b}(x + dx)] - [\theta_{G_b}(x) - \theta_{D_a}(x)] \\ &= \frac{2e}{\hbar} \left[\int_{C_G} \vec{A} \cdot d\vec{l} + \int_{C_D} \vec{A} \cdot d\vec{l} \right] \\ &= \frac{2e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \\ &= \frac{2e}{\hbar} B_y (\lambda_G + \epsilon + \lambda_D) dx,\end{aligned}$$

où on a utilisé la relation $\oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$ et où on a posé pour hypothèse que le champ magnétique $B = B_y$ était uniforme le long de la jonction. Cette équation décrit une dérivée :

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{2e}{\hbar} B_y d \quad \Rightarrow \quad \delta = \frac{2e}{\hbar} B_y dx + \theta_0,$$

où θ_0 est une constante d'intégration et $d = \lambda_G + \lambda_R + \epsilon$.

L'expression de la densité de courant en J_z le long de la jonction est donc :

$$J_z(x) = J_c \sin\left(\frac{2e}{\hbar} dB_y x + \theta_0\right).$$

Cette expression décrit une densité de courant qui se déplace tantôt vers la droite, tantôt vers la gauche, en fonction de la position dans la jonction, comme montré à la Fig. 2.9.b. Il se forme donc des boucles rectangulaires de courant le long de la jonction, chacune renfermant exactement un flux Φ_0 . Ces structures sont appelées vortex Josephson. Le courant supraconducteur I_z qui traverse effectivement la jonction Josephson s'obtient en intégrant cette relation le long de la jonction :

$$I_z(\Phi) = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} J_c \sin\left(\frac{2e}{\hbar} dB_y x + \theta_0\right) dx = I_c \left| \frac{\sin \pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|.$$

La présence d'un champ magnétique traversant la jonction crée un phénomène d'interférences analogue à celui de l'expérience de diffraction d'une fente, ou diffraction de Fraunhofer, et qui a pour effet de limiter l'amplitude du courant supraconducteur traversant la jonction. Il s'agit d'une autre conséquence de la quantification du flux dans les supraconducteurs et cet effet est un trait caractéristique des dispositifs basés sur l'effet Josephson.

Enfin, le développement précédent prend pour hypothèse que le champ magnétique est uniforme le long de la jonction Josephson. Si on considère également le champ magnétique produit par la densité de courant J_z , on peut montrer que la différence de phase $\delta(x)$ est

décrite par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin(\delta) \quad (2.16)$$

avec $\lambda_J^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0(\lambda_G + \epsilon + \lambda_D)J_c},$

où λ_J est la longueur de pénétration Josephson, un paramètre qui dépend de la température à travers λ_G , λ_D et J_c .

Pour une jonction dite courte $\ell \leq 2\lambda_J$, le terme $\sin(\delta)/\lambda_J^2$ de l'Éq. (2.16) est négligeable et on retrouve une phase δ qui évolue linéairement le long de la jonction. La jonction courte correspond au domaine de validité de l'hypothèse du champ magnétique uniforme.

Pour une jonction dite longue $\ell > 2\lambda_J$, le terme $\sin(\delta)/\lambda_J^2$ ne peut plus être négligé. Pour de faibles valeurs de champ magnétique appliqué, le champ magnétique local, la phase δ et la densité de courant J_z subissent alors une atténuation exponentielle à l'intérieur de la jonction. Comme le courant ne circule plus qu'en bordure de la jonction, le courant supraconducteur total I_z qui traverse la jonction est fortement réduit comparativement au courant d'une jonction courte, et ce même en l'absence de champ magnétique extérieur. Pour des valeurs de champ magnétique plus fort, du flux magnétique pénètre le centre de la jonction et il s'établit alors un régime dit de vortex. Contrairement aux vortex Josephson des jonctions courtes, les vortex Josephson des jonctions longues sont bien localisés⁶, ils peuvent piéger des fractions de Φ_0 , et ils sont métastables, c'est-à-dire qu'ils peuvent rester piégés dans la jonction même après que le champ magnétique ait été supprimé, ce qui peut rendre la réponse de la jonction hystérétique.

Au final, les jonctions longues présentent un comportement qui s'écarte de la réponse idéale d'une jonction Josephson et qui est généralement considéré indésirable. Dans le cadre de ce travail, les jonctions furent utilisées dans la limite des jonctions courtes.

6. Les vortex Josephson des jonctions longues affichent un comportement de solitons.

2.3 SQUID-dc

Nous l'avons mentionné en introduction, un SQUID est formé par l'intégration d'au moins une jonction Josephson dans une boucle supraconductrice. Il existe sous plusieurs formes : le SQUID-rf contient une boucle et une jonction ; le SQUID-dc a une boucle et deux jonctions en parallèle [Fig. 2.18.a] ; et il existe aussi le bi-SQUID qui combine SQUID-ac et SQUID-dc avec deux boucles et trois jonctions. Le fonctionnement de tous ces différents dispositifs repose sur un phénomène d'interférences quantiques qui survient entre les courants traversant les branches du SQUID en présence de champ magnétique. Pour la suite de ce manuscrit, nous nous concentrerons principalement sur la description du SQUID-dc, la variété de SQUID la plus répandue en magnétométrie.

2.3.1 Description de la réponse d'un SQUID idéal

On cherche à décrire la réponse en tension d'un SQUID contenant deux jonctions Josephson, tel que présenté schématiquement à la Fig. 2.10. On considère pour l'instant le SQUID idéal, pour lequel son inductance $L = 0$ et sa capacité $C = 0$. Si on impose un courant I dans le SQUID, on peut décrire sa division à travers les deux branches du SQUID à l'aide de la première relation Josephson (Éq. 2.12) :

$$I = I_c (\sin \delta_1 + \sin \delta_2) = 2I_c \cos\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right), \quad (2.17)$$

où δ_1 et δ_2 représentent la différence de phase aux bornes de la première et deuxième jonction, respectivement. L'expression du courant dans le SQUID décrit donc un problème d'interférence.

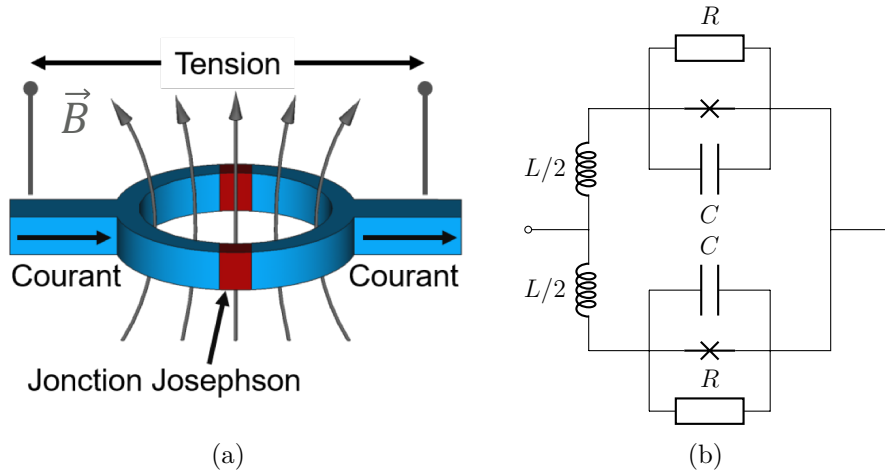


FIGURE 2.10 – (a) Représentation schématique du SQUID-dc et (b) circuit équivalent basé sur le modèle RCSJ.

On peut déterminer la différence de phase $\delta_1 - \delta_2$ en intégrant la phase de la fonction d'onde sur un parcours fermé passant par les électrodes supraconductrices. Il s'agit d'un calcul très similaire aux calculs présentés aux sections 2.1.6 et 2.2.3. Ce calcul reprend notamment l'argument de la phase monovaluée sur un tour complet de la boucle SQUID. Ainsi, nous passerons directement au résultat :

$$\delta_1 - \delta_2 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \mod 2\pi. \quad (2.18)$$

On peut donc réécrire l'Éq. (2.17) en remplaçant l'expression de la phase par l'Éq. (2.18). On obtient :

$$I = 2I_c \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right| \sin \bar{\delta} = I_m(\Phi) \sin \bar{\delta},$$

avec $\bar{\delta} = (\delta_1 + \delta_2)/2$.

Le courant SQUID répond donc lui-même à une équation de type Josephson à la seule différence que l'expression du courant critique I_m est désormais dépendante du flux magnétique Φ qui traverse la boucle SQUID. En conséquence, il est possible de simplifier le circuit équivalent du SQUID [Fig. 2.10.b] et de reprendre le modèle de la simple jonction [Fig. 2.6]. On peut donc directement utiliser la description de la réponse d'une jonction ; il suffit de remplacer l'expression du courant critique par I_m . À partir de l'Éq. (2.15), on décrit la réponse SQUID idéale en fonction du courant de polarisation I et du flux Φ :

$$\langle V(I, \Phi) \rangle = \frac{R}{2} \sqrt{I^2 - \left[2I_c \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right]^2}. \quad (2.19)$$

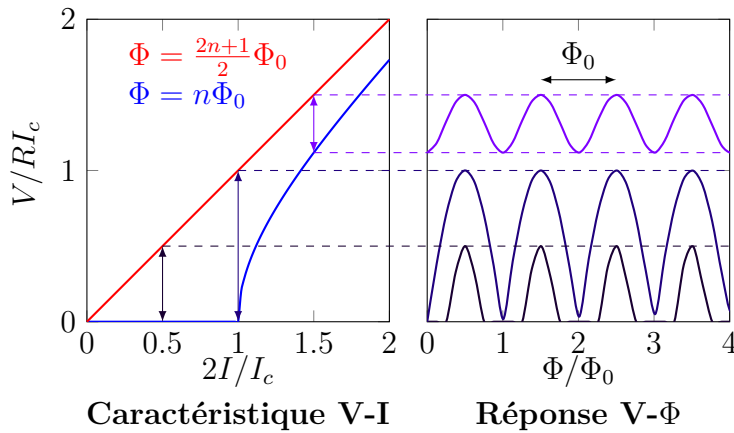


FIGURE 2.11 –
Caractéristique
tension-courant et réponse
tension-flux magnétique du
SQUID idéal ($T \rightarrow 0$ K,
 $C \sim 0$ F, $L \sim 0$ H).

Par abus de langage, pour Φ fixé, on parlera de caractéristique V-I ; pour I fixe, on parlera plutôt de réponses V- Φ (ou V-B). Quelques caractéristiques et réponses sont présentées à la Fig. 2.11. En fonction de Φ , on observe que la caractéristique V-I est déformée continument en partant de la caractéristique purement Josephson en bleu ($\Phi = 0 \bmod \Phi_0$) jusqu'à la caractéristique purement résistive en rouge ($\Phi = \Phi_0/2 \bmod \Phi_0$). On remarque sur la Fig. 2.11 qu'à différents courants de polarisation, les réponses V- Φ présentent un comportement périodique qui reflète l'altération de la caractéristique V-I.

Enfin, si on applique des champs magnétiques suffisamment intenses pour que le flux traversant la barrière de la jonction Josephson ne soit plus négligeable, il faut aussi considérer l'interférence des courants supraconducteurs le long de la jonction. Ce phénomène s'exprime par une double modulation du courant supraconducteur du SQUID en fonction du champ magnétique. La première, à faible période, correspond aux oscillations SQUID et la seconde, à grande période, correspond au Fraunhofer des jonctions Josephson. Cet effet, montré à la Fig. 2.12, fut observé en 1964 dans les tous premiers SQUID-dc par l'équipe de Jacklevic *et al.* [139]

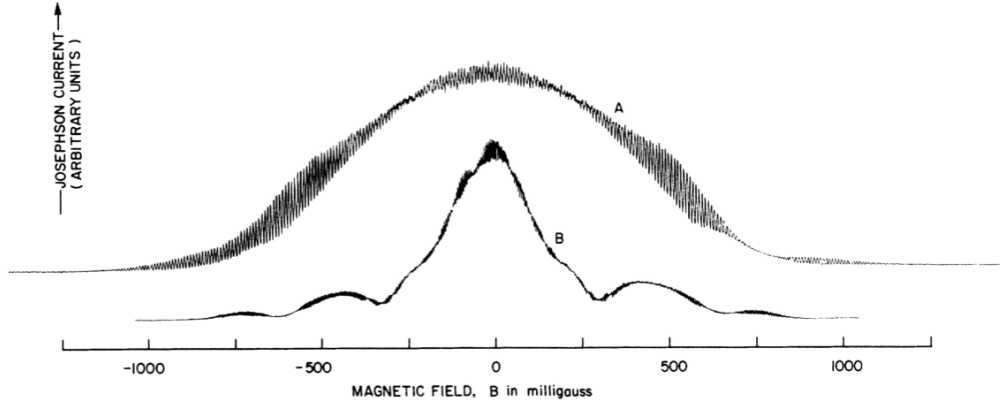


FIGURE 2.12 – Courant Josephson (c.-à-d. supraconducteur) d'un SQUID (A) avec jonctions courtes et (B) avec jonctions longues en fonction du champ magnétique (se référer au paramètre ℓ sur la Fig. 2.9.a). Les oscillations SQUID ont une courte période en champ de ~ 25 pT. La modulation de grande amplitude et longue période provient du Fraunhofer des jonctions. Figure tirée de Jacklevic *et al.* [139]

2.3.2 Effet de l'inductance de boucle SQUID

On considère maintenant l'inductance L du SQUID dans la description de sa réponse. Lorsque $\delta_1 \neq \delta_2$, un courant supraconducteur I_s circule en boucle dans le SQUID :

$$I_s = I_c (\sin \delta_1 - \sin \delta_2) = 2I_c \cos \bar{\delta} \cdot \sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right).$$

Ce courant supraconducteur n'est pas à confondre avec le courant de l'Éq. (2.17). On considère ici la différence de courant qui circule dans les deux branches du SQUID et non plus sa somme.

Ce courant génère alors un flux $\Phi_s = LI_s$ qui s'additionne au flux appliqué Φ_y , si bien que le flux total Φ perçu par le SQUID est :

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_y + \Phi_s}{\Phi_0} = \frac{\Phi_y + LI_s}{\Phi_0} = \frac{\Phi_y}{\Phi_0} + \beta_L \cos \bar{\delta} \cdot \sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \quad (2.20)$$

où $\beta_L = 2LI_c/\Phi_0$ est le paramètre d'écrantage.

Une première remarque est que si $\beta_L > 2/\pi$, alors l'Éq. (2.20) autorise plusieurs valeurs de flux Φ pour un flux appliqué Φ_y donné. Ceci peut induire des effets hystérétiques dans la réponse V-B du SQUID, ce qui est indésirable. Ensuite, on observe que β_L a aussi pour conséquence de rendre la phase $\bar{\delta}$ et le flux total Φ interdépendants. Ceci a pour effet d'altérer l'expression du courant critique I_c . Si $\beta_L > 0$, I_c se détermine par la résolution du problème suivant :

$$I_c(\Phi_y) = \max_{\{\bar{\delta}, \Phi(\Phi_y, \bar{\delta})\}} \left| 2I_c \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \cdot \sin \bar{\delta} \right|, \quad (2.21)$$

sous la contrainte de respecter l'Éq. (2.20). Ce problème peut être résolu numériquement. La Fig. 2.13 présente l'effet de l'inductance sur (a) la réponse V- Φ et sur (b) le flux total Φ en fonction du flux appliqué Φ_y pour quelques valeurs de β_L et après la résolution du problème présenté à l'Éq. 2.21.

Le flux d'écrantage Φ_s généré par le courant de boucle supraconducteur I_s tend à ramener le flux total Φ vers la valeur $n\Phi_0$ la plus proche [Fig. 2.13.b]. Il en résulte une discontinuité de Φ lorsque le flux appliqué Φ_y atteint le demi-quantum de flux $\Phi_0/2 \pmod{\Phi_0}$. Ceci

s'exprime par une réduction de l'amplitude de modulation du courant critique $I_c(\Phi_y)$, ce qui s'observe ultimement par une diminution de l'amplitude de modulation de la réponse $V-\Phi$ du SQUID [Fig. 2.13], et donc aussi de la pente maximale du SQUID. Au final, le paramètre d'écrantage β_L réduit la sensibilité du SQUID. Ce phénomène fut observé par la première fois par Waele en 1969 [140].

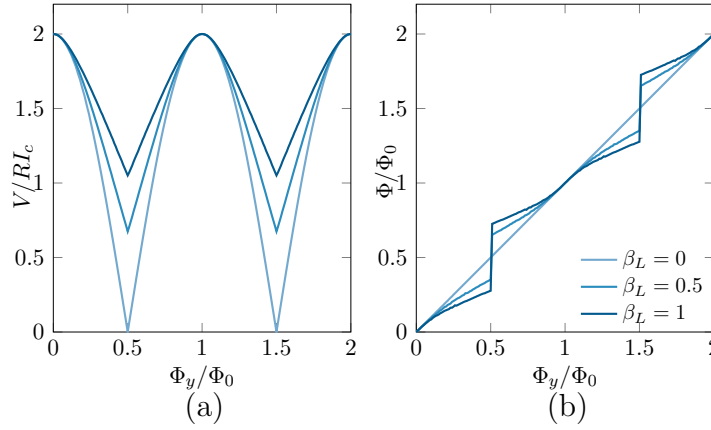


FIGURE 2.13 – Effet de l'inductance (a) sur le courant critique du SQUID et (b) sur le flux total mesuré par le SQUID.

Enfin, mentionnons aussi qu'à température non-nulle, l'inductance du SQUID produira un bruit en flux $\langle \Phi_N^2 \rangle$:

$$\langle \Phi_N^2 \rangle = k_b T L.$$

Si $\langle \Phi_N^2 \rangle^{1/2}$ est supérieur à $\sim \Phi_0/2$, la réponse $V-\Phi$ du SQUID est noyée dans le bruit et perd sa périodicité.

Un traitement plus approfondi de l'effet de β_L , et considérant aussi l'effet de β_C , est présenté dans le livre de Clarke [69].

2.3.3 Contraintes sur les paramètres du SQUID

Comme les sections précédentes le laisse supposer, assurer que la réponse d'un SQUID se rapproche autant que possible de la réponse idéale décrite à l'Éq. (2.19) impose un certain nombre de contraintes sur le choix de ses paramètres dimensionnels et physiques. Dans la littérature [129], on retrouve en générale quatre contraintes. La première porte sur les conditions à respecter pour conserver une réponse de bonne amplitude et éviter les effets d'hystérésis en champ magnétique :

$$\beta_L = \frac{2LI_c}{\Phi_0} \lesssim 1. \quad (2.22)$$

La seconde contrainte porte les conditions à remplir pour ne pas présenter d'hystérésis en tension :

$$\beta_C = 2\pi \frac{I_c R^2 C}{\Phi_0} \lesssim 1. \quad (2.23)$$

Les deux autres contraintes visent à limiter l'impact du bruit thermique sur la réponse SQUID. Notamment, l'énergie de couplage Josephson doit rester supérieure à l'énergie thermique, sans quoi les fluctuations thermiques brisent la cohérence des paires de Cooper

[section 2.2.2]. Il s'agit donc d'une contrainte sur la valeur du courant critique I_c , en pratique [141] :

$$\Gamma^{-1} = \frac{\hbar I_c}{ek_B T} \gtrsim 10. \quad (2.24)$$

La dernière contrainte porte sur le bruit de flux $\langle \Phi_N^2 \rangle = (k_B T L)$ qui doit être inférieure à $(\Phi_0/2)^2$. Ceci impose :

$$L \lesssim \frac{\Phi_0^2}{4k_B T} \quad (2.25)$$

Cette dernière contrainte implique que l'inductance est conditionnée par la température. Pour donner des ordres de grandeur, $4.2 \text{ K} \Rightarrow L < 18 \text{ nH}$ et $70 \text{ K} \Rightarrow L < 1 \text{ nH}$. Comme l'inductance est fortement liée à la géométrie de la boucle SQUID, et notamment à sa surface de boucle S^7 , ceci implique que les SQUID haut- T_c doivent être significativement plus petits que les SQUID bas- T_c .

2.3.4 Seuil de détection du SQUID

Admettant que les quatre conditions précédentes soient satisfaites, on s'intéresse maintenant à déterminer le seuil de détection, d'abord en flux puis en champ magnétique, du magnétomètre SQUID, ce qui implique de connaître sa sensibilité et son niveau de bruit.

Comme il fut mentionné brièvement en introduction, l'utilisation du SQUID pour la mesure de signaux magnétiques repose sur l'exploitation de sa réponse V - Φ à la manière d'un transducteur. Dans ce contexte, le capteur est polarisé en courant I et en flux magnétique Φ à un point de fonctionnement où une faible perturbation en flux engendre une variation maximale de sa réponse en tension. On définit la sensibilité du capteur à partir de son facteur de transfert $\partial_\Phi V$, paramètre qui correspond à la valeur de la pente de la réponse SQUID à son point de fonctionnement⁸. Si on cherche le point de fonctionnement offrant le facteur de transfert maximal, on peut montrer que :

$$\partial_\Phi V = \left| \frac{\partial V}{\partial \Phi} \right| \approx \frac{2I_c R}{\Phi_0} \leq \frac{R}{L} \left[\frac{V}{\text{Wb}} \right].$$

En ce qui concerne le bruit, on considère tout d'abord le bruit thermique. Celui-ci génère une densité spectrale de bruit en tension $\langle V_N^2 \rangle$ aux bornes du SQUID :

$$\langle V_N^2(f) \rangle = 16k_B T R \left[\frac{V^2}{\text{Hz}} \right], \quad (2.26)$$

où f est la fréquence.

À basse fréquence, le niveau de bruit du SQUID est toutefois dominé par le bruit en $1/f$. Ce bruit, dit de scintillation, est principalement dû à des fluctuations du courant critique des jonctions Josephson ainsi qu'aux déplacements aléatoires de vortex d'Abrikosov piégés dans le SQUID ou dans des éléments supraconducteurs à proximité. Mentionnons aussi que ces sources de bruit sont activées thermiquement, ce qui implique que le bruit en $1/f$ est particulièrement important pour les technologies haut- T_c , où il peut être dominant jusqu'à quelques kHz. Quelques astuces de conception et d'utilisation du SQUID permettent néanmoins de réduire significativement l'impact de ces sources de bruit. Par

7. En général, on a la relation suivante entre l'inductance et la surface : $L \propto S^{1/2}$.

8. L'approche inverse est aussi possible, où on polarise le SQUID en tension et mesure une variation de courant. Le facteur de transfert est alors défini comme $\partial_\Phi I$.

exemple, on peut utiliser la géométrie des bandes étroites dans la conception du capteur et faire le refroidissement à champ magnétique nul. Le niveau de bruit en $1/f$ peut alors être négligeable pour des fréquences supérieures au Hz. On peut obtenir davantage d'informations sur ces types de bruit et les méthodes permettant de s'en affranchir dans la littérature [69, 142, 143]. Pour les applications comme la RMN qui utilisent des signaux dont la fréquence est de l'ordre de plusieurs kHz et du MHz, le bruit en $1/f$ peut en général être négligé.

Enfin, sous l'hypothèse que le bruit est principalement d'origine thermique, le seuil de détection du SQUID correspond à son niveau de bruit en flux magnétique $\langle \Phi_N^2(f) \rangle^{1/2}$:

$$\sqrt{\langle \Phi_N^2(f) \rangle} = \frac{\sqrt{\langle V_N^2(f) \rangle}}{\partial_\Phi V} \approx 4L \sqrt{\frac{k_B T}{R}} \left[\frac{\text{Wb}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right].$$

Si on considère un SQUID bas- T_c avec des paramètres typiques ($L \approx 0.1$ nH, $S \approx 64 \times 64 \mu\text{m}^2$, $R \approx 5 \Omega$, $T \approx 4.2$ K et $C \approx 0.7$ pF), on obtient une détectivité en flux d'environ $10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Les meilleurs systèmes atteignent environ $10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Ce seuil de détection lui permet d'avoir une grande résolution en énergie qui est près de la limite physique prévue par la mécanique quantique [129].

Le niveau de bruit en flux magnétique $\sqrt{\langle \Phi_N^2(f) \rangle}$ est un facteur de mérite pertinent pour celui qui conçoit le SQUID car il lui permet d'évaluer les performances du dispositif par rapport à la qualité de sa fabrication et de sa conception sans se préoccuper de son implémentation. Implémentation qui peut dépendre largement de la géométrie de l'expérience dans laquelle le capteur s'insère. Toutefois, en pratique, le critère de performance qui intéresse l'utilisateur du SQUID est son niveau de bruit en champ magnétique $\sqrt{\langle B_N^2(f) \rangle}$, c'est-à-dire son seuil de détection, qui lui doit considérer son implémentation.

SQUID en couplage direct

L'implémentation la plus simple d'un SQUID est sans conteste en couplage direct. Dans la configuration montrée à la Fig. 2.14.a, le flux mesuré par le capteur est simplement $\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$. Le seuil de détection du capteur est alors :

$$\sqrt{\langle \Phi_N^2(f) \rangle} \approx \frac{4L}{S} \sqrt{\frac{k_B T}{R}} \left[\frac{\text{T}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right].$$

Cette relation met bien en évidence le problème d'optimisation qui sous-tend le choix d'une surface de boucle SQUID. Si on reprend l'exemple du SQUID bas- T_c donné précédemment, une surface $S = 4000 \mu\text{m}^2$ mènerait à un seuil de détection de l'ordre du 5 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Un SQUID haut- T_c , qui devrait plutôt avoir des dimensions de l'ordre de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ pour avoir une inductance $L \approx 10$ pH, donnerait une valeur de l'ordre de 500 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$; les SQUID seraient de bien piètres magnétomètres.

En pratique, pour maximiser la quantité de flux passant à travers la surface SQUID sans accroître démesurément son inductance, on conçoit généralement des dispositifs ayant des pistes supraconductrices volontairement larges. Grâce à l'effet Meissner, ils génèrent des courants d'écrantage sur leurs bords qui expulsent un éventuel champ, ce qui permet d'accroître localement l'intensité du champ magnétique dans leur environnement et d'amplifier un signal magnétique. Ils agissent donc comme concentrateurs de flux

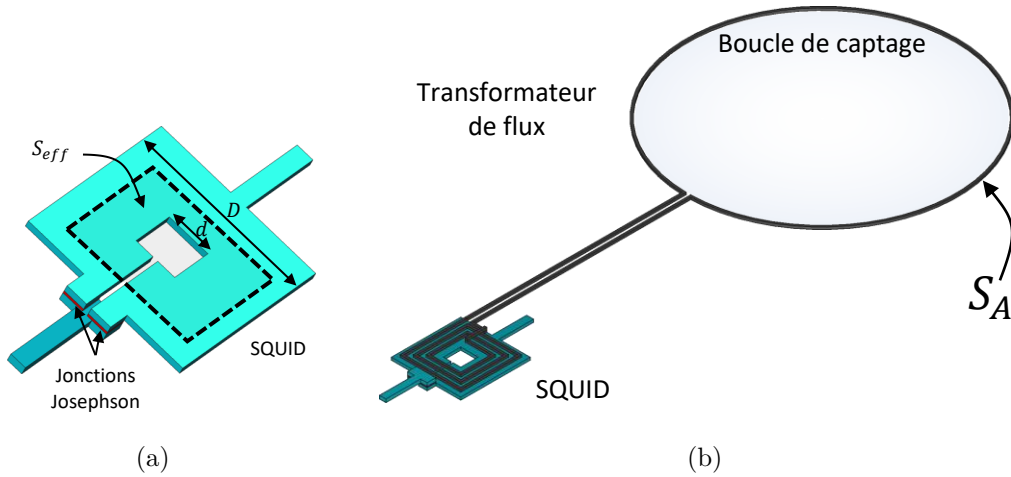


FIGURE 2.14 – Implémentations SQUID (a) en couplage direct et (b) avec transformateur de flux.

supraconducteurs. Dans cette configuration, le SQUID a une surface effective S_{eff} significativement plus grande que sa surface de boucle S . Elle peut s'approximer par [144, 145] :

$$S_{\text{eff}} \approx dD, \quad (2.27)$$

où d est la largeur de la boucle et D est la largeur totale du SQUID [Fig. 2.14.a]. Par exemple, avec $S_{\text{eff}} \approx 0.15 \text{ mm}^2$, une valeur raisonnable pour un capteur SQUID bas- T_c , on trouve des seuils de détection de l'ordre de $30 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

L'implémentation en couplage direct n'est toutefois jamais utilisée telle quelle, car le couplage du SQUID avec le signal magnétique demeure trop faible pour offrir une sensibilité suffisante. Et il existe une autre approche plus efficace.

SQUID avec transformateur de flux

Pour accroître davantage la surface effective SQUID tout en ayant un effet minimal sur son inductance, on aura aussi recours au transformateur de flux supraconducteur. Les transformateurs de flux ont été mentionnés en introduction. Ce sont des boucles fermées qui captent un champ magnétique sur une grande surface – relativement à la surface du SQUID – pour l'acheminer au capteur. La différence entre un concentrateur et un transformateur est donc essentiellement de nature topologique ; le premier ne contient pas de boucles, et le second en contient. Dans la suite de ce manuscrit, l'expression « amplificateur de flux » sera utilisée pour désigner sans distinction ces deux types de dispositifs.

Pour une géométrie comparable à celle présentée à la Fig. 2.14.b, l'évaluation de la surface effective d'un SQUID avec transformateur de flux implique le calcul des inductances et inductances mutuelles des différents composants du circuit magnétique. Sans entrer dans le détail du calcul, pour un transformateur conçu pour maximiser le flux passant par le SQUID, on aura :

$$S_{\text{eff}} \approx \frac{k_{12}}{2} \sqrt{\frac{L_{SQ}}{L_A}} S_A,$$

où S_A et L_A sont la surface et l'inductance de la boucle de captage, L_{SQ} est l'inductance du SQUID et $|k| < 1$ est une constante de couplage entre le SQUID et le transformateur

de flux (en pratique, $k \sim 0.8$ [146]). L'utilisation du transformateur a aussi l'avantage de réduire l'inductance effective de SQUID :

$$L_{\text{SQ,eff}} = \left(1 - \frac{k}{2}\right) L_{\text{SQ}}.$$

Le seuil de détection du SQUID avec transformateur de flux est donc :

$$\sqrt{\langle \Phi_N^2(f) \rangle} \approx \frac{8 \left(\frac{1}{k} - \frac{1}{2}\right) \sqrt{L_{\text{SQ}} L_A}}{S_A} \sqrt{\frac{k_B T}{R}} \left[\frac{\text{T}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right].$$

C'est avec ce type d'implémentation SQUID qu'il est possible d'obtenir les détectivités de l'ordre de $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ présentées en introduction. L'utilisation d'un transformateur de flux - ou d'un concentrateur de flux occupant une fonction similaire - est donc la meilleure approche pour optimiser les performances du SQUID.

SQUID galvanomètre

Enfin, mentionnons rapidement qu'il existe une approche alternative, mais fortement similaire, dite en injection directe ou SQUID galvanomètre. Dans cette configuration, le SQUID est résolument intégré au transformateur de flux. Le flux capté par le transformateur génère alors un courant qui est injecté dans les jonctions Josephson. Ceci mène à une modification du courant de polarisation du SQUID et donc à une variation de la tension de sortie du capteur.

2.3.5 Linéarisation de la réponse SQUID

La réponse SQUID étant Φ_0 -périodique, on peut estimer sa zone de linéarité en champ magnétique B_{lin} , aussi appelée dynamique, par rapport à la période d'une oscillation :

$$B_{\text{lin}} = \frac{V_{pp}}{\partial_B V} \lesssim \frac{1}{S_{\text{eff}}} \frac{\Phi_0}{\pi},$$

où V_{pp} est l'amplitude de modulation de la réponse SQUID.

Toujours en reprenant le même exemple de SQUID bas- T_c , si on lui ajoute maintenant un transformateur de flux ayant une surface de boucle de $\pi \cdot 10^2 \text{ mm}^2$, le capteur aura une surface effective de l'ordre de 6 mm^2 . Au final, la dynamique du SQUID sera au mieux de $B_{\text{lin}} = 100 \text{ pT}$, ce qui est extrêmement faible. Dans le cas du premier SQUID, dont la réponse qui fut présentée à la Fig. 2.12, cette dynamique était plutôt de l'ordre de 10 pT .

L'accroissement du facteur de transfert du capteur $\partial_B V$ via l'augmentation de sa surface effective a aussi pour effet collatéral de réduire fortement sa dynamique B_{lin} . Dans ces conditions, même pour la mesure de signaux d'IRM infinitésimaux, la réponse SQUID est inutilisable. Le problème principal vient de l'extrême sensibilité du capteur à des perturbations magnétiques lorsqu'il est à son point de fonctionnement. Ces perturbations, de nature aléatoire, proviennent de l'environnement du capteur.

Pour être exploitable, les SQUID sont donc utilisés derrière un écran magnétique et un asservissement est mis en place pour fixer leur point de fonctionnement en champ magnétique à une valeur B_b . Le système réalisant cette tâche s'appelle une boucle à verrouillage de flux. La Fig. 2.15 présente un exemple rudimentaire d'un SQUID avec transformateur de flux et boucle d'asservissement. De manière générale, ces systèmes peuvent intégrer

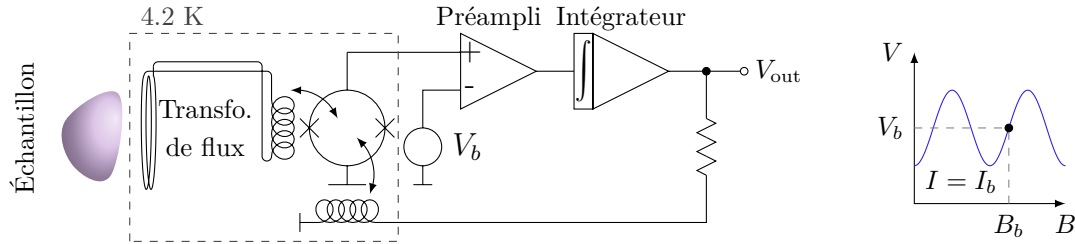


FIGURE 2.15 – Fonctionnement schématique du SQUID avec boucle à verrouillage de flux et transformateur de flux. À droite, on rappelle la réponse périodique du SQUID et la définition de son point de fonctionnement où il est polarisé en champ magnétique et en courant.

une électronique très avancée, on peut consulter le système à 100 MHz mis au point par Drung *et al.* [84] pour s'en convaincre, mais leur principe de fonctionnement demeure relativement simple.

Pour fonctionner, une boucle à verrouillage de flux a besoin de trois composants électroniques essentiels : un préamplificateur, un intégrateur et une bobine couplée magnétiquement au SQUID. Il faut aussi une consigne en tension V_b telle que $V_b = V(I_b, B_b)$, où (I_b, B_b) est le point de fonctionnement auquel on souhaite asservir le SQUID. Sous l'effet d'une perturbation magnétique captée par le transformateur de flux ou directement par le SQUID, le flux total perçu par le SQUID sera altéré, ce qui entraînera une modification de la tension V à ses bornes. Cette modification de la tension génère alors une erreur sur la consigne en tension V_b du préamplificateur. Le préampli amplifie cette erreur qui est maintenant intégrée par l'intégrateur. En réponse à ce signal, l'intégrateur modifie sa tension de sortie, et donc le courant qui traverse la bobine de polarisation du SQUID. Au final, cette bobine génère une nouvelle valeur de champ venant opposer parfaitement la variation de flux causée par la perturbation magnétique initiale. Si la boucle à verrouillage de flux fait bien son travail, le SQUID ne perçoit alors qu'un champ magnétique statique.

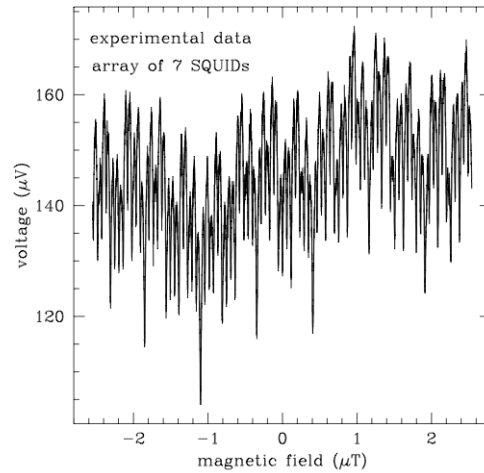
Il faut remarquer que dans cette configuration, le signal qui est effectivement mesuré n'est plus celui du SQUID, mais bien celui qui est généré à la sortie de l'intégrateur, soit V_{out} . Idéalement, cette réponse intègre avec le même facteur de transfert toutes les contributions passées des signaux et perturbations magnétiques ayant affecté le SQUID. La boucle à verrouillage de flux a donc pour conséquence de linéariser la réponse SQUID. Pour une description plus précise du fonctionnement et des différentes implémentations de la boucle à verrouillage de flux, on consultera une littérature abondante qui traite du sujet en profondeur [67, 69, 71, 147, 148].

Hélas, le comportement des boucles à verrouillage de flux n'est pas toujours idéal et il arrive souvent qu'elles soient défaillantes. La périodicité de la réponse SQUID en est généralement la cause, car elle implique que la boucle d'asservissement est incapable de distinguer deux valeurs de champ magnétique offrant la même tension de sortie. Ceci s'observe par l'apparition d'un bruit télégraphique dans la réponse V_{out} du système. Si une perturbation modifie trop rapidement le flux perçu par le SQUID, la boucle d'asservissement n'aura pas le temps de réagir. Ceci est dû à la bande passante limitée de l'électronique de la boucle à verrouillage de flux. Le SQUID risque alors de se retrouver verrouillé à un nouveau point de polarisation en champ magnétique B'_b . L'effet de ce saut discret en champ sera de créer un saut de la tension V_{out} . La boucle à verrouillage de flux, même si elle rend la réponse SQUID exploitable, est donc la source de nombreux artefacts de mesure.

2.4 SQIF

La dernière technologie Josephson que nous abordons est le SQIF. Comme il fut mentionné en introduction, les SQIF sont des réseaux de SQUID, c'est-à-dire des réseaux de jonctions Josephson, ayant des surfaces de boucles de tailles variables. Historiquement, c'est à l'équipe de Carelli *et al.* [107] que l'on doit la fabrication du premier SQIF en 1997. Ce dispositif pionnier consistait en un réseau 1D-série de 7 SQUID. Les surfaces de chaque SQUID furent choisies de manière à correspondre aux termes d'une série géométrique de raison $1/3$ ⁹. On peut voir la réponse de ce dispositif à la Fig. 2.16. Les chercheurs observèrent que l'association de ces SQUID en réseau avait pour conséquence de briser la périodicité de la réponse SQUID. De plus, cette réponse montrait notamment un minimum global à champ magnétique nul (au champ magnétique extérieur près), minimum global qui prenait la forme d'un antipic dont l'amplitude augmentait avec le nombre de SQUID en série. Peu de temps après, en 2001, un premier SQIF 1D-parallèle de 30 SQUID fut produit par Oppenländer *et al.* [103, 104]. Ce SQIF présentait aussi une réponse non-périodique avec un antipic à champ nul. Toutefois, le nombre de boucles SQUID n'influait plus l'amplitude de l'antipic, mais affinait plutôt sa largeur à mi-hauteur. Enfin, en 2003 vint le premier réseau bidimensionnel [120] qui permettait de combiner les avantages des deux types de SQIF, soit un antipic affiné et d'amplitude accrue.

FIGURE 2.16 – Réponse expérimentale du premier SQIF qui contenait 7 SQUID en série. Le SQIF présente un minimum global à $-1.1 \mu\text{T}$ – et non pas à champ nul – provenant d'un faible champ magnétique extérieur. Figure tirée de Carelli *et al.* [107].



2.4.1 Principe de fonctionnement

On doit le traitement théorique de la réponse V-B des SQIF principalement à Häussler et Oppenländer du Laboratoire de physique théorique de l'Université Eberhard Karl de Tübingen [101, 102, 105, 106, 120]. Tout comme pour le SQUID, la description du SQIF utilise les équations développées dans le cadre du modèle RCSJ. Ainsi, pour un SQIF contenant N boucles et M jonctions, le courant I_m traversant la jonction m est :

$$I_m = I_{c,m} \sin(\delta_m) + \frac{\hbar}{2eR_m} \frac{\partial \delta_m}{\partial t} + \frac{\hbar C_m}{2e} \frac{\partial^2 \delta_m}{\partial t^2},$$

9. C'est-à-dire que si S_n est la surface du $n^{\text{ième}}$ SQUID, alors $S_n = S_1/3^{n-1}$.

où δ_m est la différence de la phase des paires de Cooper aux bornes de la $m^{\text{ième}}$ jonction. Pour sa part, le flux magnétique Φ_n traversant la boucle n de surface S_n est :

$$\Phi_n = \vec{S}_n \cdot \vec{B} + \vec{e}_n \cdot \mathbf{L} \cdot \vec{I},$$

où $\vec{e}_n$ est un vecteur unitaire tel que ses composantes $e_i = 0$ si $i \neq n$ et $e_i = 1$ si $i = n$, $\mathbf{L}$ est la matrice d'inductances décrivant tous les couplages inductifs du réseau et $\vec{I} = (I_1, \dots, I_M)$ décrit la distribution des courants dans le réseau.

Pour trouver une relation analytique décrivant la caractéristique V-I du SQIF, il est nécessaire de reprendre les deux mêmes hypothèses que lors du traitement du SQUID : (1) les jonctions sont supposées sur-amorties et $\beta_C \rightarrow 0 \Rightarrow C_m \approx 0 \forall m$, et (2) on néglige les couplages inductifs du circuit et $\mathbf{L} = 0$. Enfin, par simplicité, on prend aussi pour hypothèse que les jonctions sont identiques et $R_m = R$, $C_m = C$ et $I_{c,m} = I_c$.

2.4.2 Réseau 1D-série

L'architecture de réseau la plus simple est celle du SQIF 1D-série. En considérant les hypothèses précédentes, la réponse collective du dispositif $\langle V(\vec{B}) \rangle$ suit la loi des mailles et n'est plus que la somme des réponses individuelles $\langle V_n(\vec{B}) \rangle$ des N SQUID :

$$\langle V(\vec{B}) \rangle = \sum_{n=1}^N \langle V_n(\vec{B}) \rangle = \sum_{n=1}^N \frac{R}{2} \sqrt{I^2 - \left[2I_c \cos\left(\pi \frac{\Phi_n}{\Phi_0}\right) \right]^2}, \quad (2.28)$$

où $\Phi_n = \vec{S}_n \cdot \vec{B}$ et I est le courant de polarisation du SQIF.

Si la distribution des surfaces $\vec{S}_n$ est non-identique, alors la réponse collective du réseau est une somme de réponses présentant des périodes différentes. Ceci a deux conséquences. (1) La réponse globale n'est plus périodique¹⁰, et (2) la phase des termes en cosinus de l'Éq. 2.28 n'est cohérente qu'en $B = 0$, ce qui explique la présence d'un minimum global appelé antipic à champ magnétique nul.

Le choix de la distribution de surfaces utilisée dans la conception du SQIF revêt donc une grande importance, car c'est elle qui façonne la réponse globale du réseau. Il existe d'ailleurs toute une « zoologie » du SQIF basée sur les distributions de surfaces. Par exemple, Haussler *et al.* [102] se sont intéressés au cas des réseaux dits arithmétiques, où $S_n = n/N \cdot S_{\max}$ avec $S_{\max}$ étant la plus grande surface SQUID du réseau. À travers des simulations, les auteurs ont montré que l'amplitude de modulation de l'antipic SQIF était proportionnelle au nombre N de SQUID dans le réseau. Ils se sont aussi intéressés aux effets de la capacité des jonctions ($\beta_C > 0$) et des inductions de boucle ($\mathbf{L} \neq 0$). Les auteurs ont observé que la valeur en tension du minimum de l'antipic augmente avec β_C mais est peu sensible à $\mathbf{L}$. Inversement, la valeur en tension du maximum de l'antipic est peu sensible à β_C mais diminue avec $\mathbf{L}$. En résumé, ces deux paramètres ont pour effet de diminuer l'amplitude et donc les pentes de l'antipic SQIF. Les principaux résultats des auteurs sont montrés à la Fig. 2.17. Les conclusions de cet article, bien qu'elles portent sur le SQIF arithmétique, peuvent être étendues à tous types de SQIF 1D-série.

On s'intéresse maintenant au seuil de détection du SQIF 1D-série. Rappelons que l'exploitation de la réponse SQIF est identique à celle du SQUID ; le SQIF est polarisé

10. En toute rigueur mathématique, pour que cette affirmation soit vraie, il faut choisir une distribution de surfaces telle qu'il n'existe pas de plus petit commun dénominateur entre elles. En pratique, l'incertitude sur les dimensions des surfaces lors de la fabrication du SQIF permet de briser la périodicité à longue distance en champ, peu importe la distribution.

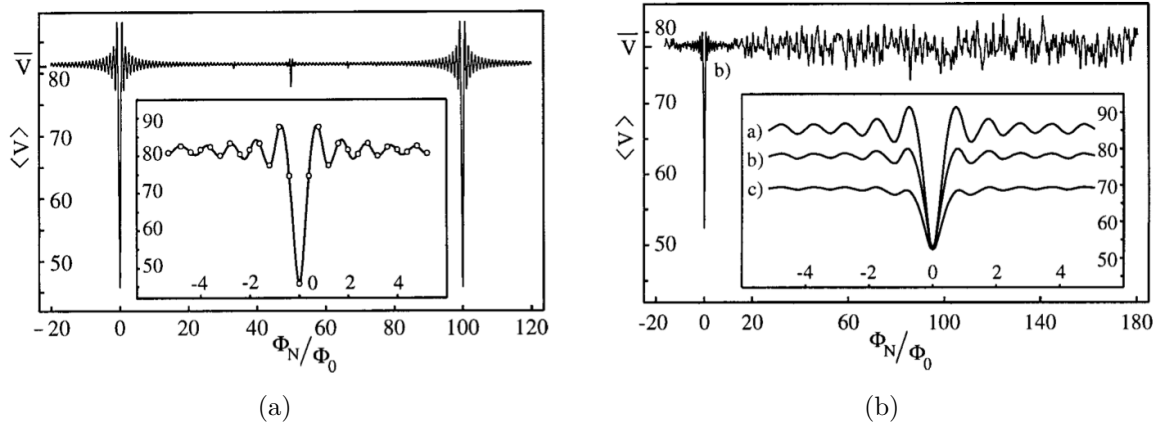


FIGURE 2.17 – Réponses $\langle V \rangle$ simulées pour un SQIF 1D-série à $N = 100$ SQUID et distribution de surfaces de type arithmétique. Le courant de polarisation est $I = 2.2I_c$. (a) Réponse idéale avec $\beta_L = \beta_C = 0$. Les surfaces ayant un plus petit commun dénominateur, la réponse est périodique pour $\Phi = N\Phi_N/\Phi_0$. (b) Réponse simulée non-idéale avec $\beta_C = 0.5$, $\beta_{L,\max} = 0.3$ et fluctuations aléatoires des surfaces de boucles. Les fluctuations brisent la périodicité à grande échelle de la réponse. L'encadré met en évidence l'impact de $\beta_{L,\max}$: a) $\beta_{L,\max} = 0$; b) $\beta_{L,\max} = 0.3$; c) $\beta_{L,\max} = 0.7$. Figures tirées de Haussler *et al.* [102]

en champ magnétique et en courant à son point de pente maximale, c'est-à-dire le point de fonctionnement offrant le plus grand facteur de transfert $\partial_B V$. Étant donné la forte dépendance de $\partial_B V$ envers le choix de distribution de surfaces SQUID, il n'est pas possible de tirer de loi générale décrivant le facteur de transfert, sinon qu'il devrait être égal à N fois celui d'un SQUID « moyen » représentatif de la distribution choisie. Pour ce qui est de la densité spectrale de bruit en tension $\langle V_N^2 \rangle$, dans la limite des inductances négligeables, elle suit la relation suivante [105] :

$$\langle V_N^2(f) \rangle = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2I_c}{I} \right)^2 \right] \frac{4k_b T R_D^2}{R} (2N), \quad (2.29)$$

où R_D est la résistance dynamique du SQIF à son point de pente maximale. En utilisant des valeurs de paramètres typiques des SQUID, ($R_D \approx 1.1R$, $I \approx 2.2I_c$, $N = 1$), on obtient effectivement $\langle V_N^2(f) \rangle \approx (16k_b T R)$, c'est-à-dire l'expression du bruit thermique d'un SQUID unique [Éq. (2.26)].

Le niveau de bruit en champ $\sqrt{\langle B_N^2 \rangle}$ du capteur suit la relation suivante :

$$\sqrt{\langle B_N^2(f) \rangle} = \frac{\sqrt{\langle V_N^2(f) \rangle}}{\partial_B V} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (2.30)$$

2.4.3 Réseau 1D-parallèle

Le cas des réseaux 1D-parallèle est plus complexe, car toutes les jonctions Josephson du réseau sont alors interdépendantes par la condition de quantification de flux :

$$\delta_{m+1} - \delta_m = \frac{2\pi\Phi_n}{\Phi_0} \mod 2\pi$$

où Φ_n correspond au flux traversant la surface de boucle entre les jonctions m et $(m+1)$.

Si $\mathbf{L} = 0$, il est toutefois possible de résoudre le problème des M jonctions couplées en remarquant que la phase de toutes les jonctions de réseau peut se déduire de la connaissance de l'état de l'une seule d'entre elles. Il s'agit du modèle de la jonction Josephson virtuelle unique [101]. Sans entrer dans le détail, la solution du problème fait intervenir le facteur de structure $S(\vec{B})$:

$$S(\vec{B}) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \exp \left[i \sum_{n=0}^{m-1} \frac{2\pi\Phi_n}{\Phi_0} \right], \quad (2.31)$$

avec $\Phi_{n=0} = 0$. La tension moyenne aux bornes du SQIF est définie par :

$$\langle V(\vec{B}) \rangle = \frac{R}{N} \sqrt{I^2 - (NI_c)^2 |S(\vec{B})|^2}. \quad (2.32)$$

Quelques remarques s'imposent : (1) la résistance équivalente du réseau diminue en $1/N$; (2) l'amplitude de modulation de la réponse en tension reste constante, car le courant de polarisation I est multiplié par N et que $|S_N| \leq 1$; et (3) le cas particulier $(N, M) = (1 \text{ boucle}, 2 \text{ jonctions})$ décrit effectivement un SQUID-dc. Le facteur de structure permet donc de généraliser le concept d'interférences SQUID.

La relation qu'entretient le facteur de transfert avec la distribution des surfaces du réseau est toutefois beaucoup plus complexe à interpréter que dans le cas du SQUID 1D-série. Il est donc instructif d'étudier un cas simple : le SQIF 1D-parallèle régulier, où les surfaces sont égales. Dans ce cas, le facteur de structure prend l'expression suivante :

$$S(\vec{B}) = \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} N\right)}{N \sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)} \exp \left[i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} (N-1) \right].$$

En insérant l'expression de ce facteur de structure dans l'Éq. (2.32), on remarque que la réponse d'un tel réseau est périodique en Φ_0 et qu'elle converge vers l'expression d'un peigne de Dirac dont les dents s'affinent en $1/M$ en conservant la même amplitude. L'ajout de plusieurs jonctions en parallèle a donc pour effet de réduire la largeur à mi-hauteur des oscillations SQUID. On montre un exemple de réponse théorique d'un tel SQIF à la Fig. 2.18.a.

Un autre cas particulier est celui des réseaux dits gaussiens. Dans ce type de SQIF, les surfaces sont réparties telles que $\vec{S}_n = (2n-1)\vec{S}_1$, conduisant au facteur de structure :

$$S(\vec{B}) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \exp \left[i2\pi \frac{\Phi_1}{\Phi_0} m^2 \right],$$

qui prend l'expression analytique d'une Gaussienne. Comparativement au réseau régulier, le réseau gaussien ne présente plus la périodicité en Φ_0 . Il conserve néanmoins la finesse de l'antipic à champ nul. Les surfaces ayant toujours un plus petit commun dénominateur, une périodicité à grande échelle en $(2N-3)\Phi_0$ persiste.

Les réseaux 1D-parallèles réguliers et gaussiens furent étudiés théoriquement par Oppenlander *et al.* [101] Leurs résultats principaux sont montrés à la Fig. 2.18. Les auteurs ont aussi simulé l'effet de l'inductance $\mathbf{L} \geq 0$ sur le réseau gaussien. Tout comme dans le cas des SQIF 1D-série, une inductance $\mathbf{L}$ accrue a pour conséquence de réduire la position en tension du maximum de l'antipic SQIF. De plus, ce maximum apparaît pour des champs magnétiques plus élevés. L'inductance a pour conséquence de réduire l'amplitude et d'élargir le pic SQIF, deux effets qui réduisent le facteur de transfert $\partial_B V$ du SQIF.

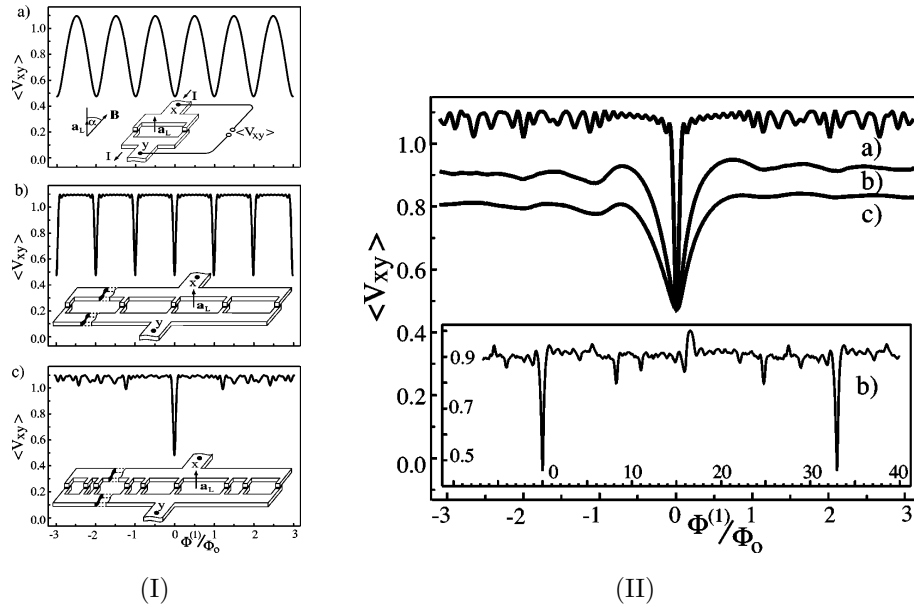
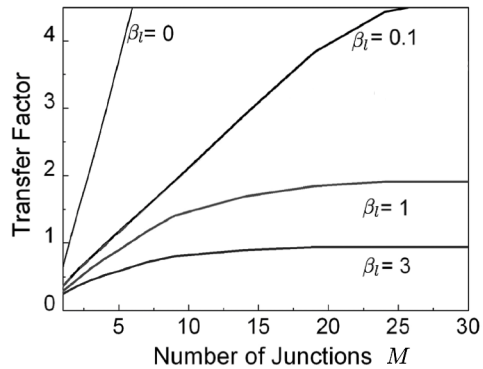


FIGURE 2.18 – Réponses simulées de SQIF 1D-parallèle à N jonctions. (I) Comparaison entre les réponses idéales (c.-à-d. $L = 0$, $C = 0$) (a) d'un SQUID-dc à $N = 2$, (b) d'un SQIF régulier à $N = 10$ et (c) d'un SQIF gaussien à $N = 17$. (II) SQIF gaussien non-idéal ($\beta_L > 0$, $C = 0$) à $N = 17$ boucles. a) $\beta_L = 0$; b) $\beta_L = 0.3$; c) $\beta_L = 0.7$. L'encadré permet de voir une réponse sur une plus grande plage de champs magnétiques. On remarque l'asymétrie dans la réponse. Figures tirées de Oppenlander *et al.* [101]

FIGURE 2.19 – Effet du paramètre β_L sur le facteur de transfert $\partial_B V$ d'un SQIF en fonction du nombre de jonctions en parallèle M . β_L diminue à la fois la valeur de la constante de proportionnalité entre M et $\partial_B V$ et réduit le point de saturation de $\partial_B V$.
Figure tirée de [118].



Dans un article de 2009, Kornev *et al.* [118] ont étudié plus en profondeur les lois d'échelle décrivant l'influence de l'inductance et du nombre de jonctions M sur le facteur de transfert du SQIF 1D-parallèle. La Fig. 2.19 présente les résultats de leurs travaux. D'une part, l'inductance a pour conséquence de réduire le gain associé à l'ajout d'une $(M + 1)^{\text{ième}}$ jonction. La loi d'échelle reste donc linéaire en M , mais avec une pente initiale plus faible. Ce résultat est cohérent avec les observations de Oppenlander [Fig. 2.18]. D'autre part, l'inductance cause une saturation du facteur de transfert lorsque le nombre de jonctions en parallèle devient grand. Dans ce régime, la loi d'échelle n'est plus linéaire et accroître le nombre de jonctions n'a plus aucun effet sur la sensibilité du capteur.

Le SQIF 1D-parallèle est donc particulièrement vulnérable à l'inductance de ses boucles. Le problème est essentiellement le même que celui qui fut présenté à la section 2.3.2; des courants supraconducteurs circulant dans le réseau ont pour effet d'écranter

le champ magnétique. L'effet est particulièrement important au centre du réseau, où les jonctions ne réagissent plus.

Mentionnons aussi que le courant de polarisation des SQIF 1D-parallèle est particulièrement fort, en pratique $I \sim MI_c$. La distribution spatiale de ce courant dans le réseau de jonctions crée alors un champ magnétique continu inhomogène qui a pour effet de polariser chaque boucle SQUID à une valeur différente en champ magnétique. Au final, ceci induit une asymétrie dans la réponse SQIF et translate légèrement la position de l'antipic SQIF. On peut observer cet effet à la Fig. 2.18.II.

Pour ce qui est du seuil de détection du SQIF 1D-parallèle, tout comme pour le SQIF 1D-série il est difficile de décrire une loi de sensibilité générale, car celle-ci est très fortement influencée par la sélection de la distribution de surfaces dans le réseau. Nous procéderons de la même manière que pour l'étude du SQIF 1D-série et considéreront une loi d'échelle $\partial_B V \propto M$.

Le niveau de bruit thermique est donné par :

$$\langle V_N^2(f) \rangle = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{MI_c}{I} \right)^2 \right] \frac{4k_b T R_D^2}{R} M.$$

La loi d'échelle de la détectivité SQIF est donc :

$$\sqrt{\langle B_N^2(f) \rangle} = \frac{\sqrt{\langle V_N^2(f) \rangle}}{\partial_B V} \propto \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (2.33)$$

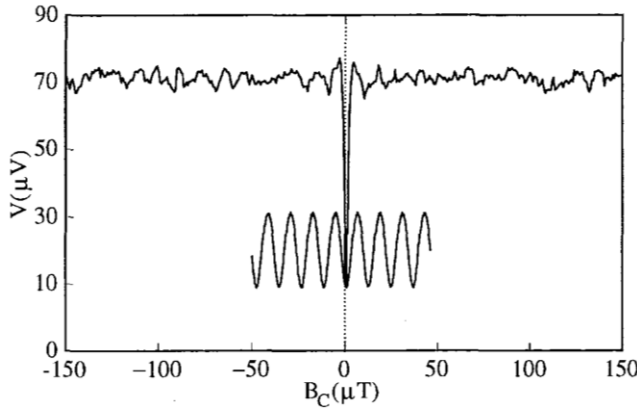


FIGURE 2.20 – Réponses expérimentales d'un SQIF 1D-parallèle à 30 jonctions et d'un SQUID. Figure tirée de Oppenlander *et al.* [104]

À la Fig. 2.20, on présente la réponse du premier SQIF bas- T_c 1D-parallèle à 30 jonctions fabriqué par Oppenlander *et al.* en 2001. La distribution exacte des surfaces n'est pas précisée, mais elles furent choisies entre $30 \mu\text{m}^2$ et $166 \mu\text{m}^2$. L'antipic présente une légère asymétrie et n'est pas centré exactement en zéro. Il s'agit de l'effet de la distribution de courant dans le réseau, tel que discuté précédemment.

Les auteurs comparent cette réponse à celle d'un SQUID de $166 \mu\text{m}^2$, soit la plus grande surface du réseau. Les propriétés physiques de ces réponses sont résumées dans le Tableau 2.1, c'est-à-dire la largeur, l'amplitude et le facteur de transfert de l'antipic et des oscillations SQUID. Théoriquement, l'antipic SQIF devrait être 8 fois plus étroit qu'une oscillation SQIF. Expérimentalement, l'antipic est plutôt 6 fois plus fin. Les auteurs attribuent cet écart à l'effet de l'inductance du SQIF. On remarque aussi que l'antipic a une amplitude plus de deux fois plus grande que l'oscillation SQUID. Cette fois, ce serait l'effet de l'inductance du SQUID qui serait en cause, tel que présenté à la section 2.3.2.

Le SQIF, bien qu'il contienne certaines surfaces de taille égale à celle du SQUID, serait moins vulnérable à l'impact de l'inductance sur l'amplitude de modulation du pic. Enfin, mentionnons que le SQIF a un facteur de transfert 20 fois plus élevé que le SQUID. En prenant en compte le nombre de jonctions dans les deux dispositifs, le SQIF devrait donc avoir un seuil de détection $20/\sqrt{30/2} \approx 5.3$ fois plus faible. Il serait donc plus sensible.

Tableau 2.1 – Comparaison des réponses expérimentales d'un SQUID, d'un SQIF 1D-parallèle, et d'un SQIF 2D. Valeurs tirées de Oppenlander *et al.* [104, 120].

	Géométrie [para $\times$ serie]	Surface [μm^2]	Amplitude [μV]	Largeur [μT]	Facteur de transfert [V/T]
SQUID-dc	2×1	166	20	11	10
SQIF 1D-para	30×1	30,...,166	70	1.8	200
SQIF 2D	30×10	30,...,166	730	1.7	15000

2.4.4 Réseau 2D

La dernière architecture que nous aborderons est le SQIF 2D, qui peut être vu comme un ensemble de SQIF 1D-parallèles branchés en série. Toujours dans la limite des inductances négligeables, on cherche à décrire la réponse d'un SQIF à $M \times N$ jonctions (M en parallèle ; N en série). Cette approche suppose que chaque SQIF en parallèle contienne le même nombre de jonctions. On peut alors associer un facteur de structure $S_n(\vec{B})$ au $n^{\text{ième}}$ SQIF du réseau. Soit :

$$S_n(\vec{B}) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \exp \left[i2\pi \sum_{k=0}^{m-1} \frac{\Phi_{n,k}}{\Phi_0} \right],$$

avec $\Phi_{m,k=0} = 0 \forall (n, m)$.

La réponse globale du SQIF 2D est alors :

$$\langle V(\vec{B}) \rangle = \sum_{n=1}^N R_n \sqrt{I^2 - (MI_c)^2 |S_n(\vec{B})|^2}$$

Pour ce qui est des lois d'échelle en sensibilité et en bruit, le facteur de transfert du SQIF $\partial_B V$ devrait donc être proportionnel au produit $M \times N$ et le bruit thermique est donné par :

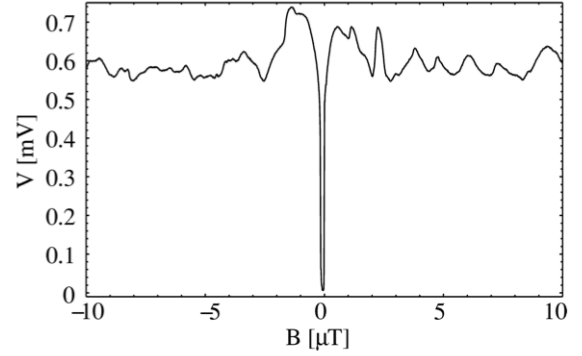
$$\langle V_N^2(f) \rangle = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{MI_c}{I} \right)^2 \right] \frac{4k_b T R_D^2}{R} MN.$$

La sensibilité théorique en champ magnétique du SQIF 2D est alors :

$$\sqrt{\langle B_N^2(f) \rangle} = \frac{\sqrt{\langle V_N^2(f) \rangle}}{\partial_B V} \propto \frac{1}{\sqrt{NM}}. \quad (2.34)$$

À la Fig. 2.21, on présente un exemple de SQIF bas- T_c 2D conçu par Oppenlander *et al.* [120] en 2003. Ce SQIF a été conçu en reproduisant 10 fois le design du SQIF 1D-parallèle dont la réponse fut présentée à la Fig. 2.20 et il contient donc 30×10 jonctions. Les propriétés de l'antipic sont présentées dans le Tableau 2.1. On remarque que le SQIF 2D respecte assez bien les lois d'échelle présentées plus tôt. Notamment, son amplitude est environ 10 fois supérieure à celle du SQIF 1D-parallèle et il conserve la même largeur

FIGURE 2.21 – Réponse expérimentale d'un SQIF 2D de 30×10 jonctions. Figures obtenues depuis Oppenlander *et al.* [120]



et forme d'antipic. La pente est multipliée par 7.5, ce qui est toutefois inférieur au facteur 10 théorique. Les auteurs attribuent cette baisse des performances à l'inductance accrue du SQIF 2D. Le seuil de détection du SQIF 2D serait $7.5/\sqrt{300/30} \approx 2.4$ fois plus faible que pour le SQIF 1D-parallèle, et donc près de 13 fois plus faible que pour le SQUID unique. Les auteurs estiment que leur capteur a une détectivité de $25 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Il s'agit d'une valeur comparable à ce qui peut être obtenu avec les meilleurs SQUID bas- T_c en couplage direct.

2.4.5 Implémentations SQIF

Nous avons présenté les différentes lois d'échelle décrivant le seuil de détection des SQIF. De manière générale, ces lois sont assez bien respectées par les différentes architectures SQIF [106, 108, 123, 127, 149] tant que l'inductance des boucles et que les couplages inductifs au sein du réseau restent faibles.

Pour accroître la sensibilité des SQIF via l'augmentation de leur facteur de transfert, les mêmes astuces que celles qui furent présentées pour les SQUID peuvent être mise en oeuvre. Le SQIF peut donc être couplé à un transformateur de flux et/ou à un concentrateur de flux supraconducteur. Ceci aura pour effet d'accroître la surface effective des boucles du SQIF sans pour autant augmenter dramatiquement leur inductance. Cette approche est assez courante dans la littérature [110, 113, 114, 150, 151].

Il existe tout de même certaines spécificités à la conception des SQIF qui les distinguent des SQUID. Contrairement aux SQUID qui ont une impédance fixée par la technologie de fabrication et la géométrie des jonctions Josephson, les SQIF ont une résistance équivalente R_{eq} qu'il est possible de choisir en fixant le nombre de jonctions en série N et en parallèle M dans le réseau :

$$R_{\text{eq}} = \frac{N}{M} R.$$

Ceci offre une plus grande flexibilité dans le choix de l'impédance du capteur et peut permettre, en théorie, de simplifier son adaptation à un préamplificateur.

Une autre spécificité du SQIF est de permettre l'ingénierie de la réponse V-B via le choix d'une architecture et d'une distribution de surfaces de boucles. Par exemple, dans le cas des SQIF 1D-série, on remarque que l'antipic SQIF [Éq. 2.28] peut facilement être approximé sous la forme d'une série de cosinus. En choisissant une distribution de surfaces correspondant aux termes d'une série de Fourier, il est donc possible d'approcher une forme d'antipic prédéfinie [124]. Cette approche peut aussi être étendue aux SQIFs 2D [122, 152].

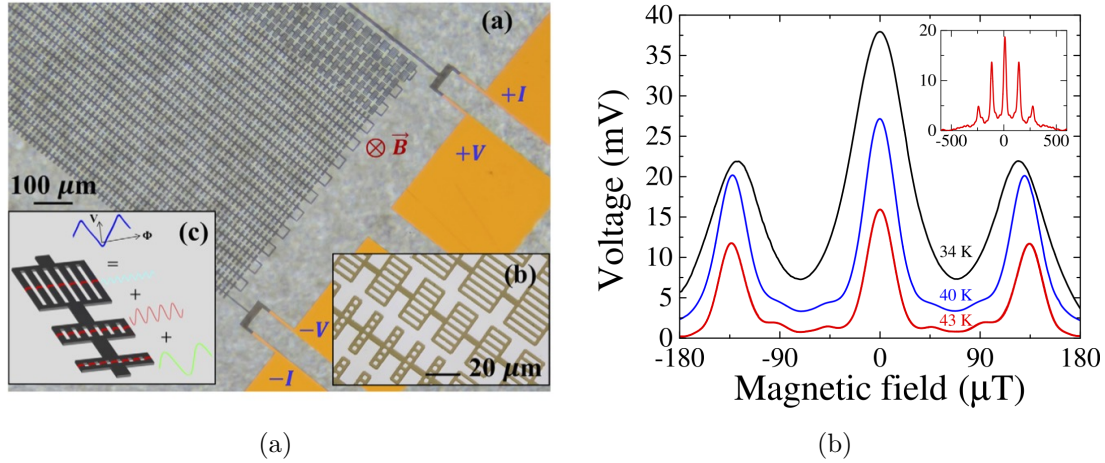


FIGURE 2.22 – Exemple d’ingénierie de la réponse SQIF. (a) Photographie optique d’un réseau SQIF de 7×5525 jonctions. Les encadrés montrent (gauche) un schéma de l’organisation des surfaces dans le réseau où les jonctions Josephson sont dessinées en rouge et (droite) une vue rapprochée du réseau. (b) Réponse V-B du SQIF pour trois valeurs de température différentes. Remarques : (1) les auteurs ont inversé l’axe des ordonnées et translaté les réponses et les antipics pointent donc vers le haut ; (2) les antipics secondaires proviennent du choix d’une distribution de surfaces ayant un plus petit diviseur commun. Figures tirées de Cybart *et al* [122].

On retrouve un bon exemple d’ingénierie de la réponse SQIF chez Cybart *et al.* [122] En 2014, ils ont conçu un SQIF haut- T_c 2D de 7×5525 jonctions à partir de trois surfaces de boucle afin de reproduire les trois premières harmoniques d’une série de Fourier produisant une onde triangulaire. Une photographie optique du réseau et sa réponse V-B sont présentées à la Fig. 2.22. L’intérêt de ce type de réponse est d’offrir une dynamique en champ magnétique exceptionnellement large, surtout si on la compare à la dynamique typique des SQUID (~ 1 pT). Avec un tel capteur, l’utilisation d’une boucle à verrouillage de flux telle que présentée à la section 2.3.4 n’est plus fondamentale à l’exploitation de la réponse du capteur. Un asservissement en champ magnétique demeure nécessaire, car il faut tout de même polariser le SQIF à son point de pente maximale, mais cet asservissement peut se faire uniquement à très basse-fréquence. On peut donc lire la réponse SQIF directement à sa sortie du préamplificateur. Dans cette configuration, la fréquence d’utilisation du SQIF n’est plus limitée par une boucle d’asservissement, mais bien par la physique de l’effet Josephson. Le SQIF ouvre donc la voie aux applications large-bandes et haute-fréquences.

Pour conclure, mentionnons aussi qu’il est possible de développer d’autres technologies de capteurs élargissant le concept de SQIF. Il existe notamment les réseaux de bi-SQUID¹¹. Un bi-SQUID possède une réponse V-B périodique qui est intrinsèquement triangulaire. Un réseau de bi-SQUID permet donc en principe d’obtenir des réponses plus linéaires que le SQIF de SQUID-dc. On trouve quelques exemples de SQIF de bi-SQUID dans la littérature [119, 126, 153, 154]. Un autre exemple est le SQA¹², proposé par Kornev *et al.* en 2013 [151]. Les SQA sont des structures différentielles de SQIF 1D-parallèles positionnés dans une structure tridimensionnelle qui offrirait des réponses extrêmement linéaires. On peut se référer aux travaux de Kornev [155, 156] pour plus d’information.

11. Le bi-SQUID, que nous avons défini au début de la section 2.3, est un SQUID-rf (1 boucle & 1 jonction) en série avec un SQUID-dc.

12. SQA pour *Superconducting Quantum Array*, ou réseau quantique supraconducteur.

2.5 Technologies de fabrication de jonctions et SQIF

Pour être pertinente pour la fabrication de SQIF, une technologie de jonctions Josephson doit répondre à plusieurs critères. Elle doit être reproductible et permettre d'obtenir des jonctions ayant des propriétés préalablement connues et homogènes. Elle doit aussi être extensible pour concevoir des circuits intégrés aux architectures complexes et éventuellement de grande taille. Enfin, elle doit mener à la fabrication de jonctions ayant une réponse désirable : une forte amplitude en tension $R_N I_c$; un comportement non-hystérétique ; et une bonne stabilité dans le temps.

Les dernières décennies ont vu l'émergence d'un certain nombre de technologies de fabrication de jonctions. Hélas, aucune d'entre elles ne permet pour l'instant d'obtenir des capteurs répondant à tous ces critères de performance, du moins pas avec les matériaux haut- T_c . Chaque approche présente son lot d'avantages et d'inconvénients et le choix d'une technologie est forcément un compromis.

Au cours de cette section, les principales technologies de fabrication de jonction Josephson seront présentées. Nous nous concentrerons essentiellement sur celles qui sont employées dans la fabrication de SQIF. Plusieurs exemples récents de SQIF seront aussi présentés afin de montrer l'état actuel du développement et des performances de ces capteurs.

2.5.1 Jonctions bas- T_c

À l'heure actuelle, la technologie de jonctions la plus accomplie et la plus répandue est bas- T_c . On peut consulter le procédé développé par l'entreprise Hypres (Elmsford, NY, ÉUA) pour en voir un bon exemple. Les jonctions sont fabriquées sous forme d'hétérostructures verticales. Les électrodes supraconductrices sont en niobium, un supraconducteur de type I, et la barrière isolante de la jonction est en aluminium et/ou d'oxyde d'aluminium ($Nb/Al - Al_2O_3/Nb$), des conducteurs/isolants normaux [157]. La Fig. 2.23.a présente schématiquement la fabrication de ce type de jonctions. Les technologies bas- T_c utilisent essentiellement les mêmes techniques de fabrication que l'industrie des semiconducteurs : la photolithographie et les différentes méthodes de dépôt de couches minces. Ces techniques, qui jouissent d'une maturité technologique exceptionnelle, permettent donc d'obtenir des jonctions aux propriétés physiques très homogènes. La dispersion des paramètres des jonctions bas- T_c , qui s'exprime comme le rapport entre l'écart type des courants critiques et leur moyenne $\sigma_{I_c} = \Delta I_c / I_c$, est de l'ordre de $\sim 3\%$ [158]. Aussi, les technologies bas- T_c permettent un grand niveau d'intégration dans des structures pouvant être à trois dimensions. Les SQA que nous avons brièvement mentionnés en sont de bons exemples. Par rapport à l'amplitude de la réponse des jonctions Josephson, les matériaux bas- T_c offrent également de bonnes performances, avec des produits $R_N I_c \sim 1.7$ mV [157]. Ces raisons expliquent pourquoi les technologies du niobium dominent actuellement le marché des dispositifs Josephson. Ce type de jonction est utilisé pour des applications en métrologie, magnétométrie, pour la conception de qubits pour calculateurs quantiques [159], et aussi en électronique RSFQ¹³ [160], un type d'électronique numérique utilisant des circuits supraconducteurs. Nous l'avons mentionné en introduction et nous le rappelons ici : le seul inconvénient des jonctions bas- T_c est leur

13. RSFQ pour *Rapid Single Flux Quantum*, ou électronique supraconductrice à quantum de flux.

température de fonctionnement qui limite fortement leur démocratisation pour des applications industrielles.

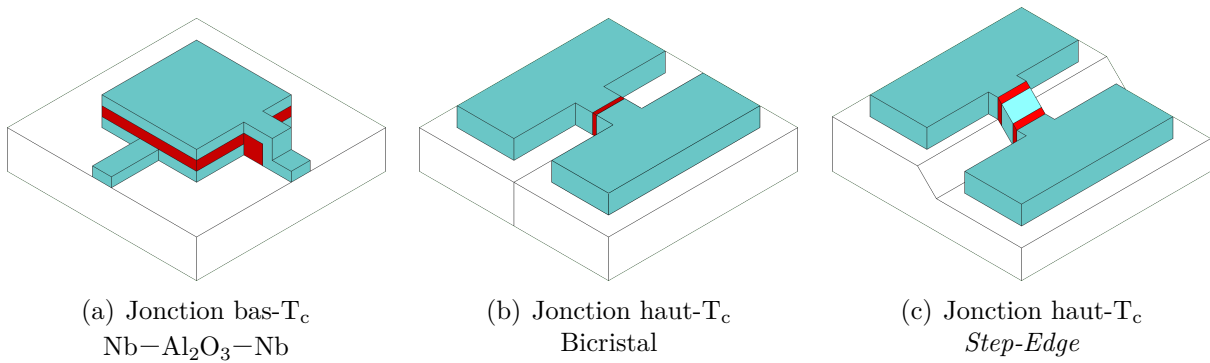


FIGURE 2.23 – Technologie de fabrication de jonctions Josephson bas- T_c et haut- T_c . Le substrat est en blanc ; les électrodes supraconductrices sont en turquoise et les barrières en rouge.

2.5.2 Jonctions haut- T_c – généralités

Pour fonctionner à des températures plus élevées, il est nécessaire de faire appel aux supraconducteurs haut- T_c . Ces matériaux, dont fait partie l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, sont des cuprates, un type de céramique présentant une structure cristallographique complexe. Ce sont aussi des supraconducteurs de type II. La longueur de cohérence de leurs paires de Cooper y est donc particulièrement faible, soit entre 2 nm et 0.2 nm selon la direction [147] (pour rappel : dans le niobium on avait 38 nm), ce qui impose la fabrication de barrières Josephson plus fines et rend la réponse des jonctions haut- T_c très sensible à la présence de défauts et d'impuretés. Les électrodes supraconductrices doivent donc être de grande qualité. Les cuprates ont aussi des propriétés de supraconduction qui dépendent fortement de l'orientation cristallographiques et de la stoechiométrie. La synthèse du supraconducteur en elle-même est aussi beaucoup plus compliquée que pour le niobium et elle impose des techniques de croissance par épitaxie sur des substrats au paramètre de maille adapté. Cette complexité a pour effet de rendre la fabrication d'hétérostructures verticales extrêmement difficile ; contrairement aux techniques bas- T_c , il n'existe pas encore de technologie permettant d'empiler des couches de supraconducteurs haut- T_c qui soient de bonne qualité et ayant des propriétés reproductibles. Les jonctions haut- T_c sont donc principalement fabriquées dans des géométries coplanaires, limitant forcément la complexité et le niveau d'intégration des capteurs. Ceci limite aussi la géométrie des transformateurs de flux supraconducteur qu'il est possible de concevoir. En particulier, une géométrie telle que celle présentée à la Fig. 2.14 n'est pas accessible avec les matériaux haut- T_c ; on ne peut pas faire de bobine multitour sur le capteur. Le transformateur peut soit entourer le capteur magnétique, ou être fabriqué dans une configuration dite en puce inversée, c'est-à-dire sur un autre substrat.

Pour ces différentes raisons, on comprendra que les jonctions fabriquées à base de supraconducteur haut- T_c présentent généralement des propriétés beaucoup moins bien contrôlées et reproductibles que les jonctions bas- T_c . Néanmoins, il existe tout de même quelques techniques permettant la fabrication de dispositifs Josephson intégrant un grand nombre de jonctions.

2.5.3 Jonctions Joint-de-Grain

Le premier type de jonctions haut- T_c que nous verrons est la jonction Joint-de-Grain. Comme son nom l'indique, elle se base sur l'utilisation d'un joint de grain comme barrière Josephson. La jonction n'est donc pas une hétérostructure de plusieurs matériaux comme c'est généralement le cas pour la jonction bas- T_c , mais simplement un défaut cristallin dans le supraconducteur, défaut qui a pour conséquence d'affaiblir localement la supraconductivité et de générer un lien faible.

Jonctions Bicristal

Plusieurs approches permettent de forcer la création d'un joint de grain dans la couche supraconductrice. L'une d'elle est de souder ensemble deux substrats alors que leurs axes cristallins sont désorientés d'un certain angle. Pendant la croissance de la couche supraconductrice, un joint de grain vient se former naturellement à l'interface entre les deux cristaux. Pour délimiter une jonction sur le joint de grain, on vient ensuite retirer partiellement le supraconducteur par gravure afin d'obtenir un micropont. Ce micropont contient une jonction Josephson, représentée schématiquement en rouge à la Fig. 2.23.b. Il s'agit de la technique dite Bicristal. Les jonctions ainsi obtenues affichent des propriétés qui dépendent fortement de l'angle entre les axes des deux substrats [161–163]. Généralement, elles présentent un produit $R_N I_c \approx 100 - 500 \mu\text{V}$ à 77 K [164–166]. Cette valeur peut paraître faible par rapport aux performances offertes par les technologies bas- T_c , mais est relativement bonne par rapport aux autres techniques haut- T_c . Ces jonctions affichent un niveau de dispersion qui dépend fortement de leur température de fonctionnement. Par exemple, à 4.2 K, on rapporte des valeurs de l'ordre de 20 à 30 % [167, 168], alors qu'on présente des dispersions de 10 à 15 % à 77 K [169]. La maturité de la technique et sa relative simplicité font en sorte qu'elle est actuellement la méthode la plus utilisée pour la fabrication de SQIF haut- T_c [108–110, 113, 117, 169]. Elle souffre néanmoins d'un inconvénient majeur : toutes les jonctions Josephson doivent se trouver sur une même ligne. Ceci limite fortement le degré d'intégration, la taille des capteurs et les architectures SQIF possibles.

Un exemple récent de réseau de SQUID utilisant la technologie Bicristal se trouve chez Chesca *et al.* [169]. En 2015, ils ont conçu des SSA¹⁴, c'est-à-dire des réseaux de SQUID 1D-série aux surfaces régulières – et donc à la réponse périodique – de 484 et 770 SQUID. La Fig. 2.24 montre le *design* de leur capteur ainsi que sa réponse pour quelques valeurs de courant à 83 K. L'article présente aussi les propriétés de la réponse SSA à 77 K, où les oscillations SQUID sont d'amplitude $\Delta V = 10.1 \text{ mV}$. Le seuil de détection (en flux) du capteur serait de $0.25 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Couplé à un transformateur de flux de bonne confection, il aurait donc le potentiel d'être un capteur sensible.

Jonctions Step-Edge

Un deuxième type de jonctions basé sur l'approche Joint-de-Grain est la jonction *Step-edge* [170, 171], présentée schématiquement à la Fig. 2.23.c, que l'on peut traduire par « Bord-de-marche ». Ici, on vient générer le joint de grain aux bords d'une marche sur le substrat, marche qui peut être obtenue par gravure ionique. Ceci lève en partie la contrainte sur le positionnement des jonctions. Durant la croissance du film supraconducteur, deux joints de grain se forment au pied et au sommet de la marche. On vient ensuite

14. SSA pour *Serial SQUID Array*, ou réseau SQUID série.

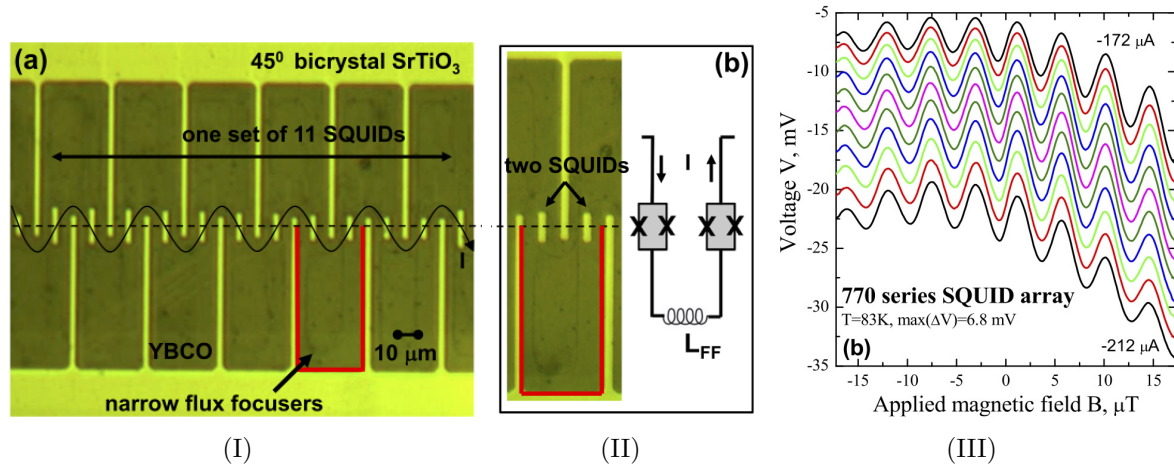


FIGURE 2.24 – Exemple de SQIF fabriqué avec les jonctions Bicristal. (I,II) Image au microscope optique d'un réseau SQUID série : YBCO (grisâtre) sur substrat de SrTiO_2 (jaune). (a) Segment de 11 SQUID. Le trait en pointillé suit le joint de grain ; la sinusoïde en trait plein décrit le parcours du courant dans le réseau. Les surfaces de boucle SQUID sont les petits traits jaunes sur le joint de grain. (b) Image agrandie de deux SQUID en série avec son circuit équivalent. La piste d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ agit comme concentrateur de flux (*flux focuser*). (III) Réponse V-B du réseau pour 11 valeurs de courant de polarisation. Figures tirées de Chesca *et al.* [169]

graver des microponts sur le joint de grain, tout comme pour la technique Bicristal, pour obtenir une jonction. Les propriétés de la jonction peuvent être modulées en modifiant les paramètres géométriques de la marche. La reproductibilité des jonctions est donc très sensible à la qualité de sa fabrication. La littérature présente des valeurs de dispersion qui dépendent aussi de la température et qui fluctuent entre 10 et 40 % [172–175]. Par rapport à leur réponse, ces jonctions ont un produit $R_N I_c \sim 120 \mu\text{V}$ [171].

Les jonctions *Step-Edge* sont certes moins performantes que les jonctions Bicristal, mais elles permettent d'obtenir des capteurs aux architectures beaucoup plus complexes. Par exemple, en 2016 Mitchell *et al.* [123] ont conçu des SQIF 2D à plus de 20 000 jonctions [Fig. 2.25]. Leur capteur est formé de 20 blocs branchés en série. Chaque bloc est un SQIF 2D de 50×20 jonctions. Leur dispositif, qui ne contient aucun transformateur de flux ni concentrateur de flux, présente un facteur de transfert $\partial_B V = 1.53 \text{ kV/T}$ et un antipic d'amplitude $\Delta V \approx 0.9 \text{ mV}$. Dans leur article, les auteurs présentent des résultats de mesure RF en couplage direct à 30 MHz, démontrant la capacité de leur SQIF à mesurer ce type de signaux.

2.5.4 Jonctions irradiées

Une autre approche est la jonction irradiée, d'abord développée en Allemagne par Tinehev [176–178], ensuite par un groupe à San Diego [179,180] et puis à Paris par Bergeal et Lesueur *et al.* [181–184]. Comme son nom le sous-entend, ces jonctions s'obtiennent en irradiant le supraconducteur à l'aide d'ions accélérés. En pénétrant le matériau, les ions génèrent un grand nombre de défauts qui réduisent localement ses propriétés de supraconduction, notamment sa température de transition T_c . La géométrie de la zone irradiée, la nature chimique des ions, leur énergie et l'ampleur du flux sont autant de paramètres permettant de moduler les propriétés de la jonction. Si ces paramètres sont bien contrôlés, il est possible d'obtenir des jonctions relativement homogènes, présentant

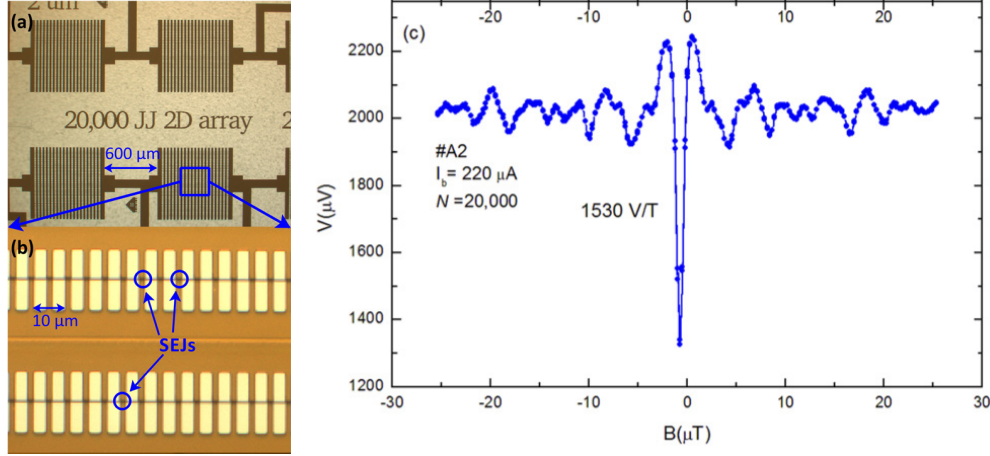


FIGURE 2.25 – Exemple de SQIF 2D avec jonctions *Step-Edge* (noté SEJ sur l'image) contenant 20 blocs branchés en série. Chaque bloc contient 50×20 jonctions. (a) Image du réseau de blocs. (b) Image agrandie d'un bloc SQIF 2D aux surfaces régulières. Le substrat de MgO est en clair et l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ apparaît en foncé. Remarques : l'image est tournée de 90° par rapport à l'image du dessus et le courant circule verticalement. (c) Réponse d'un SQIF 2D aux surfaces aléatoires. Figures tirées de Mitchell *et al.* [123]

des dispersion de l'ordre $\sim 10 - 30 \%$ [174, 185]. Ces jonctions présentent toutefois des produits $R_n I_c$ assez faibles, de l'ordre de $50 - 100 \mu\text{V}$ à 50 K [121, 182], et leurs propriétés physiques varient fortement avec la température. Pour ces deux raisons, ces jonctions sont souvent écartées pour la fabrication de SQUID haut- T_c .

Pour la conception de dispositifs intégrant un grand nombre de jonctions Josephson, l'irradiation ionique présente pourtant plusieurs avantages significatifs par rapport aux jonctions Joint-de-Grain. D'abord, le procédé ne nécessitant pas d'altérations du substrat, il est possible de fabriquer les circuits SQIF à partir de plaquettes (ou *wafers*) de qualité commerciale. Ceci assure une plus grande standardisation des propriétés de la couche supraconductrice. Ensuite, les jonctions irradiées peuvent être positionnées à n'importe quel endroit du substrat et selon n'importe quelle orientation, car l'implantation de défauts ne dépend pas de l'orientation cristallographique du substrat ni de la couche supraconductrice. Cette technologie permet donc la réalisation de dispositifs présentant un grand degré d'intégration et des architectures complexes.

Un exemple de SQIF produit à l'aide de cette technique fut présenté à la Fig. 2.22 afin d'illustrer le principe d'ingénierie de la réponse SQIF. Il s'agit du SQIF de Cybart *et al.* [122] intégrant près de 30 000 jonctions distribuées sous la forme d'un méandre. L'objectif des auteurs était ici de démontrer la capacité de leur procédé à former des SQIF de très grandes dimensions et présentant une réponse de grande amplitude, soit $\Delta V = 35 \text{ mV}$.

Travaux précurseurs

Les antennes SQIF conçues dans le cadre de ce projet de thèse utilisent la technologie des jonctions irradiées développée par Bergeal et Lesueur et s'appuient notamment sur les travaux rapportés dans le mémoire de thèse de S. Ouanani [185].

En 2013, un SQIF précurseur 1D-série de 2000 SQUID fut fabriqué et caractérisé. On peut voir une photographie au microscope optique du réseau en méandre à la Fig. 2.26.a. Les surfaces SQUID du capteur furent sélectionnées aléatoirement entre 6 et $60 \mu\text{m}$.

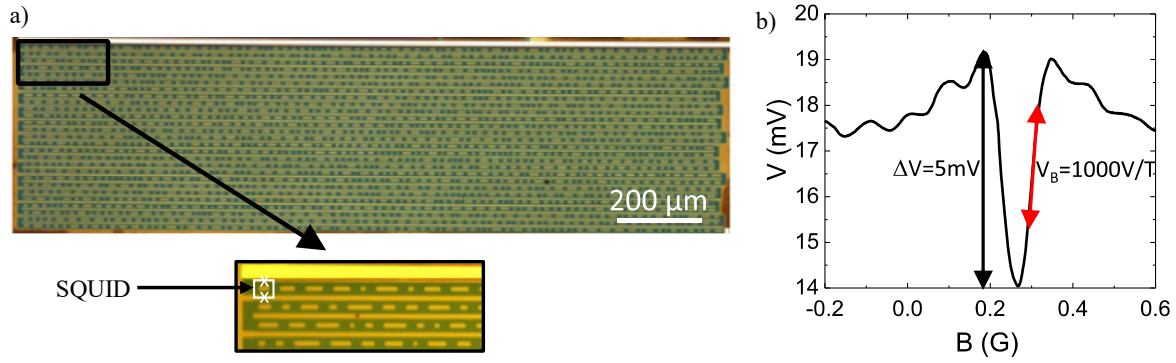


FIGURE 2.26 – Exemple de SQIF avec jonctions irradiées. a) Photographie au microscope optique du méandre de 2000 SQUID en série. Sur l'agrandissement de l'image, le symbole « x » représente la position d'une jonction Josephson. b) Réponse en tension DC V du SQIF en fonction du champ magnétique B . L'anticape SQIF est centré en $\sim 28 \mu\text{T}$, soit la composante du champ terrestre normale au capteur lors de la mesure. Note : $1 \text{ G} = 100 \mu\text{T}$. Figure obtenue depuis Ouanani *et al.* [121].

La réponse V - B du SQIF est montrée à la Fig. 2.26.b. L'amplitude de l'anticape est de $\Delta V = 5 \text{ mV}$ et son facteur de transfert est de $\partial_B V = 1000 \text{ V/T}$ (noté V_B sur la figure). Ouanani présente un seuil de détection en champ magnétique de $340 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui semble à première vue très médiocre. Toutefois, pour un SQIF en couplage direct et non optimisé, le niveau de bruit en flux magnétique offre un meilleur facteur de mérite. Si on prend en compte l'effet de concentration de champ associé aux bandes supraconductrices entourant la boucle SQUID¹⁵ (pour $S = 60 \mu\text{m}^2$, on a $S_{\text{eff}} \sim 110 \mu\text{m}^2$), le niveau de bruit en flux du capteur serait d'environ $18 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur reste élevée lorsqu'on la compare à ce qui fut présenté plus tôt dans ce chapitre ($1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un SQUID bas- T_c), mais il faut garder à l'esprit que ce SQIF est une première étape dans la conception de capteurs de plus grande sensibilité.

Ces travaux précurseurs sont encourageants car ils démontrent que le procédé technologique de fabrication de jonctions Josephson haut- T_c par irradiation ionique est suffisamment avancé pour permettre la conception de capteurs SQIF intégrant un grand nombre de SQUID. Partant de cette base, une implémentation SQIF permettant d'optimiser le seuil de détection du capteur pour la mesure de signaux radiofréquences est à développer. D'autre part, il faut aussi étudier différentes architectures et géométries de réseaux afin d'améliorer les propriétés de la réponse SQIF. Ces optimisations ont été réalisées dans le cadre de l'étude présentée dans ce manuscrit.

15. Pour évaluer la surface effective d'une boucle rectangulaire, on généralise l'Éq. 2.27 à cette géométrie en posant $S_{\text{eff}} = \sqrt{L_1 L_2 D_1 D_2}$ où la boucle SQUID est de dimension $L_1 \times D_1$ et la boucle supraconductrice est de dimensions $L_2 \times D_2$.

CHAPITRE 3

Matériel et méthodes

Le premier SQIF étudié dans le cadre de ce projet reprend une architecture inspirée du SQIF précurseur présenté dans les travaux de Ouanani *et al* [121]. Il s'agit d'un SQIF 1D-série de 1500 SQUID répartis sous la forme d'un méandre à 4 branches. En partant d'une architecture connue, l'objectif était de trouver une géométrie de concentrateurs ou de transformateurs de flux supraconducteurs qui permettrait d'optimiser la sensibilité du capteur. Au cours de ce chapitre, nous verrons tout d'abord la fabrication de ces antennes SQIF et les outils utilisés afin d'étudier leur réponse. L'objectif étant d'intégrer ces capteurs à une expérience de résonance magnétique, nous établirons alors le cahier des charges du Démonstrateur Super-QIF, le système qui fut conçu à cette fin. Ceci permettra de présenter de manière contextuelle les contraintes environnementales et fonctionnelles qui entourent la conception du démonstrateur. Enfin, nous aborderons la caractérisation de ce système expérimental.

3.1 Fabrication d'antennes SQIF

L'irradiation ionique est une technique employant un faisceau d'ions accélérés afin d'induire un désordre contrôlé dans un matériau supraconducteur. Pour une dose d'irradiation « modérée », cette approche est utilisée afin d'affaiblir localement l'état supraconducteur, ce qui pourra être utilisé pour créer un lien faible pouvant exprimer l'effet Josephson. Pour une dose d'irradiation « élevée », le matériau n'affiche plus aucun comportement supraconducteur et il sera à l'état normal à toute température. On dira qu'il est amorphisé. On peut donc exploiter l'effet de l'irradiation ionique afin de créer un circuit supraconducteur incluant un grand nombre de jonctions à partir d'une couche mince d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

3.1.1 Procédé technologique des jonctions irradiées

Le procédé technologique utilisé pour fabriquer les jonctions irradiées se fait en trois étapes de micro-fabrication. Ces étapes sont résumées dans les huit images de la Fig. 3.1 pour le cas particulier d'un SQUID-dc.

Départ - Fig. 3.1.(1). Le point de départ du procédé est une plaquette (*wafer*) composée d'un substrat d'alumine (Al_2O_3) d'un diamètre de 2 pouces (~ 5 cm) sur lequel fut déposé une couche de 150 nm d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ *in situ* recouverte de 100 nm d'or. Il s'agit d'un film supraconducteur extrêmement lisse (spécification de type E) produit par la compagnie Ceraco ceramic coating GmbH (Ismaning, Allemagne).

Étape 1 - Fig. 3.1.(2–4). La première étape du procédé a pour objectif de retirer la couche d'or afin de révéler l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. De cette couche d'or, seulement quelques plots de contact sont conservés (deux sur la figure) ; ils seront utilisés pour connecter l'antenne à une chaîne de mesure. Pour ce faire, on vient d'abord recouvrir les plots de contact de résine de protection (SPR 700 1.2) par photolithographie¹ [Fig. 3.1.(2)]. On usine ensuite la partie nue de l'or par gravure ionique (*Ion Beam Etching* ou IBE) à l'aide d'un faisceau d'ions Ar^+ [Fig. 3.1.(3)]. La résine est enfin retirée, laissant les plots de contact en or bien dessinés et bien positionnés sur la plaquette [Fig. 3.1.(4)].

Étape 2 - Fig. 3.1.(5,6). Durant la deuxième étape du procédé, la région complémentaire au circuit supraconducteur du SQIF est amorphisée à l'aide d'une forte dose d'irradiation afin de la rendre non-supraconductrice. Pour ce faire, on recouvre la partie de la plaquette que l'on souhaite protéger, c'est-à-dire le futur circuit supraconducteur, d'une double couche de résine de protection (PMMA 7 & SPR 700 1.2) par photolithographie. Ensuite, la partie non protégée de la plaquette est irradiée sous une forte dose d'ions O^+ à une énergie de 110 keV et un flux de 5×10^{15} ions. cm^{-2} [Fig. 3.1.(5)]. La double couche de résine est retirée et le circuit supraconducteur est maintenant dessiné [Fig. 3.1.(6)].

1. La lithographie, dont fait partie la photolithographie, regroupe l'ensemble des techniques permettant de produire des motifs en résine sur des puces électroniques. Ces motifs en résine seront alors utilisés afin de cacher (protéger) certaines parties de la plaquette lors d'une étape de micro-fabrication où l'on cherchera soit à retirer, déposer ou encore implanter de la matière. Il existe une très grande variété de résines.

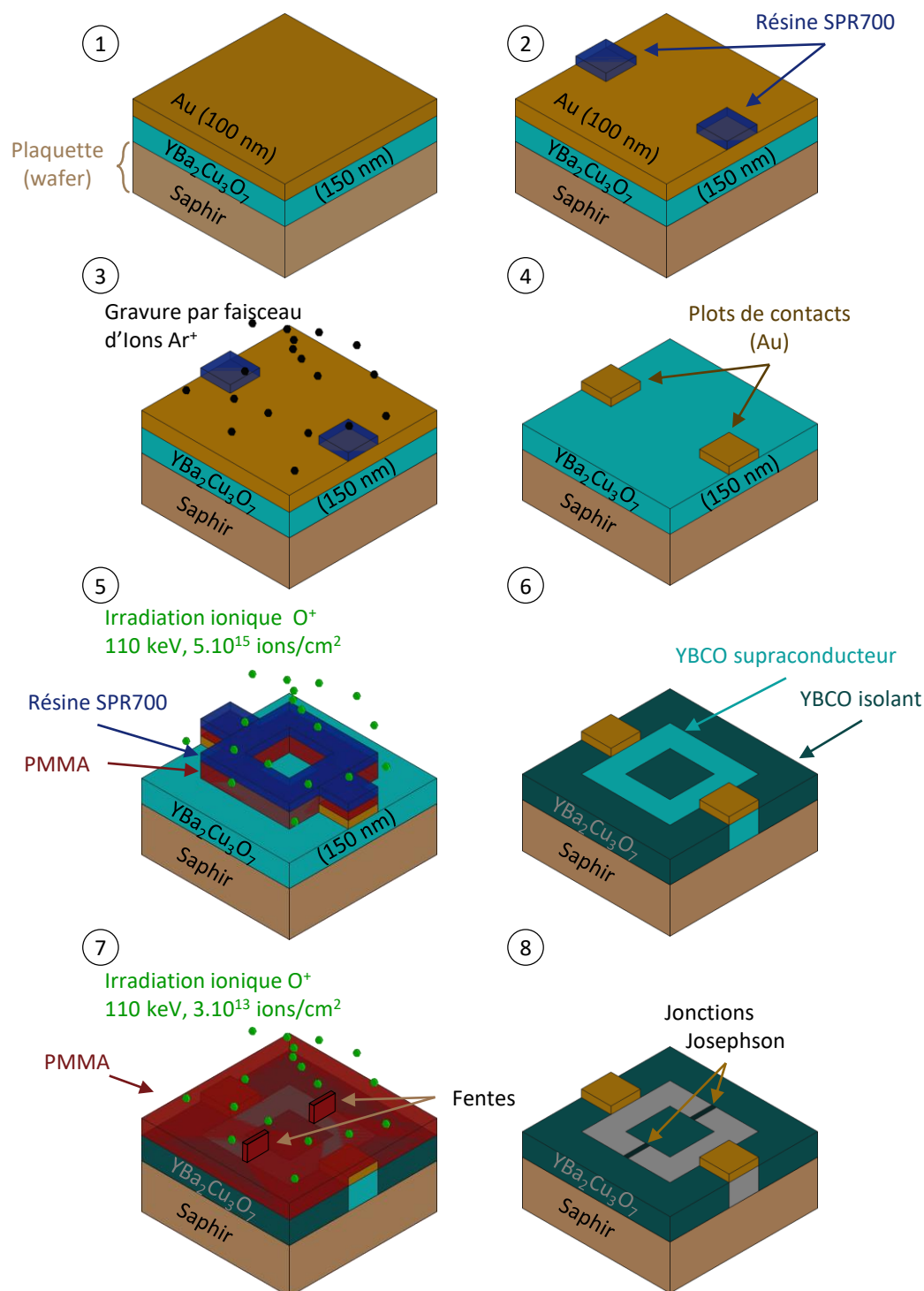


FIGURE 3.1 – Procédé de fabrication de jonctions Josephson irradiées au sein d'un SQUID. (1) Plaquette de départ. (2-4) Réalisation des plots de contact en or par gravure ionique. (5,6) Amorphisation du supraconducteur hors circuit SQUID par irradiation ionique. (7,8) Conception des jonctions Josephson par irradiation ionique.

Étape 3 - Fig. 3.1.(7,8). La dernière étape du procédé a pour objectif de produire les jonctions Josephson. La largeur des futures jonctions Josephson est typiquement de 20 nm à 40 nm, ce qui est trop étroit pour être dessiné par photolithographie. On a donc recours à la lithographie à faisceau d'électrons, une technique plus complexe mais permettant de repousser les limites de la diffraction de la lumière afin de produire des motifs de résolution nanométrique. Avec cette technique, on arrive à recouvrir la plaquette de résine (PMMA 7) presque partout, sauf pour des fentes extrêmement fines dans la résine placées à l'emplacement des futures jonctions Josephson. La plaquette est maintenant irradiée avec des ions O^+ à 110 keV et un flux de 3×10^{13} ions.cm⁻² [Fig. 3.1.(7)]. Les jonctions ainsi créées, il ne reste plus qu'à enlever le reste de résine sur la plaquette [Fig. 3.1.(8)]. Dans ces conditions, les jonctions devraient avoir une température de fonctionnement de l'ordre de 70 K.

Ces étapes nécessitent l'expertise de plusieurs personnes et laboratoires de recherche. La photolithographie et la gravure ionique sont réalisées dans les laboratoires de Thales Research and Technology, ou TRT (Palaiseau, France), la lithographie à faisceau d'électrons est effectuée au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, ou C2N (Palaiseau, France), et l'irradiation ionique se fait par contrat à l'ICube (Strasbourg, France). Pour une description plus détaillée du procédé de fabrication de jonctions irradiées, on peut se référer à la thèse de S. Ouanani [185], qui suit les travaux de N. Bergeal et J. Lesueur [181–184].

3.1.2 Outils de dessin de motifs d'antennes SQIF

Comme vu précédemment, trois motifs correspondant aux trois étapes de lithographie sont nécessaires pour fabriquer les contacts en or, la piste du circuit supraconducteur et les fentes des jonctions Josephson. Pour ce faire, le gratuit de dessin de circuits intégrés LASI 7 (*L*ayout *S*ystem for *I*ndividuals) fut utilisé. Étant donné le nombre d'éléments présents dans les circuits (parfois plusieurs milliers de jonctions et de boucles SQUID), l'automatisation du dessin de motifs est nécessaire. Cette tâche fut réalisée à l'aide du gratuit Scilab, une alternative gratuite à Matlab. Les scripts Scilab préalablement écrits au laboratoire étant trop spécifiques des circuits précédemment étudiés, deux bibliothèques Scilab furent écrites afin de faciliter et de simplifier la génération de dessins lisibles par LASI 7. Ceci a permis d'accélérer la conception de dessins de motifs pour les antennes SQIF et de maximiser la réutilisabilité du code.

3.1.3 Description des dessins d'antennes SQIF

Dessins de SQIF en méandre

Les premiers dessins que nous abordons, montrés à la Fig. 3.2 permettent d'obtenir six antennes SQIF à partir d'une plaquette d'alumine. Toutes les antennes possèdent le même circuit SQIF, soit un réseau 1D-série de 1500 SQUID-dc répartis sous la forme d'un méandre à quatre branches. Les surfaces SQUID du capteur suivent une distribution aléatoire entre 6 et 60 μm^2 . Toutes les surfaces de boucles ont une largeur de 3 μm , ce qui permet d'obtenir un circuit dont la piste supraconductrice est de largeur constante, soit de 13 μm . La distance entre deux boucles successives est de 10 μm . Les jonctions Josephson ont une surface de 2 μm par 0.15 μm (l'épaisseur de la couche d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) et une épaisseur nominale de barrière de 40 nm. La sortie du dispositif (avec trois contacts

en or), est conçue avec une structure de guide d'onde coplanaire. Il s'agit d'un choix de *design* que l'on retrouve aussi dans les travaux de Cybart *et al* [173].

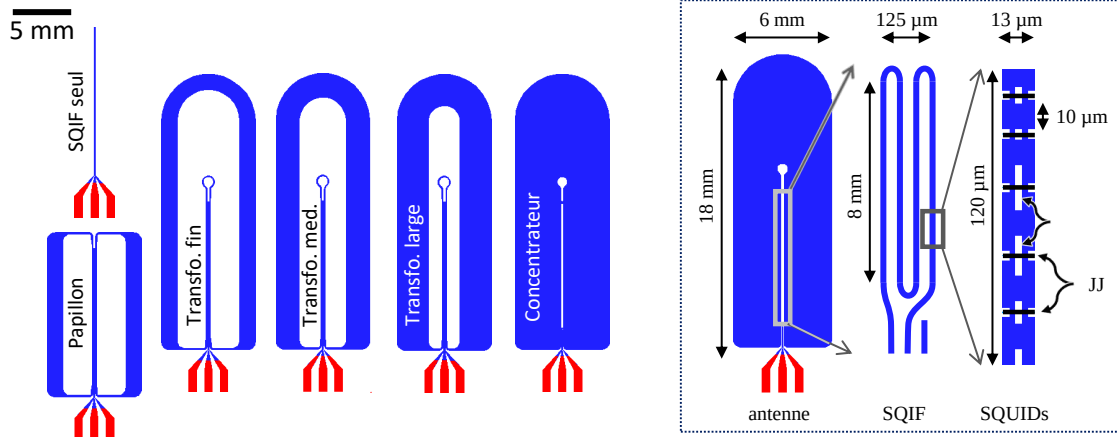


FIGURE 3.2 – Dessin de SQIF en méandre. Les contacts en or sont en rouge, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ supraconducteur est en bleu, et les jonctions (JJ) sont en noir. (a) Vue globale des dessins. (b) Vue schématique d'une antenne avec concentrateur de flux.

La première antenne est un SQIF seul sans transformateur ni concentrateur de flux supraconducteur. Pour être plus général, on dira sans amplificateur de flux. Il s'agit de l'antenne de référence qui nous permettra de discerner l'effet de l'amplificateur de flux de la réponse intrinsèque du circuit. Quatre antennes sont ornées d'un transformateur de flux supraconducteur. Le premier transformateur a une géométrie dite « papillon » composée de deux boucles fermées de part et d'autre du circuit SQIF. Les trois autres transformateurs sont composés d'une seule boucle qui encercle le SQIF où on a varié la largeur de la bande supraconductrice externe du transformateur, soit le paramètre L_1 sur la Fig. 3.3. Les transformateurs papillon, fin, medium et large ont respectivement $L_1 = 1, 1, 1.5$ et 2 mm. La partie interne du transformateur est un fil fin de largeur $L_2 = 50 \mu\text{m}$ qui encercle le circuit SQIF. Le paramètre L_2 fut maintenu constant pour tous les transformateurs. Enfin, la dernière antenne est ornée d'un concentrateur de flux supraconducteur. Dans tous les cas, l'amplificateur de flux contient une fente de $180 \mu\text{m}$ pour laisser passer le SQIF.

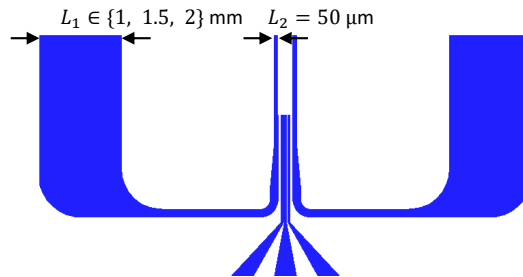


FIGURE 3.3 – Vue coupée d'un SQIF avec transformateur de flux supraconducteur.

Dessin de SQIF 2D

Comme seconde architecture d'antenne SQIF, nous avons voulu tester un réseau 2D. Le dessin de cette antenne est montré à la Fig. 3.4, il s'agit d'un SQIF 2D de 2000×9 SQUID distribués sous la forme d'un pavé rectangulaire. La surface $S_{m,n}$ de la boucle d'indice (m, n) est :

$$S_{m,n} = \begin{cases} S_{\min} + \Delta S(m-1) & \text{si } n \leq N/2 \\ S_{\max} - \Delta S(m-1) & \text{si } n > N/2 \end{cases} \quad (3.1)$$

où $S_{\min} = 6 \mu\text{m}^2$, $S_{\max} = 60 \mu\text{m}^2$, $\Delta S = (S_{\max} - S_{\min})/(M-1)$, $m \leq M = 2000$ et $n \leq N = 9$. La hauteur des boucles de chaque ligne du pavé fut maintenue constante à $3 \mu\text{m}$, et c'est donc la largeur des boucles que nous avons fait varier sur une ligne. Pour garder un SQIF de largeur constante, nous avons inclus deux tailles de boucles par ligne. Par la suite, nous appellerons cette configuration de circuit « tête-bêche », car ce réseau peut être perçu comme deux SQIF triangulaires juxtaposés. Cette approche permet d'intégrer un grand nombre de SQUID sans accroître démesurément la longueur du circuit, et il présente une architecture qui est globalement symétrique.

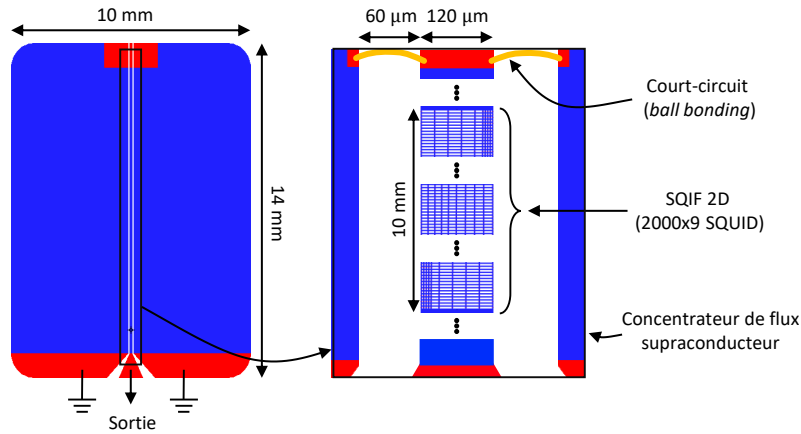


FIGURE 3.4 – Dessin d'un SQIF 2D de 2000×9 SQUID. En bleu, l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ non-irradié. En rouge, la couche d'or utilisée pour faire les contacts. Les jonctions Josephson (absentes sur ce dessin) sont orientées horizontalement à mi-hauteur des boucles SQUID.

La largeur de la piste supraconductrice du circuit SQIF est de $2 \mu\text{m}$ et les jonctions Josephson ont les mêmes dimensions que pour le SQIF en méandre ($2 \mu\text{m} \times 0.15 \mu\text{m} \times 0.04 \mu\text{m}$).

Le nombre de SQUID fut choisi de manière à obtenir une résistance de sortie égale à $2000 \times 0.25 [\Omega] / (9 + 1) \approx 50 \Omega$, où la résistance d'une jonction Josephson $R_{jj} = 0.25 \Omega$ fut extraite de mesures antérieures faites sur des échantillons produits avec la même technologie et ayant des jonctions de mêmes dimensions.

Cette antenne est aussi associée à deux concentrateurs de flux supraconducteurs de part et d'autre du circuit. Leur distance au SQIF ($60 \mu\text{m}$) fut choisie de manière à respecter les dimensions prescrites par les lignes coplanaires dont l'impédance caractéristique est de 50Ω . Ces concentrateurs jouent notamment le rôle de plan de masse ; le partie supérieure du SQIF est branchée aux concentrateurs par *ball bonding* et ces derniers sont eux-mêmes branchés à la masse. La surface de captation du champ magnétique de cette antenne est donc de l'ordre de 140 mm^2 .

3.2 Méthodologie de caractérisation de SQIF

Suite à leur fabrication, les antennes SQIF doivent passer à travers une série d'étapes de caractérisation. Ces étapes servent d'une part à trouver les paramètres d'utilisation du capteur (température, courant) qui sont optimaux et d'autre part à caractériser la réponse continue et fréquentielle du SQIF à cet optimum.

3.2.1 Banc de caractérisation d'antennes SQIF

On peut voir deux photos du banc de test à la Fig. 3.5. Il s'agit d'un montage expérimental inspiré des travaux de Caputo *et al* [117]. Les auteurs ont notamment montré que ce type de banc de test est compatible avec la technologie SQIF et qu'il permet d'effectuer des caractérisations de puces SQIF en régime continu et fréquentiel. Ce banc de caractérisation est un cryostat sous vide. L'enceinte du cryostat est conçue à partir d'une base en acier inoxydable amagnétique surmontée d'une cloche de verre et la cryogénie et le vide y sont assurés respectivement par un cryo-réfrigérateur Gifford-McMahon de la compagnie Oxford Cryogenics (Oxford, UK) et une pompe à vide de Pfeiffer (Asslar, Allemagne). La base métallique contient aussi de nombreux ports de connexion étanches pour les branchements électriques. L'utilisation d'une cloche de verre permet de se retrouver dans les conditions expérimentales d'un environnement bruyant, donc sans écran magnétique. Dans cette configuration, le cryostat peut atteindre une température minimale de ~ 30 K au niveau du capteur et des pressions de l'ordre de 10^{-4} Pa lorsque le cryo-réfrigérateur est à l'arrêt. Si ce dernier est en fonction, des vides encore meilleurs sont atteints, car la tête froide agit alors comme pompe cryogénique.

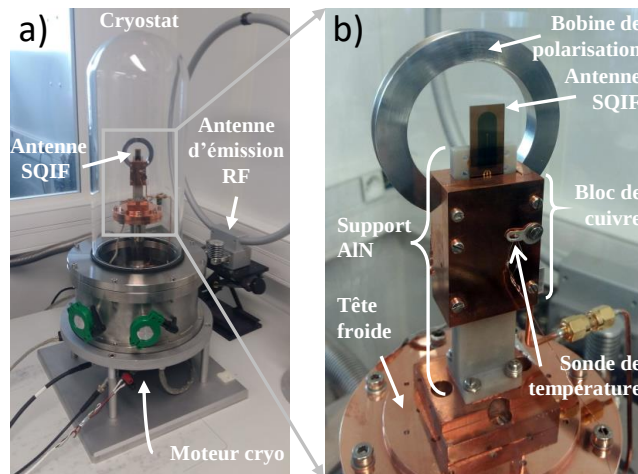


FIGURE 3.5 – Banc de caractérisation d'antennes SQIF en régime continu et fréquentiel. (a) Vue globale. (b) Vue centrée sur la position du capteur. On peut voir une antenne SQIF avec concentrateur de flux supraconducteur sur le montage.

Au sein du cryostat, l'antenne SQIF est collée à un support en nitrure d'aluminium (AlN). Ce matériau diélectrique ayant une grande conductivité thermique, il assure un bon couplage thermique entre l'antenne et la chaîne de froid du cryostat et il est à la fois transparent aux ondes radiofréquences. Le support d'AlN repose sur la tête froide du cryo-réfrigérateur. Sur le support d'AlN, on retrouve un bloc de cuivre creux. Ce bloc assure un blindage électrique à un petit circuit coplanaire se trouvant à l'intérieur. Ce

circuit est utilisé pour faire la transition entre l'antenne SQIF (branchée au circuit par *ball bonding*) et un câble coaxial semi-rigide qui sort du cryostat.

Sur le bloc de cuivre, on retrouve aussi une bobine multi-tours pour la polarisation en champ magnétique du SQIF. Cette bobine de polarisation ($\varnothing 6$ cm) est située à 10 mm du SQIF et son facteur de transfert courant–champ magnétique est de 1.358 mT A^{-1} à la position du capteur. Elle est connectée à une source de courant bas-bruit Keysight B2961A (Santa Rosa, CA, ÉUA) qui se trouve à l'extérieur du cryostat.

Pour assurer la régulation du système en température, une sonde de température à résistance de platine (PT100) est positionnée sur le bloc de cuivre et deux résistances chauffantes sont fixées sur la tête froide. Un contrôleur de température cryogénique Model 336 de Lake Shore Cryogenics (Westerville, OH, ÉUA) mesure la résistance électrique R de la sonde PT100 par mesure 4–pointes² et la température T est déterminée à l'aide d'une table de correspondance $R(T)$ préprogrammée. L'asservissement en température se fait en boucle fermée de type PID (Proportionnel-Intégral-Différentiel) et permet de contrôler la température entre 30 K et 120 K. La valeur des paramètres du PID dépend fortement de la configuration expérimentale et de la gamme de température d'intérêt. Aussi, ils ont fait l'objet d'une optimisation.

Au niveau de la chaîne de mesure, le câble coaxial à la sortie du cryostat est branché à un « T » de polarisation (*bias tee*), un type de diplexeur à trois ports permettant de séparer un signal en ses composantes continues et radiofréquences. La sortie DC du « T » de polarisation est connectée à une source de courant bas-bruit Keysight B2961 pour la polarisation en courant du SQIF ainsi qu'à un microvoltmètre numérique Keysight pour la lecture de tension continue du capteur. La sortie RF du « T » de polarisation est branchée à un amplificateur. Deux types d'amplificateurs furent utilisés avec ce montage : un ampli à forte impédance d'entrée ($1 \text{ M}\Omega$) et gain de 46 dB, et un ampli à faible impédance d'entrée (50Ω) et gain de 28 dB. Enfin, le signal à la sortie de l'ampli est envoyé à un analyseur de réseau Keysight N9010A EXA.

Pour les études radiofréquences, un générateur de signal Keysight N9310A est branché à une antenne d'émission Schwarzbeck HFRA 5149 (Schönau, Allemagne) qui se trouve à l'extérieur du cryostat. Ce type d'antenne non-accordée a la particularité d'avoir un facteur de transfert plat sur une très grande gamme de fréquences, permettant de connaître avec précision l'amplitude du champ magnétique généré à la position du SQIF pour un signal donné à l'entrée de l'antenne.

Enfin, tous ces appareils sont branchés à un ordinateur et pilotés par ce dernier à l'aide d'un ensemble de scripts Scilab.

3.2.2 Recherche de l'optimum de fonctionnement

Une des particularités de la technologie des jonctions irradiées est qu'elles sont utilisées au-dessus d'une température critique T_c' alors que le matériau de la barrière des jonctions devient supraconducteur pour $T < T_c'$. Il en résulte que les jonctions fabriquées avec cette technique ont un courant critique I_c et une résistance normale R_N qui dépendent fortement de la température. Plus spécifiquement, R_N croît avec la température alors que I_c diminue. En conséquence, il existe une température optimale T_{opt} de fonctionnement du SQIF au regard de l'amplitude du produit $R_N(T) \times I_c(T)$ des jonctions. Pour cette

2. La méthode 4–pointes est une technique de lecture d'impédance utilisant deux paires de fils, soit une paire pour le transport du courant et une paire pour la lecture de tension. Cette approche est plus précise que la méthode à deux fils et permet de s'affranchir de l'impédance des fils.

raison, la recherche du point optimal de fonctionnement du SQIF doit se faire en étudiant la réponse en tension V non seulement en fonction du courant de polarisation I et du champ magnétique B , comme il est coutume de le faire avec les autres technologies de jonctions, mais aussi en fonction de la température T . Ce comportement est attendu de cette technologie et bien documenté dans la littérature [121, 182, 184].

On définit aussi deux autres quantités magnétiques : B_0 et B_1 . La première correspond à la somme des champs appliqués activement (champ de bobine de polarisation) et passivement (champ terrestre) au SQIF alors qu'il est à l'état normal ; il sera appelé champ de refroidissement B_0 dès maintenant. En pratique, les antennes étudiées dans le cadre de ces travaux furent refroidies soit à $B_0 = -21 \mu\text{T}$ (le champ terrestre dans l'expérience) ou à $B_0 = 0 \mu\text{T}$. La seconde quantité correspond aussi à la somme des champs appliqués activement et passivement, mais alors que le SQIF est à l'état supraconducteur³ ; c'est le champ de caractérisation B_1 . Pour résumer, on étudiera la réponse SQIF en fonction du champ de caractérisation B_1 pour un capteur ayant été refroidi sous un champ B_0 .

Protocole expérimental

Le protocole expérimental utilisé pour la caractérisation des antennes SQUID fait suite à la méthodologie décrite dans les travaux de S. Ouanani [185]. Pour commencer, la résistance du SQIF en fonction de la température $R(T)$ est mesurée sous un courant de polarisation de $10 \mu\text{A}$ et pour un certain champ de refroidissement B_0 [Fig. 3.6.a]. L'étude de la courbe $R(T)$ permet d'extraire les températures de transition supracon-

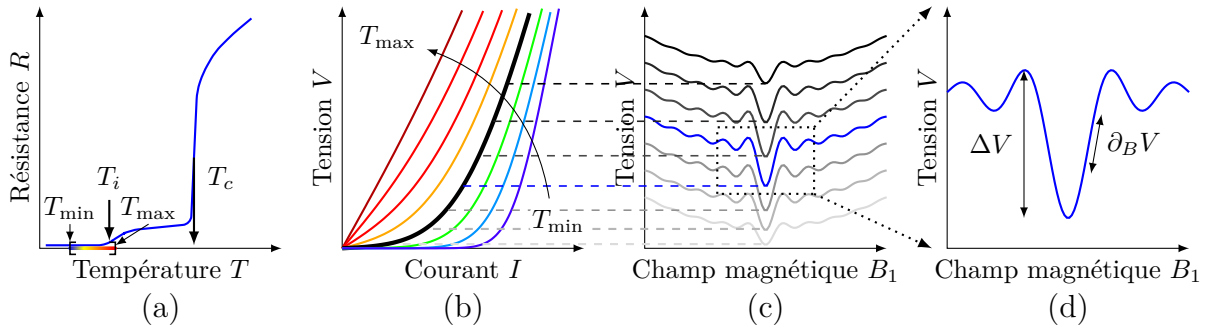


FIGURE 3.6 – Caractérisation en régime continu – recherche de l'optimum de fonctionnement SQIF. (a) Mesure $R(T)$ du SQIF pour la sélection d'une plage de température $[T_{\min}, T_{\max}]$ autour de T_i . (b) Caractéristiques V - I pour chaque valeur de température. Pour chaque caractéristique, on extrait une plage de courants où (c) on étudiera la réponse $V(B_1)$. (d) La réponse optimale présente un facteur de transfert $\partial_B V$ maximal et une grande amplitude ΔV .

ductrice du film d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et du couplage Josephson des jonctions irradiées, soient respectivement T_c et T_i avec $T_c > T_i$ [Fig. 3.6.a]. Ces températures permettent d'obtenir de l'information sur la qualité du procédé technologique ; en principe, on aura $T_c \sim 90 \text{ K}$ et $T_i \sim 70 \text{ K}$. Ensuite, un ensemble de températures est défini autour de T_i , généralement dans l'intervalle $[T_i - 10 \text{ K}, T_i + 1 \text{ K}]$ et avec un pas ΔT choisi entre 0.5 K et 1 K . Pour chacune de ces températures, la caractéristique V - I est mesurée [Fig. 3.6.b] afin d'identifier une région où $V(I)$ est non-linéaire. Depuis cette région, un ensemble de courants I est extrait pour chacun desquels la réponse magnétique $V(B_1)$ est mesurée [Fig. 3.6.c]. À partir de ces courbes, on étudie l'évolution de l'amplitude de l'antipic ΔV et du facteur

3. En ce sens, on peut considérer que B_0 devient B_1 immédiatement après la transition de phase.

de transfert $\partial_B V$ [Fig. 3.6.d]. Ces valeurs sont extraites pour les deux versants de l'antipic SQIF.

Nous définissons l'optimum comme étant le point d'opération $(I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}})$ offrant le plus grand facteur de transfert $\partial_B V$, et généralement la plus grande amplitude ΔV . Ces deux paramètres sont ceux pour lesquels on obtiendra la meilleure réponse du SQIF. Aussi, mentionnons que les arguments justifiant le choix des domaines explorés en température T et en courant I sont principalement empiriques ; l'objectif est de maximiser la probabilité de trouver l'optimum sous la contrainte de minimiser le temps de caractérisation. Une fois que le point optimum de fonctionnement $(I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}})$ d'un réseau de SQUID est connu, on le fixe à ce point de fonctionnement.

Automatisation de l'extraction de données

L'analyse des données expérimentales était initialement réalisée principalement manuellement : tracé de $R(T)$, extraction de T_i , sélection d'un intervalle de température, tracé des $V(I)$, ... un travail long et laborieux qui était souvent basé sur une interprétation qualitative des résultats. Un important travail fut donc entrepris afin d'implémenter des procédures d'extraction de données qui soient automatisées par l'utilisation de scripts Scilab et de bibliothèques de fonctions. Afin de rendre ces procédures robustes aux artéfacts de mesures (ex : effets de dérive en température) et au bruit de mesure, nous avons utilisé des techniques de correction d'artéfacts et de filtrage. Pour que ces procédures soient flexibles, les critères choisis pour extraire l'information utile exploite désormais des propriétés mathématiques (points d'inflexion, maximums locaux, largeur à mi-hauteur de pic, etc.) des courbes associées aux résultats expérimentaux.

La recherche de l'optimum de fonctionnement des puces SQIF peut donc se faire automatiquement et sans interruption. Le temps requis pour cette procédure, qui était initialement environ d'une semaine, est passé à une journée. La création d'une interface utilisateur et d'une bibliothèque de scripts Scilab facilitent désormais la réalisation d'expériences.

3.2.3 Caractérisation en régime fréquentiel

Protocole de caractérisation

On s'intéresse maintenant à la méthodologie utilisée pour étudier la réponse en régime fréquentiel V_{rf} du SQIF en fonction du champ magnétique de caractérisation statique B_1 . Cette réponse est mesurée à la fréquence f lorsque le capteur est soumis à un signal d'excitation magnétique $B_{\text{rf}} \cos(2\pi ft)$ où B_{rf} est l'amplitude. Ceci permet d'étudier la composante linéaire de la réponse SQIF. En particulier, pour l'étude des petits signaux, l'amplitude de la réponse V_{rf} telle que lue à l'analyseur de réseaux devrait suivre la relation suivante :

$$V_{\text{rf}}(B_1) = \alpha(f)g \left| \left(\frac{\partial V}{\partial B} \right)_{B_1} \right| B_{\text{rf}} \quad (3.2)$$

où g est le gain de l'amplificateur et $\alpha(f) \in [0, 1]$ est un paramètre qui peut dépendre de la fréquence et qui prend en compte l'ensemble des pertes dues au montage expérimental. Cette relation est montrée schématiquement à la Fig. 3.7. Étant donné que la réponse $V_{\text{rf}}(B_1)$ dépend en première approximation de la dérivée de $V(B_1)$, qui présente un antipic central entouré de modulations généralement d'amplitudes décroissantes, la

courbe $V_{\text{rf}}(B_1)$ devrait présenter un ensemble de lobes qui correspondent chacun à un point de pente maximale de $V(B_1)$. De manière générale, on s'intéressera aux quatre lobes centraux de $V_{\text{rf}}(B_1)$ qui présentent les plus grandes amplitudes.

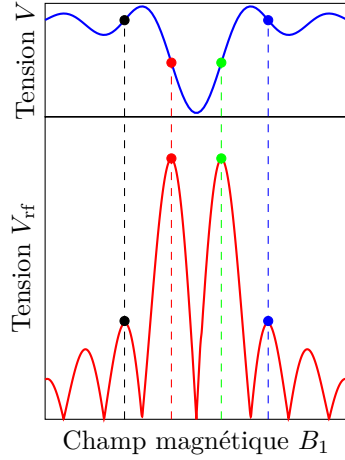


FIGURE 3.7 – Représentation schématique de la réponse fréquentielle V_{rf} du SQIF en fonction du champ de polarisation B_1 . Sous l'hypothèse des petits signaux, c.-à-d. pour un signal d'excitation B_{rf} de faible amplitude devant la plage de linéarité du SQIF, la réponse rf (en rouge) est directement proportionnelle à la dérivée de la réponse dc $V(B_1)$ (en bleu).

Estimation des pertes dues au montage expérimental

Pour vérifier que la réponse SQIF respecte le comportement décrit par l'Éq. (3.2), il est nécessaire d'estimer la valeur de $\alpha(f) = \prod_i \alpha_i(f)$, où les α_i sont les diverses sources d'atténuation de signal du montage expérimental. Une première contribution à α provient de la chaîne de mesure utilisée pour mesurer le signal du SQIF. Cette chaîne de mesure, représentée schématiquement à la Fig. 3.8, contient une ligne de transmission de longueur L et d'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$, un amplificateur d'impédance d'entrée Z_L et un SQIF de résistance R_{SQIF} ⁴. Dans cette configuration, le SQIF agit comme générateur de tension.

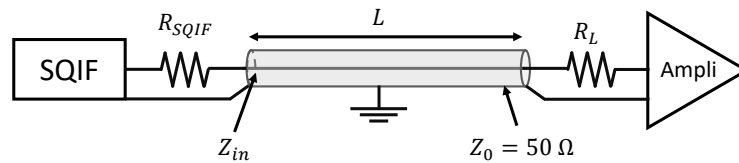


FIGURE 3.8 – Représentation schématique de la chaîne de mesure utilisée pour les mesures radiofréquences. La ligne de transmission qui sépare le SQIF de l'amplificateur est d'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$. Le « T » de polarisation entre la chaîne de transmission et l'amplificateur n'est pas représenté sur ce dessin ; il agit comme court-circuit pour les radiofréquences.

On cherche à mesurer la valeur de l'impédance d'entrée de l'amplificateur ramenée à l'entrée de la chaîne de transmission, ce qui correspond à l'impédance d'entrée Z_{in} de la ligne de transmission telle que perçue par le SQIF :

$$Z_{\text{in}} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta L)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta L)}, \quad (3.3)$$

4. Pour de faibles fréquences (quelques MHz), on peut considérer que le SQIF présente une impédance principalement réelle.

où $\beta = 2\pi/\lambda$ est appelée constante de propagation, avec λ la longueur d'onde dans la ligne de transmission :

$$\lambda = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r} f},$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\mu_r \approx 1$ est la perméabilité relative et ϵ_r est la permittivité relative du matériau isolant de la ligne (en l'occurrence $\epsilon_r = 2.21$ pour le téflon).

Si on utilise l'amplificateur à haute impédance d'entrée, alors $Z_L = 1 \text{ M}\Omega \gg Z_0$ et :

$$Z_{in} \approx -iZ_0 \cot(\beta L). \quad (3.4)$$

Si au contraire on utilise l'amplificateur à faible impédance d'entrée $Z_L = 50 \Omega$, alors :

$$Z_{in} = Z_0. \quad (3.5)$$

Enfin, la perte de signal s'effectue par l'effet pont diviseur de tension associé à l'impédance ramenée Z_{in} . Si le SQIF génère une tension V_{SQIF} , le signal V_{in} reçu à l'entrée de la chaîne d'amplification est :

$$V_{in} = V_{\text{SQIF}} \frac{Z_{in}}{Z_{in} + R_{\text{SQIF}}}.$$

Au final, l'atténuation du signal α_1 associée à la ligne de transmission est :

$$\alpha_1 = \left| \frac{Z_{in}}{Z_{\text{SQIF}} + Z_{in}} \right|. \quad (3.6)$$

Pour donner un ordre de grandeur, pour un mètre de câble, un signal à 8 MHz, un amplificateur à haute-impédance et un SQIF de 500Ω , $\alpha_1 \approx 0.318$, c'est-à-dire -9 dB. Il est aussi à noter que α_1 est une fonction qui dépend fortement de la fréquence.

Une seconde source de pertes provient d'un couplage inductif entre l'antenne d'émission et le support d'aluminium de la bobine de polarisation, et qui a pour effet d'écranter en partie le champ magnétique généré par l'antenne d'émission. Pour la configuration qui est montrée à la Fig. 3.9, le flux total Φ_{SQIF} capté par le SQIF à la fréquence f est la somme du flux $\Phi_{\text{SQIF,rf}}$ originaire de l'antenne d'émission rf et du flux d'écrantage de la bobine de polarisation $\Phi_{\text{SQIF,pol}}$:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{SQIF}} &= \Phi_{\text{SQIF,rf}} + \Phi_{\text{SQIF,pol}}, \\ \text{avec } \Phi_{\text{SQIF,rf}} &= S_{\text{SQIF}} \cdot B_{\text{rf}}, \quad \Phi_{\text{SQIF,pol}} = -M_{\text{SQIF,pol}} I_{\text{pol}} \end{aligned}$$

où B_{rf} est le champ produit par l'antenne à la position du SQIF de surface S_{SQIF} , $M_{\text{SQIF,pol}}$ est l'inductance mutuelle entre le SQIF et le support de la bobine de polarisation, et I_{pol} est le courant circulant dans cette dernière. Si le support de cette bobine a une surface S_{pol} et une inductance L_{pol} , alors le courant généré par le champ de la bobine d'émission est :

$$I_{\text{pol}} \approx \frac{S_{\text{pol}} B_{\text{rf}}}{L_{\text{pol}}}.$$

On a donc :

$$\Phi_{\text{SQIF}} = \left(1 - M_{\text{SQIF,pol}} \frac{S_{\text{pol}}}{L_{\text{pol}}} \right) B_{\text{rf}} \cdot S_{\text{SQIF}} = \alpha_2 B_{\text{rf}} \cdot S_{\text{SQIF}}. \quad (3.7)$$

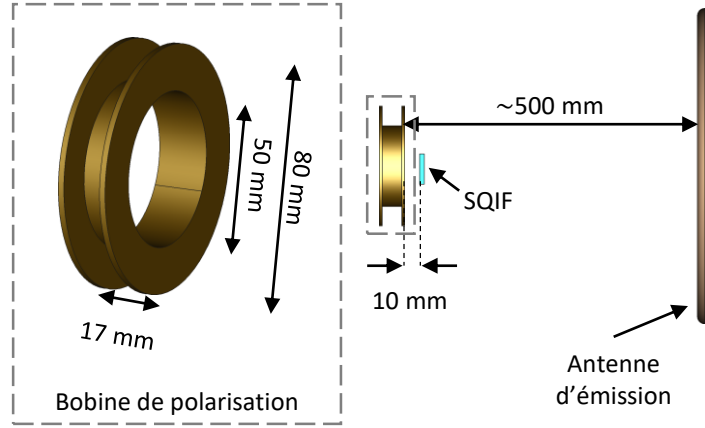


FIGURE 3.9 – Positions relatives et les dimensions des antennes et de la bobine de polarisation utilisées dans l'expérience de caractérisation radiofréquence.

Analytiquement, le terme α_2 est difficile à évaluer. Une simulation numérique effectuée à l'aide de Comsol Multiphysics [186], un logiciel de simulation numérique qui se base sur la méthode des éléments finis, a néanmoins permis d'estimer l'atténuation causée par le couplage inductif à :

$$\alpha_2 \approx 0.387 = -8.25 \text{ [dB]}.$$

Cette simulation fut réalisée par une équipe du *Defence Science Organisation National Laboratories* (Singapour), une équipe collaborant avec TRT.

Enfin, les pertes excédentaires α_{pertes} du montage sont données par :

$$\alpha_{\text{pertes}} = \frac{V_{\text{rf}}}{\alpha_1 \alpha_2 g \left(\left(\frac{\partial V}{\partial B} \right)_{B_1} \right) B_{\text{rf}}}. \quad (3.8)$$

Évaluation du seuil de détection

Enfin, en plus de la réponse $V_{\text{rf}}(B_1)$, le niveau de bruit en tension $V_{\text{floor}}(B_1)$ (en volt) est aussi enregistré en fonction de la fréquence f . En pratique, ceci est réalisé simultanément à l'acquisition de V_{rf} en enregistrant le plancher de bruit à l'analyseur de réseau. Aussi, mentionnons que toutes les mesures radiofréquences présentées dans ce manuscrit ont été faites avec la même configuration instrumentale à l'analyseur de réseau, c'est-à-dire avec une résolution en bande passante $\text{RBW} = 10 \text{ Hz}$.

Le bruit V_N (en $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$) s'obtient à l'aide de :

$$V_{\text{floor}}(f) = g \alpha_1(f) \sqrt{\text{RBW}} \cdot V_N.$$

Le facteur de transfert $\partial_V B$ du SQIF est :

$$\partial_B V = \frac{V_{\text{rf}}}{g \alpha_1(f) \alpha_2 B_{\text{rf}}}.$$

Le niveau de bruit en champ magnétique B_N , c'est-à-dire le seuil de détection, est :

$$B_N = \frac{V_N}{\partial_B V} = \frac{1}{\sqrt{\text{RBW}}} \frac{V_N}{V_{\text{rf}}} (\alpha_2 B_{\text{rf}}).$$

En pratique, en choisissant $(\alpha_2 B_{\text{rf}}) = B_{\text{rf,floor}}$ tel que $V_{\text{floor}} = V_{\text{rf}}$, on a :

$$B_N = \frac{1}{\sqrt{\text{RBW}}} B_{\text{rf,floor}}. \quad (3.9)$$

3.2.4 Étude de l'effet du flux piégé dans les concentrateurs de flux supraconducteurs

Suite à la caractérisation de SQIF, nous avons observé que la réponse des capteurs avec amplificateurs de flux supraconducteurs n'était pas cohérente avec la réponse SQIF attendue. Dans une étude précédente, Caputo *et al* [109] avaient démontré que la technologie SQIF était utilisable dans un environnement bruyant comparable à celui de notre expérience. Aussi, ils ont étudié l'effet d'un refroidissement à champ terrestre sur la réponse SQIF sans avoir observé de dégradation significative. Leur capteur ne comportait toutefois ni transformateur ni concentrateur de flux. Nous avons donc émis l'hypothèse que l'altération observée de la réponse SQIF était causée par du flux possiblement piégé dans les amplificateurs pendant la descente en température de l'antenne. Pour tester cette hypothèse, nous avons réalisé un travail ponctuel visant à étudier l'effet du flux piégé pendant le refroidissement du capteur sur sa réponse SQIF en régime continu.

Rappelons qu'il existe deux manières de piéger du flux dans un supraconducteur de type II : en appliquant un champ B_1 intense alors que l'échantillon est déjà dans son état supraconducteur et en appliquant un champ B_0 au moment de la transition supraconductrice. Étant donné que les mécanismes de piégeage de flux représentent des processus irréversibles et que chauffer un supraconducteur au-dessus de sa température de transition T_c est une méthode simple permettant de réinitialiser son histoire magnétique, c'est cette seconde approche qui fut choisie dans le cadre de cette étude. Ceci assure que la quantité de flux piégé est à la fois contrôlable et reproductible. Ainsi, partant d'un SQIF chaud (> 120 K), nous l'avons refroidi sous 25 valeurs de champs de refroidissement différents avec $B_0 \in [-120 \mu\text{T}, 100 \mu\text{T}]$ et nous avons mesuré sa réponse $V(B_1)$ pour $B_1 \in [B_0 - 20 \mu\text{T}, B_0 + 20 \mu\text{T}]$. Ces mesures furent réalisées à l'optimum SQIF (I_{opt}, T_{opt}). La Fig. 3.10 résume ce protocole.

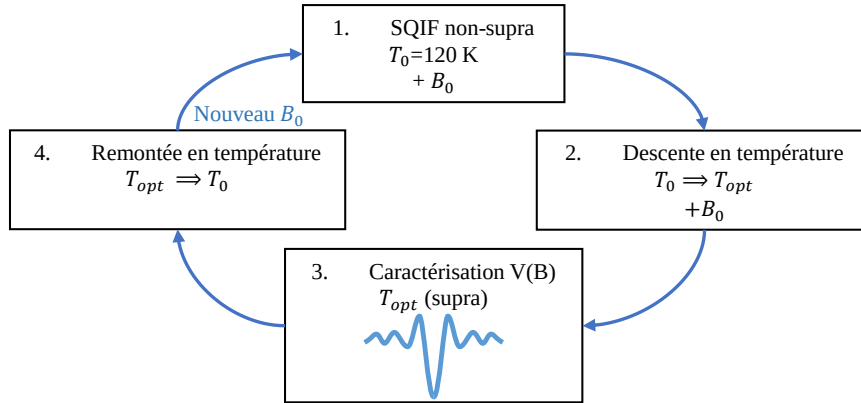


FIGURE 3.10 – Méthodologie de l'étude de piégeage de flux.

Les résultats de cette étude furent publiés dans le *Journal of Applied Physics* [187] [annexe].

3.3 Établissement du cahier des charges du Démonstrateur Super-QIF

L'intégration des SQIF à l'expérience de RMN à 0.2 T du CRMSB implique plusieurs défis techniques qu'il est important de contextualiser. Pour ce faire, nous allons décrire l'environnement géométrique et magnétique du site où le démonstrateur sera utilisé puis nous établirons la liste des contraintes environnementales et fonctionnelles que doit respecter le Démonstrateur Super-QIF.

3.3.1 Description de l'environnement

L'aimant est un modèle Cirrus 0.2 T de l'entreprise canadienne MRI-Tech (Calgary, Ab, Canada). Il s'agit d'un aimant permanent à deux pôles soutenu par une structure d'acier. Ses dimensions sont de 1.55 m × 1.55 m × 1.50 m et il se trouve approximativement au centre d'une pièce de 5.7 m × 6.8 m. Son centre géométrique est à 0.8 m du sol et un lit patient s'y situe à 0.65 m. Il y a donc un dégagement vertical de 15 cm sous le centre de l'aimant et d'environ 18 cm au-dessus. La configuration de la salle est donnée à la Fig. 3.11.

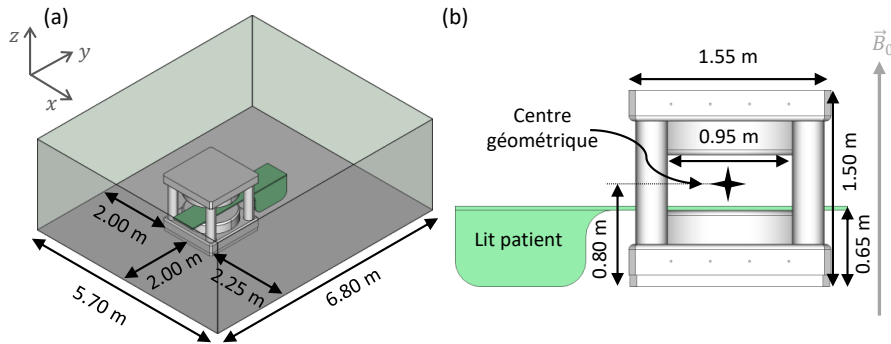


FIGURE 3.11 – Description du site d'installation de l'aimant 0.2 T. a) Dimension de la salle et positionnement de l'aimant. b) Dimensions de l'aimant.

Le champ permanent généré par l'aimant est orienté verticalement et vaut précisément $B_0 = 0.194$ T en son centre géométrique. Ce champ varie toutefois rapidement dans l'espace dès lors que l'on quitte la zone centrale de l'aimant. La Fig. 3.12.a présente la cartographie de la composante en z de B_0 dans le plan- xy telle que fournie par le constructeur. Des mesures de champ magnétique à l'aide d'une sonde à effet Hall [Fig. 3.12.b] ont permis de confirmer cette cartographie et d'évaluer le gradient du champ magnétique permanent le long de l'axe- x . En son point maximal, qui correspond environ à la sortie de l'aimant, le gradient atteint environ 0.5 T m^{-1} .

En plus du champ magnétique statique B_0 , l'expérience de RMN implique aussi l'utilisation d'une antenne d'émission qui génère des ondes RF de forte amplitude (10 – 100 μT) à 8 MHz dans le plan transverse au champ B_0 . Dans le cas de l'expérience d'IRM, qui dépasse le cadre de ce travail, il faut aussi considérer des gradients magnétiques ($\sim 20 \text{ mT m}^{-1}$) utilisés pour le codage spatial et dont les temps de commutation (0.1 – 1 ms) peuvent être à l'origine de champs transitoires de forte intensité.

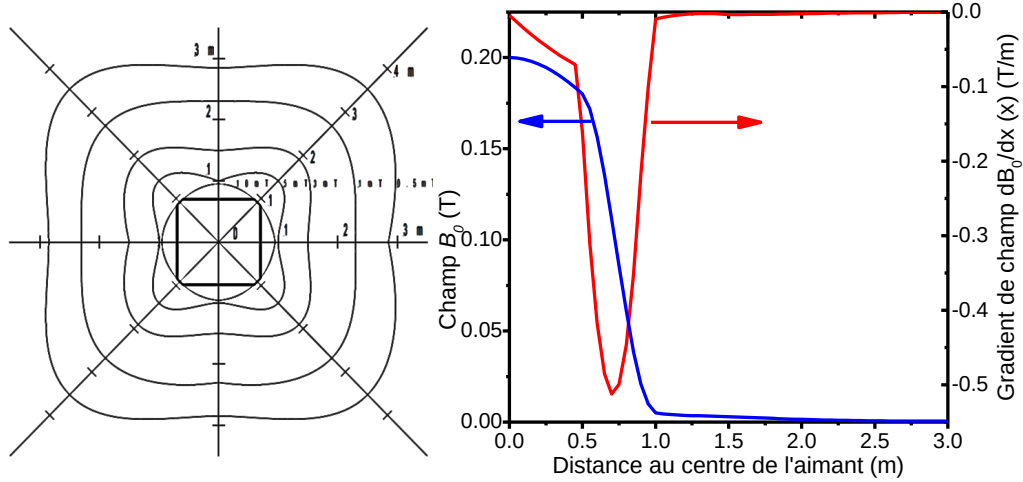


FIGURE 3.12 – Cartographie du champ magnétique de l'aimant Cirrus 0.2T. a) Carte du champ en lignes de niveaux tirée de la documentation fournie par MRI-Tech. Vue de dessus. b) Mesures de champ $B_0(x)$ (bleu) et du gradient $\partial B_0/\partial x$ (rouge) à l'aide d'un magnétomètre à effet Hall. Les points de mesure furent reliés par splines cubiques, ce qui explique la discontinuité dans la dérivée seconde.

3.3.2 Contraintes environnementales

Le Démonstrateur Super-QIF doit s'intégrer à cet environnement. Ses dimensions doivent donc respecter les limites prescrites par la géométrie de la salle de l'aimant. Il doit également permettre de mesurer le signal RMN d'un échantillon se trouvant au centre géométrique de l'aimant. Le système doit pouvoir accommoder des échantillons de dimensions variables, mais inférieures à celles d'un cylindre de 50 mm de diamètre par 100 mm de longueur. Enfin, l'installation du système ne doit pas être permanente ; il doit être possible de retirer le démonstrateur de manière à permettre à d'autres expériences d'avoir lieu.

Le Démonstrateur Super-QIF doit aussi être compatible avec l'environnement magnétique de l'expérience de RMN. En ce sens, il ne doit pas perturber l'homogénéité du champ magnétique B_0 généré par l'aimant sur le volume correspondant à celui de l'échantillon. Il doit donc être conçu principalement de matériaux amagnétiques. De plus, les éléments qui sont nécessairement magnétiques, notamment certains équipements électriques (ex : pompe à vide), ne doivent pas présenter de risques pour la sécurité ; ils seront positionnés à l'extérieur de la zone de mesure.

Le démonstrateur doit aussi être compatible avec les ondes radiofréquences utilisées en RMN. Dans la région d'imagerie, il doit donc être transparent aux ondes RF, ce qui implique l'utilisation de matériaux diélectriques et une minimisation des surfaces métalliques pouvant faire écran au signal. Le fonctionnement du démonstrateur se doit aussi d'avoir un effet minimal sur le niveau de bruit à la fréquence RMN $f_0 = 8.24$ MHz.

3.3.3 Contraintes fonctionnelles

L'exploitation du SQIF pour la mesure de signaux RF implique qu'il doit être utilisé dans des conditions très particulières de température T_{opt} , de courant de polarisation I_{opt} et de champ magnétique de polarisation B_{opt} [section 3.2.2]. D'autre part, pour éviter l'utilisation d'un dewar, qui éloigne inutilement l'antenne de l'échantillon et qui réduit la sensibilité globale de l'expérience de RMN, la cryogénie sera faite sans liquide cryogénique,

soit à l'état solide et sous-vide, à l'aide d'un cryo-réfrigérateur de type tube pulsé avec moteur déporté. En pratique, le modèle PT30 de l'entreprise Cryomech (Syracuse, NY, ÉUA) fut choisi. Ce modèle permet d'atteindre une température minimale de 35 K au niveau de la tête froide. Aussi, pour s'affranchir du développement possiblement long et coûteux d'une boucle à verrouillage de flux complexe pouvant fonctionner à 8 MHz, il fut choisi d'exploiter le SQIF sans cette dernière. Rappelons que ce type d'asservissement permet de linéariser la réponse du capteur, ce qui n'est pas fondamentalement requis avec la technologie SQIF.

Fonctionnement en température

Au niveau du fonctionnement en température du capteur, le Démonstrateur Super-QIF doit permettre d'obtenir une température minimale à la position du capteur qui soit au moins égale et préférentiellement inférieure à sa température de fonctionnement anticipée à environ 70 K. D'ailleurs, la tête froide devant être déportée à l'extérieur de l'aimant à environ 80 cm du SQIF, le système doit donc inclure une chaîne de froid optimisée.

Comme pour le banc de caractérisation SQIF [section 3.2.1], il faut également un contrôle précis de la température. Ceci peut être fait par un asservissement de type PID (Proportionnel–Intégral–Différentiel) à l'aide d'un contrôleur de température, de sondes de température et de chaufferettes.

Fonctionnement en courant

Ce point ne pose pas de difficulté particulière. Le système doit inclure une source de courant bas bruit pour alimenter l'antenne SQIF.

Fonctionnement en champ magnétique

En ce qui concerne le point de fonctionnement en champ magnétique du SQIF, il est important de mettre en perspective les différents ordres de grandeur des champs magnétiques intervenant dans l'expérience. Le SQIF doit être polarisé à $B_{\text{opt}} \sim 1 \mu\text{T}$ alors que le champ généré par l'aimant est de 0.2 T selon l'axe- z et que l'antenne d'émission génère une onde de 10 μT à 100 μT selon l'axe- x . Il est donc essentiel de découpler magnétiquement le SQIF en le positionnant perpendiculairement relativement à ces deux sources de champ magnétique, soit selon l'axe- y . Une bobine de polarisation alimentée par une source de courant bas bruit peut alors être utilisée pour polariser le SQIF à $B_{\text{opt}} \sim 1 \mu\text{T}$.

Toutefois, comme $B_0 \gg B_{\text{opt}}$, même en positionnant le capteur le plus soigneusement possible, une erreur d'angle infime est inévitable [Fig. 3.13]. Sous l'approximation des petits angles, chaque degré d'erreur introduit un champ parasite de 3.5 mT dans le capteur, le rendant *de facto* inutilisable. Il est donc essentiel de compenser ce champ. La problématique du champ parasite implique aussi qu'il n'est pas viable de refroidir le capteur directement dans le champ magnétique de l'aimant pour des raisons de flux piégé. Il serait presque impossible de retrouver l'antipic après le refroidissement. La solution à ce problème implique donc de concevoir une table d'insertion permettant de refroidir le SQIF à l'extérieur de l'aimant, puis de l'y insérer lentement alors que l'on oppose le champ parasite en temps réel à l'aide d'une boucle de contre-réaction. Cet asservissement n'est toutefois pas à confondre avec une boucle à verrouillage de flux. En effet, cette dernière oppose TOUTE variation de flux magnétique, même le signal que l'on cherche à mesurer.

Pour notre application, nous souhaitons filtrer uniquement les fréquences correspondant aux basses fréquences (au plus 1 kHz).

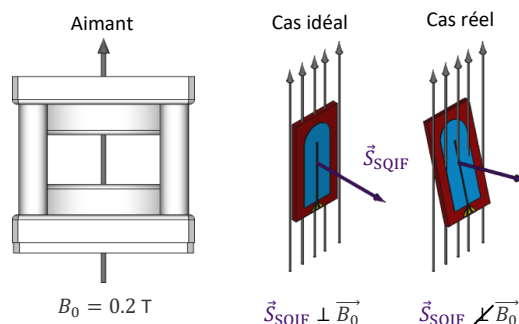


FIGURE 3.13 – Problématique du positionnement du SQIF dans l’imageur RMN. L’aimant permanent génère un champ magnétique B_0 orienté verticalement. Dans le cas idéal, le SQIF est positionné parallèlement à ce champ et aucun flux n’est capté par l’antenne. En pratique, une erreur d’angle est inévitable et le SQIF « voit » partiellement le champ B_0 . Il faut donc compenser l’effet de cette erreur de positionnement de l’antenne.

Intégration dans une chaîne de mesure

Enfin, il faut aussi intégrer le démonstrateur dans une chaîne de mesure adaptée à l’expérience de RMN. Tout d’abord, remarquons que contrairement aux antennes classiques, le SQIF ne peut être utilisé qu’en réception et non en transmission. Il est donc pratique de concevoir une antenne d’émission RF intégrée au Démonstrateur Super-QIF et accordée à la fréquence de travail à 8 MHz.

Pour ce qui est de la lecture du signal généré par le SQIF, tout comme pour le banc de test, il faut séparer le signal en composantes DC et AC. La composante DC est lue par un microvoltmètre alors que la composante AC est transmise à la chaîne de mesure radiofréquence. En pratique, on peut utiliser la chaîne de mesure de l’imageur RMN de MRI-Tech.

3.3.4 Résumé des besoins

Nous résumons ici l’équipement qui doit faire partie du Démonstrateur Super-QIF :

- Au moins un capteur SQIF
- Une chaîne de froid cryogénique
- Un cryostat sous vide
- Une pompe à vide
- Un cryo-réfrigérateur de type tube pulsé
- Une table d’insertion
- Une antenne d’émission
- Une bobine de polarisation en champ magnétique
- Un contrôleur de température, des sondes et des chaufferettes
- Deux sources de courants (SQIF et bobine de polarisation)
- Un microvoltmètre

3.4 Outils de conception et caractérisation du Démonstrateur Super-QIF

3.4.1 Logiciel de conception

La conception du Démonstrateur Super-QIF a requis le dessin de nombreux composants mécaniques. Le gratuiciel de modélisation 3D FreeCAD, une alternative au logiciel CATIA, fut utilisé pour le dessin de l'ensemble des composants, ainsi que pour la production de dessins techniques.

3.4.2 Simulations thermiques

Pour la conception de la chaîne de froid, des simulations thermiques furent réalisées à l'aide de Comsol Multiphysics. Ces simulations ont été réalisées dans le cadre d'un processus de conception itératif ayant pour objectif final de trouver un *design* optimal pour la chaîne de froid, c'est-à-dire une configuration permettant de minimiser la température atteinte à la position du SQIF. Chaque simulation servait donc à estimer cette température pour une configuration de chaîne de froid donnée.

On s'intéresse à des systèmes présentant deux types de transferts de chaleur : la conduction et le rayonnement. Le système étant sous vide, la convection peut être négligée. La conduction est décrite par l'équation de la chaleur :

$$\rho C_P \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = S,$$

où

ρ	masse volumique (kg m^{-3}),
C_P	chaleur spécifique à pression constante ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$),
T	température (K),
$\vec{j} = -\lambda \nabla T$	flux de chaleur (W m^{-2}),
S	source volumique de chaleur (W m^{-3}),
λ	conductivité thermique ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$).

Comme nous cherchons à connaître la température du système à l'équilibre et qu'il n'y a pas de source volumique de chaleur, cette équation se simplifie :

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0.$$

Pour résoudre ce problème, il faut définir les conductivités thermiques des différents matériaux utilisés, la condition initiale et les conditions aux frontières du système.

Aux températures cryogéniques, les matériaux présentent souvent des conductivités thermiques $\lambda(T)$ qui dépendent très fortement de la température. Heureusement, on trouve dans la littérature des bases de données contenant ces informations pour une grande variété de matériaux. En particulier, Marquardt et Radebaugh présentent une table d'équations avec paramètres ajustés pour les principaux matériaux utilisés en cryogénie [188] (matières plastiques, cuivre). Pour l'AlN, Slack *et al.* [189] fournissent ces paramètres.

Comme condition initiale, la température fut posée uniforme sur l'ensemble du système, avec $T_1 \sim 100 \text{ K}$.

Il existe trois types de conditions aux frontières dans ce système. Premièrement, une surface de température T_1 exposée au vide recevra un flux d'énergie surfacique s d'origine radiative décrit par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$s = \epsilon\sigma(T_0^4 - T_1^4),$$

où ϵ est l'émissivité de la surface, σ est la constante de Stefan-Boltzmann et $T_0 \sim 300$ K est la température du rayonnement thermique. Mentionnons que σ varie fortement en fonction du matériau et de la qualité de la surface. Les matières plastique et les oxydes ont souvent $\epsilon \sim 0.9$, alors que les métaux auront plutôt $\epsilon \sim 0.2$. Une surface métallique polie et propre peut atteindre $\epsilon \leq 0.1$. Enfin, les matériaux super-isolants comme le MLI (*multi-layer insulation*) peuvent atteindre des émissivités effectives $\epsilon \leq 0.01$. Pour les simulations, nous avons considéré que les surfaces de la chaîne de froid seraient recouvertes de MLI ($\epsilon \leq 0.01$), que les surfaces en plastique seraient aluminisées ($\epsilon \leq 0.1$) et que les plaques d'AlN seraient aussi recouvertes d'un mince écran réfléchissant ($\epsilon \leq 0.1$).

Deuxièmement, les surfaces en contact avec un réservoir thermique auront une température fixée par ce dernier :

$$T_1 = T_0,$$

où T_0 est la température du réservoir. En pratique, ce type de condition fut utilisé pour les surfaces du système en contact direct avec des points chauds, par exemple un pied de support en contact avec une surface à température ambiante.

Troisièmement, à l'interface entre deux volumes, les flux de chaleur j_1 et j_2 sont déterminés par :

$$\vec{j}_1 \cdot \vec{n}_1 - \vec{j}_2 \cdot \vec{n}_2 = -q_s,$$

où $\vec{n}_1$ et $\vec{n}_2$ sont les vecteurs normaux aux surfaces 1 et 2, respectivement, et q_s est le flux de chaleur généré à l'interface. Pour deux surfaces internes de la chaîne de froid (hors tête froide), $q_s = 0$. Dans le cas particulier de la surface de la chaîne de froid en contact avec la tête froide, on pose $j_2 = 0$ et $q_s = q_s(T)$, c'est-à-dire une quantité dépendante de la température qui représente la « puissance de froid » de la tête froide (en W). Cette quantité définit le flux de chaleur que la tête froide peut extirper du système et sa dépendance en température est fournie dans la fiche technique de l'appareil (Pulse Tube PT30 de Cryomech).

Enfin, mentionnons que la résolution de ce problème à l'aide du logiciel de simulation Comsol Multiphysics fut réalisée en utilisant la configuration « par défaut » du logiciel, aussi bien pour la définition du maillage (division du volume en polyèdres) que pour la définition des critères de convergence.

3.4.3 Fabrication et assemblage

La fabrication de la presque intégralité des composants du Démonstrateur Super-QIF fut sous-traitée et seuls quelques composants de petites dimensions furent fabriqués au laboratoire CRMSB par imprimante 3D. L'assemblage initial du cryostat et une série de tests préliminaires (étanchéité et cryogénie) furent d'abord réalisés dans les laboratoires de TRT. Le cryostat fut par la suite transféré au laboratoire d'accueil pour débiter la phase d'intégration du démonstrateur à l'expérience de RMN.

3.4.4 Test d'étanchéité

Pour une cryogénie basée sur la conduction à l'état solide, un vide « suffisant » (en pratique $P \sim 10^{-2}$ Pa) est la première condition à remplir pour espérer atteindre de bonnes performances en cryogénie⁵. Dans ces conditions, le flux de chaleur associé à la convection thermique dans le cryostat peut devenir négligeable devant les autres sources de chaleur, soient le rayonnement thermique et les ponts thermiques non souhaités entre des points chauds et la chaîne de froid.

À l'état stationnaire, la pression minimale obtenue dans un cryostat résulte d'un équilibre entre des termes de sources (les fuites) et la capacité de pompage du système. Il est donc important de dépister les éventuelles fuites du cryostat dans un objectif de déverminage, c'est-à-dire d'optimisation. De manière générale, lorsque la pompe à vide est en fonction, les fuites majeures peuvent être détectées au son caractéristique qu'elles génèrent. Pour détecter les fuites mineures avec une très haute sensibilité, on utilise la méthode dite du reniflage à l'hélium. L'hélium agit comme gaz traceur et il est facilement détectable par spectroscopie de masse. À l'aide d'une soufflette, une petite quantité d'hélium est introduite de manière bien localisée à l'extérieur de l'enceinte. Les atomes d'hélium sont petits et inertes ; ils pénètrent donc facilement le cryostat à travers les éventuelles fuites et ils sont rapidement évacués de l'enceinte par la pompe à vide. Un spectromètre de masse connecté au cryostat détecte alors la présence éventuelle de l'hélium dans l'enceinte. Cette procédure est répétée de manière systématique pour toutes les zones à risque de fuite, en particulier les joints, les soudures et les points de colles.

3.4.5 Test cryogénique

Si le niveau de vide obtenu dans le cryostat est suffisant, il est possible de passer à la caractérisation thermique de la chaîne de froid. Pour ce faire, on positionne des sondes de température à divers endroits de la chaîne de froid et on mesure la température d'équilibre du système lorsque la tête froide est en fonction. On étudie les performances du système selon plusieurs configurations (ex : tête froide seule ou avec la chaîne de froid) afin d'identifier les sources de chaleur du système. Ici encore, cette caractérisation est faite dans un objectif de déverminage. Le cryostat à son état de fonctionnement optimal permettra de minimiser la température atteignable au niveau du capteur.

3.4.6 Test de compatibilité IRM du Démonstrateur Super-QIF

La contrainte environnementale la plus forte intervenant dans la conception du Démonstrateur Super-QIF porte sur sa compatibilité avec l'environnement magnétique de l'expérience d'IRM. Ceci implique qu'il faut non seulement évaluer l'impact du Démonstrateur (et de l'équipement électronique afférant) sur l'homogénéité de la composante B_0 du champ magnétique de l'aimant, mais aussi sur le niveau de bruit global de l'expérience de RMN. Une solution pratique pour réaliser ces tests est d'avoir recours à une expérience d'IRM.

5. Plus rigoureusement, pour qu'un volume soit considéré comme « vide », il faut que le libre parcours moyen des molécules en phase gazeuse soit significativement plus grand que les dimensions caractéristiques du volume. Le concept de vide est donc fortement relatif au volume d'intérêt. Dans ces conditions, il faut considérer la nature discrète des molécules pour modéliser correctement le transport de chaleur. Il s'agit du régime de flux moléculaire libre (*free molecular flow*).

Pour ce faire, nous avons utilisé un fantôme d'eau de géométrie cylindrique et présentant un effet T_1 ⁶ et nous avons acquis son signal RMN à l'aide d'une antenne classique de type selle de cheval ($\varnothing 45$ mm). Chaque expérience fut conduite dans une configuration expérimentale distincte : en positionnement différemment certains composants ou encore en ayant certains équipement éteints ou en fonction lors de l'acquisition.

Effet sur l'homogénéité du champ magnétique

Une manière d'évaluer les perturbations magnétiques causées par le montage expérimental est d'étudier son impact sur la largeur spectrale Δf du pic de RMN de l'eau. Pour un champ magnétique homogène, tous les protons précessent à la même fréquence $f_0 = \gamma B_0 / 2\pi$ et la largeur de ce pic Δf provient principalement du temps de relaxation transversal (ou temps de cohérence) T_2 avec $\Delta f \approx 1/(\pi T_2)$. Pour un champ inhomogène, il y a une distribution des fréquences de précession des protons autour de f_0 de largeur Δf_0 . Le spectre RMN ainsi obtenu est donc une convolution du spectre d'un spin unique sur la distribution des fréquences RMN exprimées sur le volume de l'échantillon, ce qui mène à un élargissement « effectif » du pic spectral de l'eau. En première approximation, la largeur totale Δf^* du pic RMN de l'eau est :

$$\Delta f^* \approx \Delta f + \Delta f_0.$$

En pratique, on parle de temps effectif de relaxation T_2^* avec $T_2^* = 1/(\pi \Delta f^*)$. Pour isoler Δf_0 , il faut donc au moins une mesure de référence sans le Démonstrateur Super-QIF.

Les paramètres de la séquence d'impulsion rf utilisée pour effectuer ces tests sont indiqués au Tableau 3.1

Tableau 3.1 – Paramètres de la séquence d'impulsion utilisée pour les tests d'homogénéité de champ.

Type d'impulsion	rectangulaire
Durée	PD = 500 μ s
Angle	$\theta = 90^\circ$
Nb de points	NP = 16 384 ($= 2^{14}$)
Bande passante	BW = 10 kHz

Enfin, mentionnons que les perturbations magnétiques Δf_0 sont évaluées à un gradient près, car l'aimant Cirrus 0.2 T possède un système actif d'ajustement du champ magnétique (*shim*) permettant de corriger l'homogénéité du champ au premier ordre sur les trois axes. Les paramètres du *shim*, c'est-à-dire la valeur des gradients selon les trois axes, sont néanmoins notés.

Effet sur le niveau de bruit de l'expérience d'IRM

On peut étudier la contribution des équipements (principalement électroniques) au niveau de bruit de l'expérience de RMN en acquérant des images IRM. La séquence utilisée fut de type SSFP 3D⁷. Les paramètres de cette séquence sont donnés dans le Tableau 3.2.

6. L'effet T_1 est une réduction du temps de relaxation longitudinal des protons. Il agit comme exhausteur de signal et il permet de raccourcir la durée de l'expérience d'IRM.

7. SSFP pour *Steady-State Free Precession*, ou précession libre à l'état stationnaire.

Tableau 3.2 – Paramètres de la séquence d'imagerie utilisée pour les tests en bruit.

Nom de séquence	SSFP_FID_3D
Type d'impulsion	Sinus cardinal
Durée impulsion	PD = 2 ms
Angle de bascule	DEG = 60 °
Temps d'écho	TE = 18.4 ms
Bande passante	BW = 5 kHz
Résolution	RES = 0.5 mm × 0.5 mm × 1 mm
Champ de vue	FOV = 64 mm × 32 mm × 30 mm
Nombre de moyennage	AVE = 1

Le signal IRM ayant naturellement une composante réelle et imaginaire, les images en magnitude furent utilisées. La valeur moyenne du signal S et l'écart-type sur le niveau de bruit N furent mesurés sur des régions d'intérêt dans des tranches se trouvant respectivement au cœur et à l'extérieur du fantôme. Le SNR est défini tel que :

$$\text{SNR} = \frac{S}{2N}.$$

Résultats

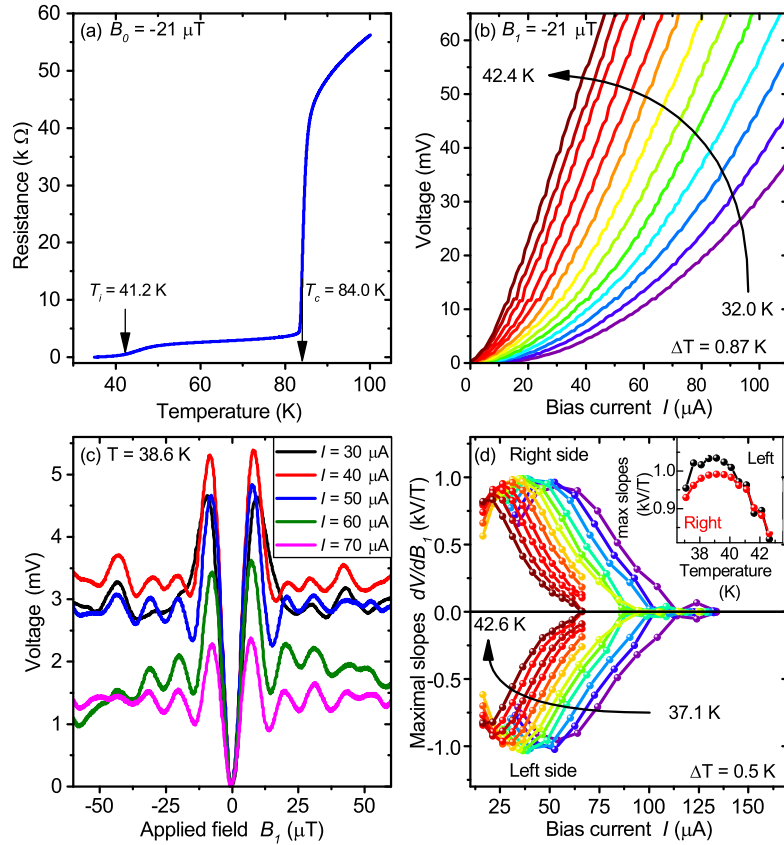


FIGURE 4.1 – Caractérisation en régime continu du SQIF seul. (a) Résistance en fonction de la température sous un courant de polarisation de $10 \mu A$; $T_c = 84.0$ K et $T_i = 41.2$ K sont les températures caractéristiques de transition de l' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ non-irradié et des jonctions Josephson. L'antenne fut refroidie sous-champ à $B_0 = -21 \mu T$. (b) Caractéristiques V-I entre 32.0 K et 42.4 K sous un champ appliqué $B_1 = -21 \mu T$. (c) Quelques réponses V-B SQIF pour différentes valeurs de courant de polarisation à 38.6 K; chaque courbe fut translatée verticalement afin de faciliter la comparaison. (d) Pentas extrémales de l'antipic $\partial_B V$ en fonction du courant de polarisation pour T entre 37.1 K et 42.6 K. Les valeurs négatives et positives réfèrent respectivement aux pentes à gauche et à droite de l'antipic. La figure en encadré montre l'extrémum de $\partial_B V$ obtenu à chaque température.

4.1 Caractérisation d'un SQIF en méandre

L'objectif de cette première étude était d'étudier l'effet d'un amplificateur de flux supraconducteur sur la réponse du capteur et de choisir la géométrie d'amplificateur offrant les meilleurs gains en sensibilité pour une intégration en RMN. Six antennes furent fabriquées et caractérisées. La première est un SQIF de référence sans amplificateur de flux et les cinq autres présentent soit un transformateur ou un concentrateur de flux supraconducteur [section 3.1.3].

4.1.1 Réponse d'un SQIF 1D seul

Caractérisation en régime continu

La première étape de la procédure de caractérisation de SQIF est de mesurer sa résistance électrique en fonction de la température $R(T)$. Cette étape fut réalisée sous un champ de refroidissement $B_0 = -21 \mu\text{T}$, soit la valeur du champ magnétique terrestre dans le montage expérimental. Sur la Fig. 4.1.a, on observe que l'antenne présente deux températures caractéristiques, l'une est la transition supraconductrice de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ non irradié à $T_c = 84.0 \text{ K}$ et l'autre est la transition des jonctions Josephson à $T_i = 41.2 \text{ K}$ sous un courant de polarisation de $10 \mu\text{A}$. Cette valeur de T_i est étonnamment faible, car le couplage Josephson devrait plutôt survenir à $T_i \sim 70 \text{ K}$ avec les paramètres d'irradiation employés. Ceci suggère une sur-irradiation des jonctions.

Par la suite, treize températures furent sélectionnées entre 32.0 K et 42.4 K . Les caractéristiques V - I correspondant à chacune de ces températures sont montrées à la Fig. 4.1.b. Nous avons aussi mesuré la réponse magnétique $V(B_1)$ entre 37.1 K et 42.6 K . Des réponses à 38.6 K sont présentées à la Fig. 4.1.c pour quelques valeurs de courant de polarisation. On observe que l'amplitude de modulation ΔV de l'antipic augmente pour les faibles valeurs de I puis diminue, passant par un maximum unique, dans ce cas à $40 \mu\text{A}$. En température, ce maximum est translaté vers de plus faibles courants pour des températures croissantes et *vice versa*. Les valeurs maximales prises par les pentes de l'antipic présentent la même dépendance en courant et en température, comme on peut le voir à la Fig. 4.1.d. Rappelons que ces pentes maximales correspondent au facteur de transfert $\partial_B V$ du SQIF.

Au final, l'antipic SQIF présente un optimum à $(I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}}) = (40 \mu\text{A}, 38.6 \text{ K})$, où $\Delta V = 5.4 \text{ mV}$, $\partial_B V = 1 \text{ kV T}^{-1}$ et sa largeur à mi-hauteur (ou FWHM pour *Full Width at Half Maximum*) est de $8.5 \mu\text{T}$. Le domaine des températures pour lequel la pente maximale est près de 1 kV T^{-1} a une largeur d'environ 2 K autour de 39 K [Fig. 4.1.d encadré]. Enfin, on note que l'antipic est presque symétrique et bien centré à $B_1 = 0 \mu\text{T}$. Ces valeurs sont résumées au tableau 4.1.

Caractérisation en régime fréquentiel

L'optimum du SQIF de référence désormais connu, il est possible d'étudier sa réponse fréquentielle V_{rf} . Nous avons mesuré cette réponse à l'optimum en fonction du champ de caractérisation B_1 pour différents signaux d'excitation $B_{\text{rf}} \cos(2\pi ft)$ où B_{rf} est l'amplitude et f est la fréquence du signal. Pour ces mesures, nous avons utilisé un amplificateur de 50 dB avec haute-impédance d'entrée ($1 \text{ M}\Omega$) relié au SQIF via un câble coaxial de 1 m .

La Fig. 4.2 présente les réponses $V_{\text{rf}}(B_1)$ pour $B_{\text{rf}} \in [0.31, 5.6] \text{ nT}$ et $f \in \{4, 6, 8, 10\} \text{ MHz}$. De manière générale, on remarque que la réponse SQIF est bien proportionnelle

à l'amplitude du signal d'excitation B_{rf} et ceci pour toutes les fréquences étudiées. Ceci est montré dans les encadrés de la Fig. 4.2. On peut obtenir une idée de la dynamique en champ du SQIF à partir de la largeur à mi-hauteur des lobes centraux de V_{rf} , qui est d'environ $5.5 \mu\text{T}$.

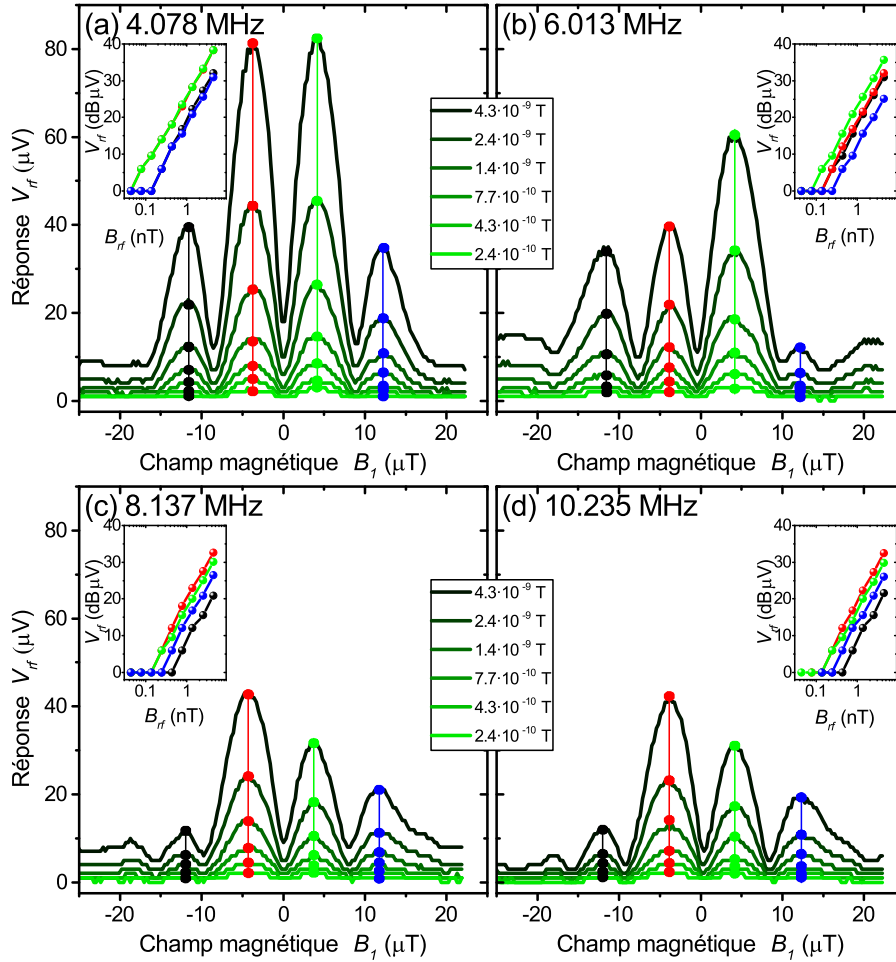


FIGURE 4.2 – Réponse radiofréquence V_{rf} du SQIF seul en fonction du champ magnétique de caractérisation B_1 pour un signal d'excitation $B_{rf} \cos(2\pi ft)$. Dans les encadrés, on montre l'amplitude de la réponse pour les quatre lobes principaux de V_{rf} en fonction de B_{rf} . Remarque : la réponse à 4 MHz étant bien symétrique, les amplitudes des lobes centraux et latéraux sont superposés deux par deux. L'unité dB μV représente une tension.

Si la forme de la réponse ne dépend pas de B_{rf} , elle est toutefois dépendante de la fréquence f . Notamment, la réponse à 4 MHz est symétrique, alors que les réponses à 6, 8 et 10 MHz sont asymétriques. En fonction de la fréquence, cette asymétrie est appelée à changer de sens. Par exemple, à 6 MHz, c'est le troisième lobe (points verts sur la figure) qui présente la plus grande amplitude, alors qu'à 8 MHz il s'agit plutôt du deuxième lobe (points rouges sur la figure).

Nous avons aussi mesuré les réponses $V_{rf}(B_1)$ pour une amplitude de signal d'excitation donnée $B_{rf} = 4.3 \text{ nT}$ et des fréquences f entre 1.538 MHz et 12.538 MHz. À la Fig. 4.3, on présente l'évolution de l'amplitude des quatre lobes principaux de $V_{rf}(B_1)$ en fonction de la fréquence. On remarque toujours la présence d'une asymétrie dans la réponse fréquentielle du SQIF. Celle-ci s'observe par le fait que les deux paires de courbes correspondant aux deux lobes centraux (rouge et vert) et aux deux lobes latéraux (bleu et noir) ne sont

pas superposées. La différence entre ces paires de courbes, qui mesure l'asymétrie de la réponse, est montrée dans l'encadrée de la Fig. 4.3. On note que l'asymétrie observée ici ne correspond toutefois pas exactement à celle qui fut présentée à la Fig. 4.2. Par exemple, à 10.235 MHz [Fig. 4.2.d], le lobe 3 est plus ample que le lobe 4; au contraire, à la même fréquence sur la Fig. 4.3, c'est le lobe 4 qui présente la plus grande amplitude. Ceci suggère que cet effet dépend de paramètres mal contrôlés de l'expérience. Malgré tout, la dépendance en fréquence de cette asymétrie est continue [Fig. 4.3 encadré].

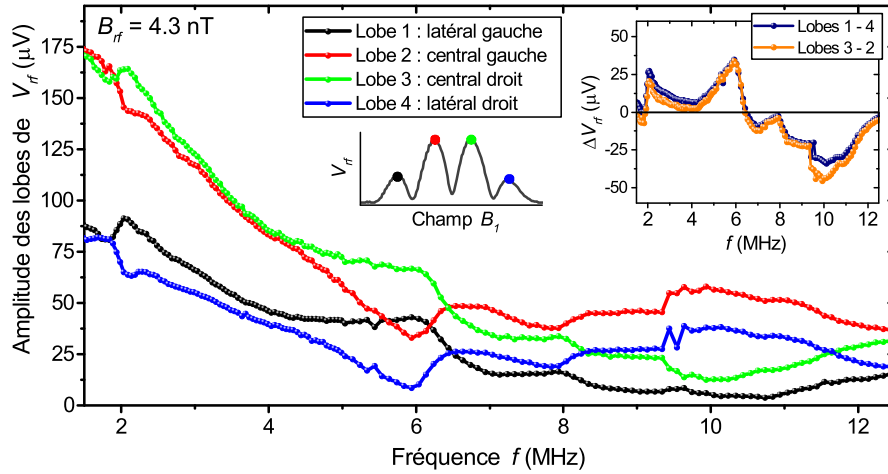


FIGURE 4.3 – Réponse radiofréquence V_{rf} du SQIF seul en fonction de la fréquence. Encadré : asymétrie dans la réponse SQIF.

De manière générale, on remarque aussi que la réponse présente une décroissance en fréquence. Celle-ci est causée par la désadaptation simultanée des impédances de l'amplificateur et du SQIF [section 3.2.3]. À la Fig. 4.4, on présente le terme de pertes en excès α_{pertes} [Éq. 3.8]. Rappelons que α_{pertes} décrit le rapport entre la réponse rf mesurée et la réponse théorique attendue [Éq. 3.2] après correction des pertes connues associées à la ligne de transmission et à l'écrantage du signal B_{rf} par la bobine de polarisation [section 3.2.3]. On note qu'il reste encore entre 4 dB et 8 dB de pertes. Le signal mesuré V_{rf} a donc une amplitude en fréquence qui est environ la moitié de ce qui est attendu théoriquement. Ces pertes en excès font toujours l'objet d'un travail de caractérisation.

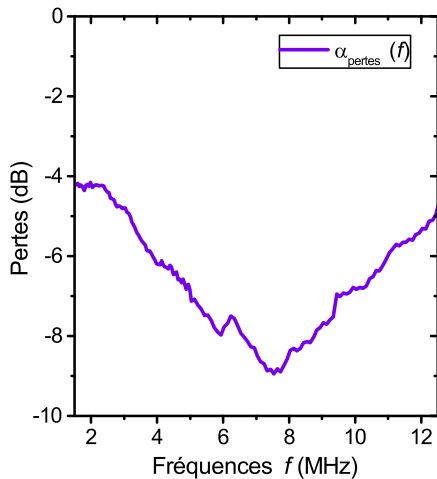


FIGURE 4.4 – Pertes en excès sur la réponse radiofréquence du SQIF seul. La courbe présentée fut obtenue à partir de la l'amplitude moyenne des deux lobes centraux de la réponse V_{rf} . Paramètres utilisés dans l'Éq. (3.8) : $L = 1$ m, $g = 47$ dB, $Z_L = 1$ M Ω , $R_{\text{SQIF}} = 650$ Ω .

4.1.2 Réponse de SQIF avec amplificateur de flux

Régime continu

Nous nous intéressons toujours à la réponse du même réseau de SQUID 1D en méandre, mais cette fois-ci lorsqu'il est orné d'un transformateur ou d'un concentrateur de flux supraconducteur. Cinq géométries différentes furent testées [section 3.1.3] et chaque antenne SQIF a suivi le même protocole expérimental que la première. Notamment, les antennes furent refroidies sous un champ magnétique $B_0 = -21 \mu\text{T}$. Aussi, par souci de concision, les résultats de la procédure de recherche de l'optimum sont résumés sous forme de tableau [Tableau 4.1].

Tableau 4.1 – Caractérisation DC d'antennes SQIF avec amplificateur de flux.

						
	Ref.	Papillon	Trans. fin	Trans. med.	Trans. large	Conc.
T_c	84.0 K	84.3 K	84.1 K	84.0 K	86.3 K	84.5 K
T_i	41.2 K	44.5 K	41.8 K	45.9 K	51.2 K	47.3 K
T_{opt}	38.6 K	37.0 K	34.0 K	41.5 K	47.0 K	42.5 K
I_{opt}	40 μA	63 μA	57 μA	52 μA	52 μA	52 μA
B_1^{pic}	0 μT	-17.9 μT	-16.3 μT	-18.3 μT	-18.3 μT	-17.6 μT
ΔV_g	5.30 mV	4.27 mV	4.42 mV	4.25 mV	3.94 mV	4.16 mV
ΔV_d	5.38 mV	4.28 mV	4.27 mV	4.12 mV	3.94 mV	3.83 mV
$\partial_B V_g$	1.0 kV/T	5.0 kV/T	5.2 kV/T	7.9 kV/T	6.2 kV/T	6.2 kV/T
$\partial_B V_d$	1.0 kV/T	2.6 kV/T	3.9 kV/T	3.9 kV/T	3.6 kV/T	4.0 kV/T
R_{opt}	650 Ω	190 Ω	185 Ω	350 Ω	260 Ω	230 Ω
FWHM	8.5 μT	1.7 μT	1.4 μT	1.3 μT	1.5 μT	1.6 μT
T_c température de transition de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ non-irradié; T_i température de transition des jonctions Josephson; T_{opt} température optimale; I_{opt} courant de polarisation optimal; B_1^{pic} position en champ magnétique de l'antipic; ΔV_g amplitude de l'antipic côté gauche; ΔV_d amplitude de l'antipic côté droit; $\partial_B V_g$ facteur de transfert côté gauche; $\partial_B V_d$ facteur de transfert côté droit; R_{opt} résistance de du SQIF à l'optimum; FWHM largeur à mi-hauteur de l'antipic.						

En ce qui concerne les mesures de résistance en fonction de la température $R(T)$, on remarque tout d'abord qu'il y a une dispersion des T_c et des T_i mesurées. La température de transition de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ non irradié est supposée être très uniforme sur le substrat et nous attribuons ce résultat à un artéfact de mesure. La sonde de température est fixée sur un bloc de cuivre qui repose sur un support d'AlN où l'antenne SQIF est collée. En fonction de la qualité du couplage thermique entre la sonde et l'antenne, la mesure de température au niveau de la sonde ne reflète pas nécessairement la température réelle du SQIF. Ceci est d'autant plus vrai que l'on est à basse température, et permet d'expliquer la forte dispersion de T_i . Par ailleurs, la valeur $T_c = 86.3 \text{ K}$ obtenue avec le SQIF avec transformateur large est particulièrement éloignée des autres valeurs, où $T_c = 84.2 \pm 0.2 \text{ K}$ (écart type excluant la valeur à 86 K). La température mesurée dans l'expérience est donc principalement indicative.

Les points optimaux de fonctionnement de ces antennes avec amplificateur se trouvent pour $T_{\text{opt}} \in [34.0, 47.0] \text{ K}$ et $I_{\text{opt}} \in [40, 63] \mu\text{A}$ en courant. Ces réponses magnétiques présentent cette fois des antipics asymétriques. On peut en voir un exemple à la Fig. 4.5 qui montre la réponse à l'optimum du SQIF avec concentrateur. En moyenne, les antipics ont une amplitude (ΔV) de 4.21 mV et de 4.09 mV pour les versants gauches

et droits, respectivement. Les pentes de l'antipic ($\partial_B V$) sont aussi asymétriques avec en moyenne 6.1 kV/T pour le côté gauche et 3.6 kV/T à droite. Il est remarquable que l'asymétrie présente dans la réponse soit toujours selon le même sens ; le versant gauche de l'antipic est systématiquement le plus performant relativement à son amplitude et à sa pente. Aussi, les antennes avec transformateur fin, médium, large et avec concentrateur ont des facteurs de transfert qui restent comparables, mais ces valeurs sont légèrement plus faibles pour l'antenne papillon. Ceci suggère que le principal paramètre jouant sur le gain en pente est la surface de captation de l'amplificateur de flux. On note que le plus grand facteur de transfert est obtenu pour le SQIF avec transformateur médium avec $\partial_B V_g = 7.9$ kV/T. Il pourrait donc sembler « supérieur » aux autres, mais une telle conclusion pourrait être mal avisée, car il n'est plus performant que pour un seul versant de l'antipic. Sa pente droite ($\partial_B V_d = 3.9$ kV/T) est similaire aux mêmes valeurs obtenues avec les autres antennes. On remarque aussi une distribution importante de la résistance continue des antennes à leur point optimum de fonctionnement (R_{opt}). Il en résulte une distribution des tensions de fonctionnement ($R_{\text{opt}} I_{\text{opt}}$) des SQIF. Enfin, on observe que l'antipic est plus étroit que pour le SQIF seul, avec une largeur à mi-hauteur moyenne de 1.5 μT , et qu'il est désormais centré en moyenne en $B_1^{\text{pic}} = -17.7$ μT .

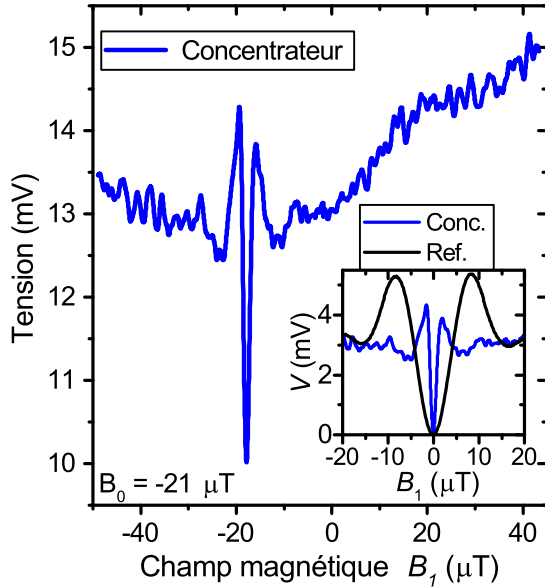


FIGURE 4.5 – Réponse magnétique en régime continu du SQIF avec concentrateur de flux à l'optimum ($I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}} = (52 \mu\text{T}, 42.5 \text{ K})$). L'encadré présente une superposition des réponses optimales du SQIF de référence et du SQIF avec concentrateur. Les réponses furent translatées à l'origine pour permettre la comparaison.

Régime radiofréquence

Tout comme pour l'antenne de référence, nous avons mesuré la réponse $V_{\text{rf}}(B_1)$ de ces SQIF avec amplificateurs de flux en fonction de l'amplitude B_{rf} et de la fréquence f du signal d'excitation magnétique.

À la Fig. 4.6, on montre un exemple de caractérisation pour l'antenne SQIF avec transformateur fin. Cet exemple est représentatif des résultats obtenus pour l'ensemble des antennes. De manière générale, ce SQIF avec transformateur fin présente un comportement similaire à l'antenne de référence. À chaque fréquence, la réponse est bien proportionnelle à l'amplitude du signal d'excitation [Fig. 4.6.(a-d)]. La modulation d'amplitude des lobes en fonction de la fréquence est toujours présente [Fig. 4.6.e] et il y a aussi une atténuation globale du signal en fréquence qui est due à la mauvaise adaptation d'impédance de la chaine de mesure. L'évaluation des pertes en excès a montré la même dépendance en fréquence que pour l'antenne de référence [Fig. 4.4], avec $\alpha_{\text{pertes}} \sim -6$ dB.

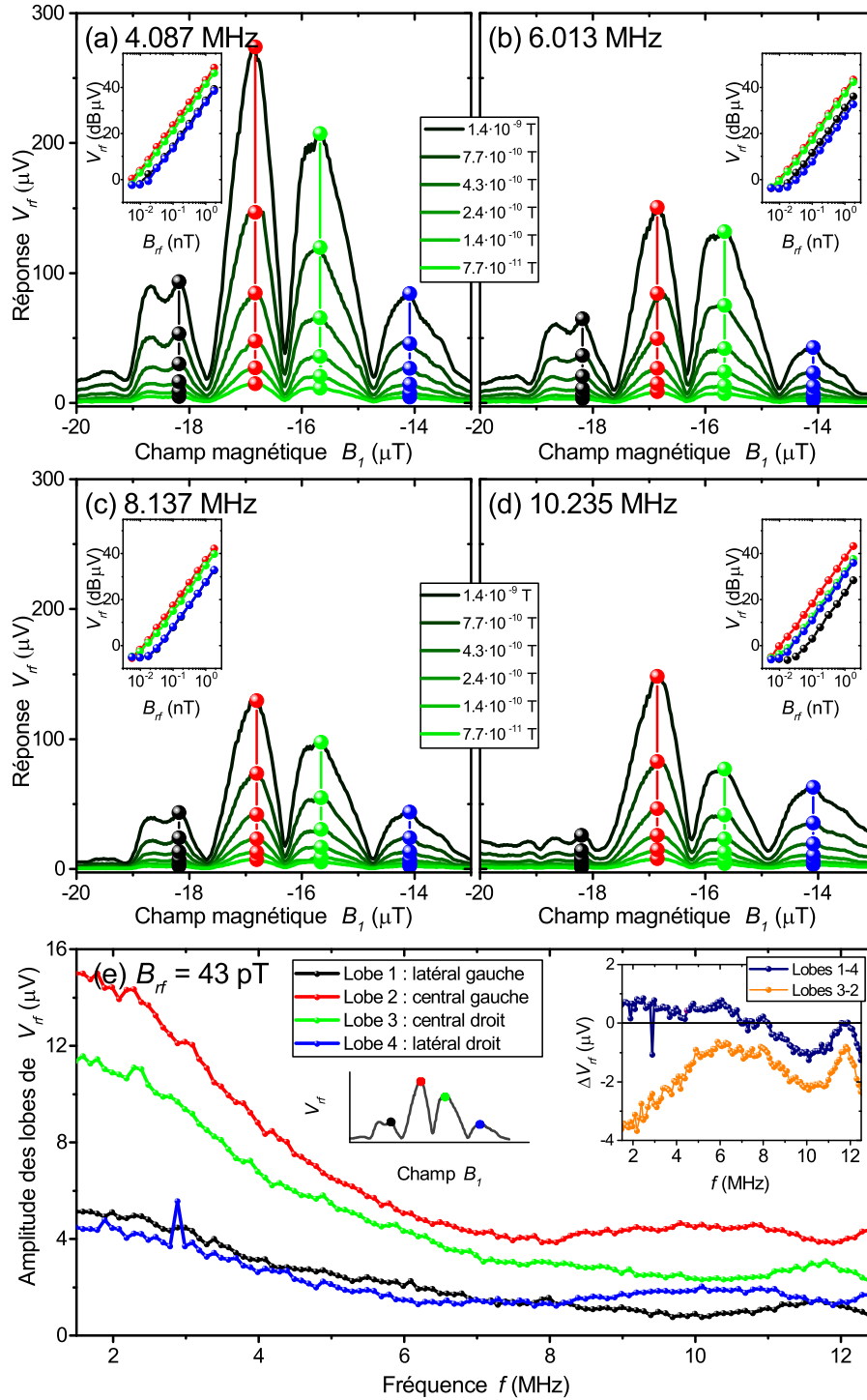


FIGURE 4.6 – Caractérisation radiofréquence du SQIF avec transformateur de flux fin. (a-d) Réponses $V_{rf}(B_1)$ pour diverses amplitudes d'onde d'excitation B_{rf} et fréquences f . Les encadrés présentent l'amplitude des lobes principaux en fonction de B_{rf} . (e) Amplitude des lobes principaux en fonction de la fréquence pour $B_{rf} = 43$ pT. L'encadré présente la différence entre les paires de lobes centraux (3-2) et latéraux (1-4).

La réponse radiofréquence du SQIF avec transformateur fin est globalement cohérente avec sa réponse continue. En particulier, l'asymétrie observée dans la forme de l'antipic se reflète aussi dans les résultats RF et la réponse est translatée en $B_1^{pic} = -16.3 \mu T$.

Cette asymétrie impacte aussi la dynamique en champ du SQIF ; le lobe 2 a une largeur à mi-hauteur de 0.8 μT alors que le lobe 3 a une largeur à mi-hauteur de 1.1 μT .

La dernière étape de caractérisation de l'antenne est l'évaluation de son seuil de détection. Pour ce faire, nous avons mesuré le plancher de bruit V_{floor} en tension pendant la caractérisation radiofréquence $V_{\text{rf}}(B_1)$ du capteur. Mentionnons que $V_{\text{floor}}(B_1)$ n'a pas montré de dépendance en champ magnétique B_1 , une dépendance extrêmement faible en B_{rf} [Fig. 4.7.a], et qu'il présente une atténuation en fréquence comparable à V_{rf} [Fig. 4.7.b]. Ces points sont importants, car ils indiquent que le bruit mesuré provient essentiellement du capteur, et non pas de l'environnement magnétique ou de la chaîne de mesure. On peut donc utiliser la valeur du champ limite détectable $B_{\text{rf,floor}}$ [Fig. 4.7.a] pour évaluer le seuil de détection de l'antenne B_N , ce qui est montré à la Fig. 4.7.c. Au final, cette antenne présente un seuil de détection entre 100 et 190 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour $f \in [2, 10]$ MHz. En utilisant l'expression théorique du niveau de bruit en champ magnétique du SQIF [Éq. 2.30], on tombe sur le même ordre de grandeur ($\sim 200 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$).

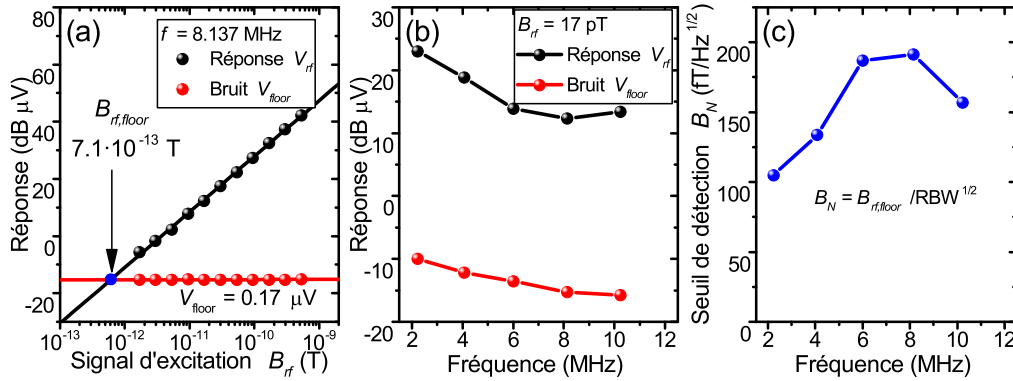
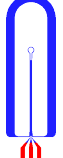


FIGURE 4.7 – Seuil de détection du SQIF avec transformateur fin. (a) Réponse du capteur V_{rf} et plancher de bruit en tension V_{floor} en fonction B_{rf} . Le champ $B_{\text{rf,floor}}$ décrit la limite de détection du signal magnétique dans cette expérience. (b) Comparaison de V_{rf} et V_{floor} en fréquence. (c) Seuil de détection de l'antenne en fonction de la fréquence. Pour ces mesures, le lobe présentant la réponse la plus ample fut utilisé (lobe 2 de la réponse V_{rf}).

Enfin, au Tableau 4.2, on présente le seuil de détection des différentes antennes. Tous les capteurs présentent des détectivités du même ordre de grandeur, soit entre 190 et 270 $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 8 MHz. *In fine*, en terme de performances, elles présenteraient donc des résultats comparables.

Tableau 4.2 – Résultats de caractérisation RF des antennes SQIF avec amplificateur de flux supraconducteur. Amplitude du signal d'excitation $B_{\text{rf}} = 1.4 \text{ nT}$ et fréquence $f = 8.137 \text{ MHz}$.

					
	Papillon	Trans. fin	Trans. med.	Trans. large	Conc.
Détectivité (fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	220	190	270	200	250

Avant de choisir une géométrie d'amplificateur pour la conception d'antennes SQIF RMN, il fut toutefois pertinent d'approfondir certains résultats de cette étude. En particulier, nous avons remarqué que les réponses des SQIF avec amplificateur de quelque

nature qu'il soit présentait des antipics à la fois asymétriques, d'amplitude moindre par rapport aux prévisions et translatés en champ magnétique (c.-à-d. avec $B_1^{\text{pic}} \neq 0$ μT). Ces altérations furent aussi observées en régime radiofréquence. Normalement, les transformateurs et concentrateurs de flux agissent comme facteur d'échelle sur la réponse SQIF. Si $V(B_1)$ est la réponse du SQIF de référence, alors la réponse attendue du SQIF avec amplificateur devrait être simplement $V(fB_1)$, où f est un facteur d'amplification. Aussi, le minimum de l'antipic est mesuré lorsque le champ local B perçu par le SQIF est nul. S'il n'est pas mesuré en $B_1^{\text{pic}} = 0$, ceci implique qu'un champ supplémentaire est présent dans l'expérience en plus du champ de caractérisation B_1 . Ce champ provient d'un flux piégé dans les boucles fermées des transformateurs ou bien sous la forme de vortex d'Abrikosov dans le concentrateur. Si on prend pour hypothèse que le flux piégé ne dépend que du champ de refroidissement B_0 , on peut exprimer le champ magnétique local B perçu par le SQIF au minimum de l'antipic comme étant :

$$B = f \cdot B_1^{\text{pic}} + v \cdot B_0 = 0, \quad (4.1)$$

où vB_0 est le champ généré par ce flux piégé. En considérant $B_0 = -21$ μT et $B_1^{\text{pic}} = -17.7$ μT (la position moyenne où l'antipic fut mesuré), cette équation implique que $v/f \sim -0.84$. Le flux piégé est donc amplifié par le transformateur (ou le concentrateur) dans le circuit du SQIF, ce qui peut contribuer à en dégrader la sensibilité. Nous avons donc étudié l'impact de ce flux sur la symétrie de l'antipic.

4.2 Asymétrie dans la réponse SQIF en régime continu

Pour une application telle que la RMN, l'utilisation d'un SQIF avec une réponse asymétrique n'est pas problématique en soi, car *in fine*, le critère de performance le plus essentiel de l'antenne est son seuil de détection, peu importe la forme de la réponse. Néanmoins, si cette asymétrie est tributaire de paramètres mal contrôlés de l'expérience, tels que les conditions de refroidissement, elle peut engendrer d'importants problèmes de reproductibilité en plus de conduire à une utilisation non-optimale du capteur. Pour cette raison, il est essentiel d'étudier son origine.

4.2.1 Réponse d'un SQIF en méandre refroidi sous champ

Nous avons réalisé une expérience où nous avons refroidi le SQIF avec concentrateur sous un champ de refroidissement B_0 puis nous avons mesuré sa réponse $V(B_1)$ [section 3.2.4]. Cette procédure fut répétée pour $B_0 \in [-120 \mu\text{T}, 100 \mu\text{T}]$. La Fig. 4.8.a présente quelques-unes de ces réponses, alors que les Fig. 4.8.(b,c) présentent respectivement l'amplitude et le facteur de transfert de l'antipic SQIF en fonction du champ de refroidissement B_0 .

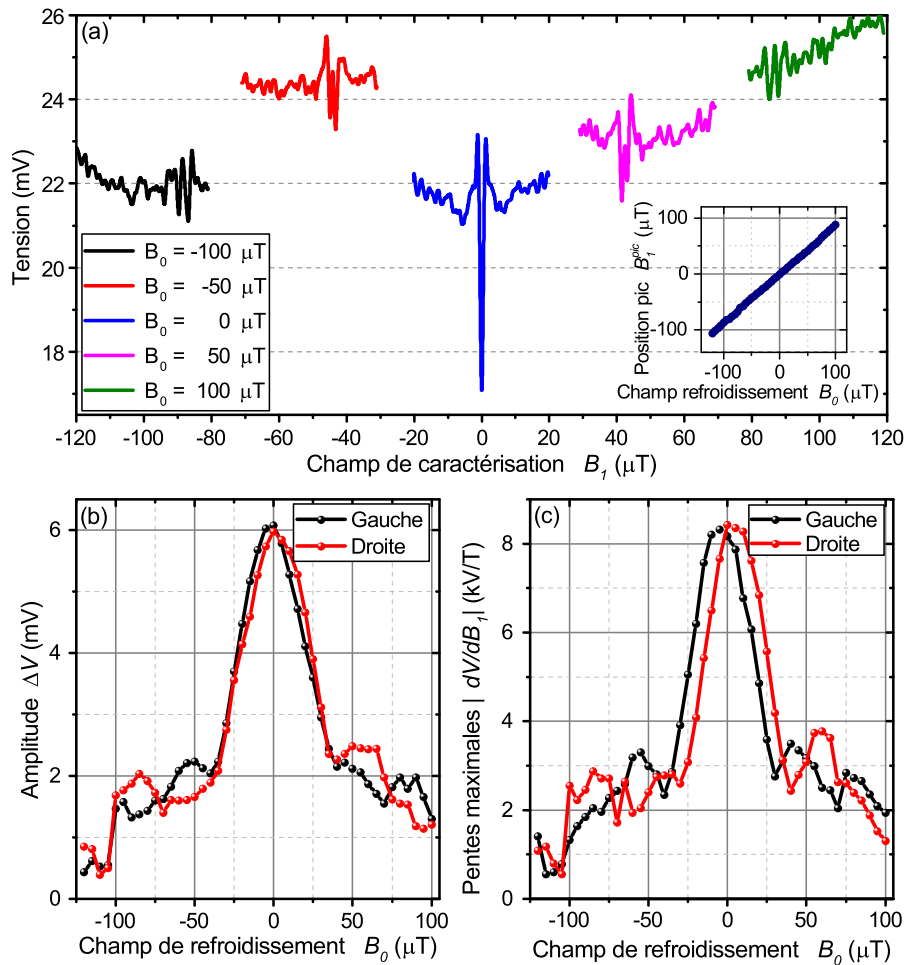


FIGURE 4.8 – Résultats de l'étude de piégeage de flux. (a) Réponse SQIF en fonction du champ de caractérisation B_1 pour différentes valeurs de champ de refroidissement B_0 . Dans l'encadré, on montre la position du centre de l'antipic B_1^{pic} en fonction de B_0 . (b) Amplitudes ΔV et (c) pentes maximales $\partial_B V$ pour les côtés (versants) gauche et droit de l'antipic en fonction de B_0 .

On note que pour un refroidissement à $B_0 = 0 \mu\text{T}$, la position de l'antipic est aussi trouvée à $B_0 = 0 \mu\text{T}$. Ceci confirme que dans ces conditions, il n'y a plus de vortex d'Abrikosov dans le concentrateur. Cette réponse SQIF présente aussi les meilleures propriétés. En plus d'être la plus symétrique, elle a la plus grande amplitude d'antipic ($\sim 6.1 \text{ mV}$) et les plus fortes pentes ($\sim 8.4 \text{ kV T}^{-1}$).

Lorsque $B_0 \neq 0 \mu\text{T}$, l'antenne affiche une réponse altérée. La modification la plus évidente de cette réponse est la translation de la position du centre de l'antipic B_1^{pic} . Ce dernier est notamment directement proportionnel à B_0 [Fig. 4.8.a encadré]. De plus, pour des valeurs croissantes de $|B_0|$, l'antipic s'élargit pour éventuellement se diviser en deux antipics d'amplitudes moindres. Ceci survient à $|B_0| = 35 \mu\text{T}$ et fait en sorte que l'antipic transitionne d'une forme en « V » à une forme en « W ». Pour de grandes valeurs de $|B_0|$, la réponse SQIF devient de plus en plus déformée jusqu'à son effondrement complet. Les valeurs de ΔV et de $\partial_B V$ présentées pour $|B_0| > 35 \mu\text{T}$ sont donc à considérer avec prudence, car l'extraction de ces paramètres n'est plus aussi bien définie pour ces courbes. Enfin, pour $B_0 = \pm 100 \mu\text{T}$, lorsque les deux antipics sont bien différenciés, il est remarquable que les deux antipics présentent une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $1 \mu\text{T}$, soit la même largeur que l'antipic à $B_0 = 0 \mu\text{T}$.

Sur la Fig. 4.8.(a), on remarque aussi que pour un B_0 donné, la réponse magnétique semble être un miroir en B_1 de la réponse obtenue en refroidissant à $-B_0$. Plus formellement :

$$V(-B_0, -B_1) \sim V(B_0, B_1) + V_{\text{shift}}, \quad (4.2)$$

où V_{shift} est un décalage en tension permettant de prendre en compte la dispersion dans la tension moyenne (ligne de base) qui séparent les réponses. Par exemple, la courbe rouge ($B_0 = -50 \mu\text{T}$) peut être approximée comme un miroir de la courbe violette ($B_0 = 50 \mu\text{T}$). Cette propriété est bien reproduite dans les courbes de $\Delta V(B_0)$ et $\partial_B V(B_0)$ [Fig. 4.8.(b,c)].

Par ailleurs, on remarque qu'il y a une forte dispersion de la position en tension des courbes [V_{shift} dans l'Éq. 4.2]. Ceci provient probablement du mauvais couplage entre la sonde de température et le capteur. Ainsi, les réponses ne sont pas obtenues précisément à la même température, ce qui explique pourquoi les lignes de base des antipics ne sont pas toutes sur une même ligne à $V \sim 22 \text{ mV}$. Néanmoins, ceci ne semble pas avoir d'effet significatif sur les propriétés de la réponse, car les amplitudes ΔV et les pentes $\partial_B V$ obtenus à $B_0 = -20$ sont cohérentes avec celles qui furent présentées précédemment.

Une autre propriété remarquable de ces résultats est la ressemblance entre l'amplitude de l'antipic et le motif de Fraunhofer affiché par le courant critique supraconducteur I_c d'une jonction Josephson soumise à un champ magnétique B [section 2.2.3]. Rappelons que cette modulation du courant critique a aussi pour conséquence de réduire l'amplitude de modulation SQUID. Pour déterminer si ce phénomène peut être responsable de la perte d'amplitude de l'antipic SQIF, il est pertinent de comparer les ordres de grandeur où ces deux effets surviennent. Nous avons donc mesuré la réponse magnétique du SQIF avec concentrateur refroidi à champ nul ($B_0 = 0 \mu\text{T}$) pour de « forts » champs de caractérisation $B_1 \in [-200 \mu\text{T}, 200 \mu\text{T}]$.

Comme on peut le voir sur la Fig. 4.9, la forme de la réponse $V(B_1)$ indique que le minimum du motif de Fraunhofer de $I_c(B_1)$ survient pour $|B_1| > 200 \mu\text{T}$ ¹. Or, le motif affiché dans les courbes $\Delta V(B_0)$ a un minimum qui se trouve plutôt à $|B_0| \approx 35 \mu\text{T}$.

1. Ce minimum en courant critique $I_c(B_1)$ se reflète dans la tension comme étant un maximum local de $V(B_1)$.

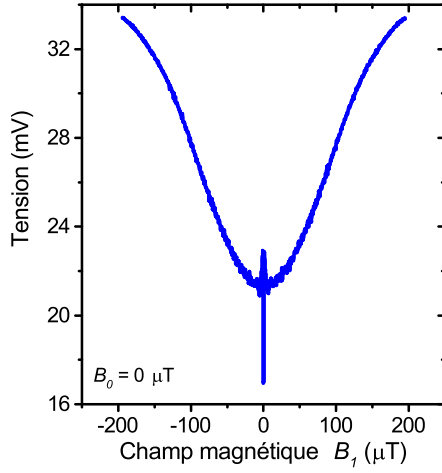


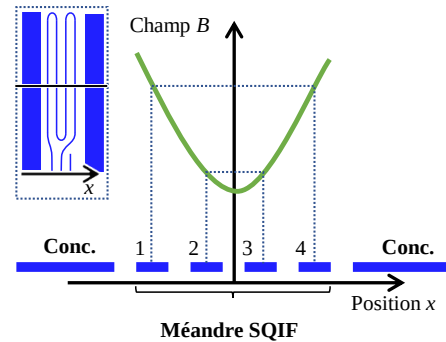
FIGURE 4.9 – Réponse DC du SQIF avec concentrateur après refroidissement à champ nul et mesuré pour de « forts » champs magnétiques de caractérisation B_1 relativement à la largeur de l'antipic SQIF. L'antipic est centré à $B_1 = 0 \mu\text{T}$. La forte dépendance de V à grande échelle en B_1 est due à la modulation du courant critique des jonctions Josephson.

Ceci permet de rejeter la modulation du champ critique des jonctions comme étant la cause de la modulation d'amplitude de l'antipic. Au lieu, nous proposons que les réponses expérimentales puissent être décrites comme étant la superposition de deux antipics SQIF légèrement translatés en champ magnétique.

4.2.2 Modèle

Les résultats précédents peuvent être reproduits à l'aide d'un modèle simple basé sur la géométrie du SQIF avec concentrateur de flux [Fig. 4.10]. On prend pour hypothèse que les réponses V_i avec $i = 1, \dots, 4$ des quatre branches du méandre SQIF suivent la même dépendance en champ magnétique $V_0(B)$, où B est le champ magnétique local, c'est-à-dire tel que vu par une branche. La réponse d'une branche du méandre peut donc s'écrire $V_i(B) = a_i V_0(B)$, où les coefficients d'amplitude a_i permettent de prendre en compte les imperfections dans le procédé technologique. Cette hypothèse est justifiée par le fait que chaque branche du réseau contient un grand nombre de SQUID dont les surfaces furent sélectionnées à l'aide de la même distribution de probabilité. La réponse de chaque branche devrait alors converger vers une même réponse. Sans perdre en généralité, on pose aussi $a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 1$, faisant en sorte que $V_0(B)$ est la réponse en tension du SQIF entier.

FIGURE 4.10 – Schéma du champ magnétique local B dans la fente du concentrateur de flux supraconducteur. De par la géométrie de l'antenne, le champ vu par une branche du SQIF ne devrait dépendre que de sa distance relativement au centre de la fente de telle sorte que les branches 1 & 4 (et 2 & 3) perçoivent le même champ local.



En utilisant la même approche qu'à l'Éq. (4.1), le champ local vu par une branche est $(f_i \cdot B_1 + v_i \cdot B_0)$, où f_i est le facteur d'amplification du champ sur le segment i et $v_i \cdot B_0$ est le champ généré sur le segment i par les vortex d'Abrikosov présent dans le concentrateur. La géométrie du capteur implique que le champ magnétique est symétrique au plan miroir

de l'antenne ; le champ local B ne dépend que de la position en x par rapport à ce plan de symétrie. Ceci signifie que les branches 1 & 4 (et 2 & 3) perçoivent le même champ, et donc $f_1 = f_4$ et $f_2 = f_3$, et la même conclusion s'applique aussi aux v_i , c'est-à-dire que $v_1 = v_4$ et $v_2 = v_3$. Sous ces hypothèses, la réponse totale du SQIF V_{mod} prend la forme suivante :

$$V_{\text{mod}}(B_0, B_1) = \frac{1 + \alpha}{2} V_0(f_1 B_1 + v_1 B_0) + \frac{1 - \alpha}{2} V_0(f_2 B_1 + v_2 B_0), \quad (4.3)$$

où $\alpha = (a_1 + a_4) - (a_2 + a_3)$ est une mesure du déséquilibre entre les amplitudes des réponses des SQIF. Cette équation décrit une combinaison de deux antipics translatés par une quantité $v_i/f_i \cdot B_0$ avec $i = 1, 2$. Ils se superposent parfaitement pour $B_0 = 0$ μT et se séparent dans le cas contraire.

Les paramètres f_i et v_i de l'Éq. 4.3 peuvent être estimés à partir des données de la Fig. 4.8. Les valeurs relatives $v_{1,2}/f_{1,2}$ se trouvent à partir de la translation de l'antipic $B_1^{\text{pic}}(B_0)$ et de la distance inter-pic $\Delta B_1^{\text{pic}}(B_0)$ suite à sa division :

$$B_1^{\text{pic}}(B_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{v_1}{f_1} + \frac{v_2}{f_2} \right) = \frac{1}{2} (-0.858 \pm 0.004) \cdot B_0 \quad (4.4)$$

$$\Delta B_1^{\text{pic}}(B_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{v_1}{f_1} - \frac{v_2}{f_2} \right) = \frac{1}{2} (0.027 \pm 0.004) \cdot B_0. \quad (4.5)$$

B_1^{pic} fut estimé à partir d'une régression linéaire sur des données de l'encadré de la Fig. 4.8. ΔB_1^{pic} fut estimé en mesurant la distance entre deux minimums d'une réponse en « W » bien définie et en moyennant sur deux mesures pour $B_0 = -100$ μT et 80 μT . Le facteur d'amplification moyen $f = (f_1 + f_2)/2 \approx 8.4$ est obtenu à partir du rapport entre les pentes maximales $\partial_B V$ du SQIF seul (1 kV T^{-1}) et le SQIF avec concentrateur refroidi à champ nul (8.4 kV T^{-1}). Le rapport $f_2/f_1 \approx 1.2 \pm 0.1$ s'estime en utilisant le rapport des largeurs à mi-hauteur des 2 antipics d'une réponse en « W » et en moyennant sur quelques mesures. À l'aide de ces quatre équations, on peut enfin évaluer les quatre paramètres. Ces valeurs calculées sont affichées au Tableau 4.3.

Tableau 4.3 – Valeur des paramètres f_i et v_i .

f_1	f_2	v_1	v_2
7.6	9.2	-6.4	-8.0

Il faut maintenant trouver une fonction V_0 valide. Pour ce faire, on peut décomposer V_0 sur un ensemble de $N + 1$ fonctions où N est choisi de manière à obtenir un certain niveau de précision désiré. Comme les réponses expérimentales $V_{\text{exp}}(0 \text{ } \mu\text{T}, B_1)$ [Fig. 4.8] ne présentent pas une asymétrie importante, on impose la parité de V_0 en fonction de B . Un choix naturel de base est celle des fonctions cosinus :

$$V_0(B) = \sum_{i=0}^N \tilde{V}_i \cdot \cos(k_i B), \quad (4.6)$$

où les k_i sont les « périodes en champ », avec $k_0 = 0$, et les $\tilde{V}_i$ sont les coefficients inconnus. L'Éq. 4.6 prend maintenant la forme suivante :

$$V_{\text{mod}}(B_0, B_1) = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^N \tilde{V}_j \{ (1 + \alpha) \cos[k_j(f_1 B_1 + v_1 B_0)] + (1 - \alpha) \cos[k_j(f_2 B_1 + v_2 B_0)] \} \quad (4.7)$$

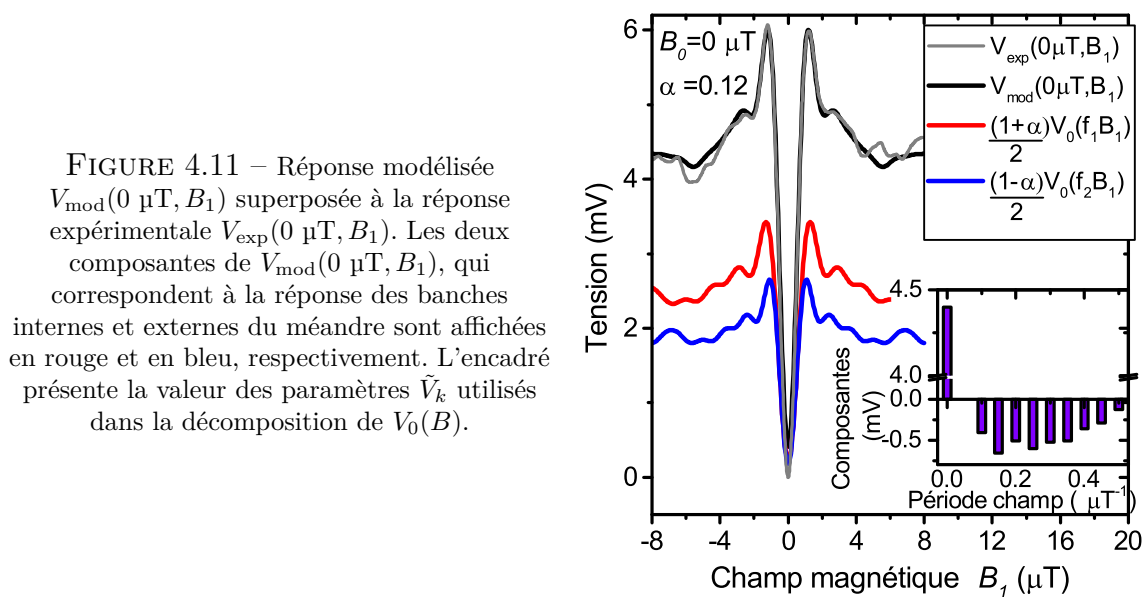
Les paramètres $\tilde{V}_k = \{\tilde{V}_i\}$ et α peuvent être déterminés en résolvant le problème des moindres carrés suivant :

$$\min_{\{V_i, \alpha\}} \sum_{j=1}^M \frac{(V_{j,\text{exp}} - V_{j,\text{mod}})^2}{M}, \quad (4.8)$$

où chaque j représente un point de coordonnée en champ $(B_0, B_1)_j$ et M est le nombre total de points. Toutefois, $\tilde{V}_k$ et α sont corrélés. On peut néanmoins résoudre le problème de manière itérative avec un algorithme en deux étapes, en résolvant d'abord pour $\tilde{V}_k$ puis α , et en posant $\alpha = 0$ comme condition initiale.

Cette approche nous a permis trouver une fonction V_0 . Le jeu de données qui fut utilisé pour ajuster les paramètres furent les points expérimentaux $V_{j,\text{exp}} = V_{\text{exp}}(B_{0,j}, B_{1,j})$ pour lesquels $|B_{1,j} - B_1^{\text{pic}}(B_{0,j})| \leq 8 \mu\text{T}$ et $|B_{0,j}| \leq 15 \mu\text{T}$, c'est-à-dire sept réponses SQIF tronquées autour de la région de l'antipic. Les résultats expérimentaux furent traduits en tension afin qu'elles aient toutes la même ligne de base et que $V_{\text{shift}} = 0$ entre chaque courbe [Éq. (4.2)]. Ce jeu de données est suffisamment large pour assurer une convergence rapide, il accorde plus de poids à la région de l'antipic et il évite de prendre les réponses qui sont trop déformées. Les périodes en champ choisies sont $\{k_0 = 0; k_1 = 0.10; k_2 = 0.15, \dots, k_9 = 0.50\}$ (en μT). Cet intervalle contient les principales périodes exprimées dans les résultats expérimentaux, et l'incrément est suffisamment grand pour éviter un mauvais conditionnement de la matrice utilisée pour résoudre l'Éq. 4.8.

La Fig. 4.11 présente la réponse modélisée $V_{\text{mod}}(0 \mu\text{T}, B_1)$ en comparaison avec la réponse $V_{\text{exp}}(0 \mu\text{T}, B_1)$, ainsi que la contribution des deux paires de branches SQIF. Le modèle reproduit assez fidèlement la réponse expérimentale. Dans l'encadré de la Fig. 4.11, l'ensemble $\tilde{V}_k$ est affiché. L'incertitude relative sur ces valeurs est de l'ordre de 10^{-4} ou moins. De plus, Nous avons trouvé $\alpha = 0.12 \pm 0.09$. Cette valeur varie pour d'autres ensembles $\tilde{V}_k$ « raisonnables ». Toutefois, nous avons observé une grande sensibilité de α à des variations, même faibles, des valeurs de f_i/v_i . Il serait donc malavisé de relier directement cette valeur calculée à la signification physique de α introduite précédemment. Néanmoins, obtenir $|\alpha| \ll 1$ est un résultat rassurant qui suggère que notre approche est valide.



4.2.3 Résultats du modèle

Ayant trouvé une fonction V_0 acceptable, nous avons étudié la réponse modélisée $V_{\text{mod}}(B_0, B_1)$ [Fig. 4.12.a] et nous avons soumis chaque courbe à la même procédure de caractérisation que les courbes expérimentales afin d'extraire les amplitudes ΔV et les facteurs de transfert $\partial_B V$ [Fig. 4.12.b,c].

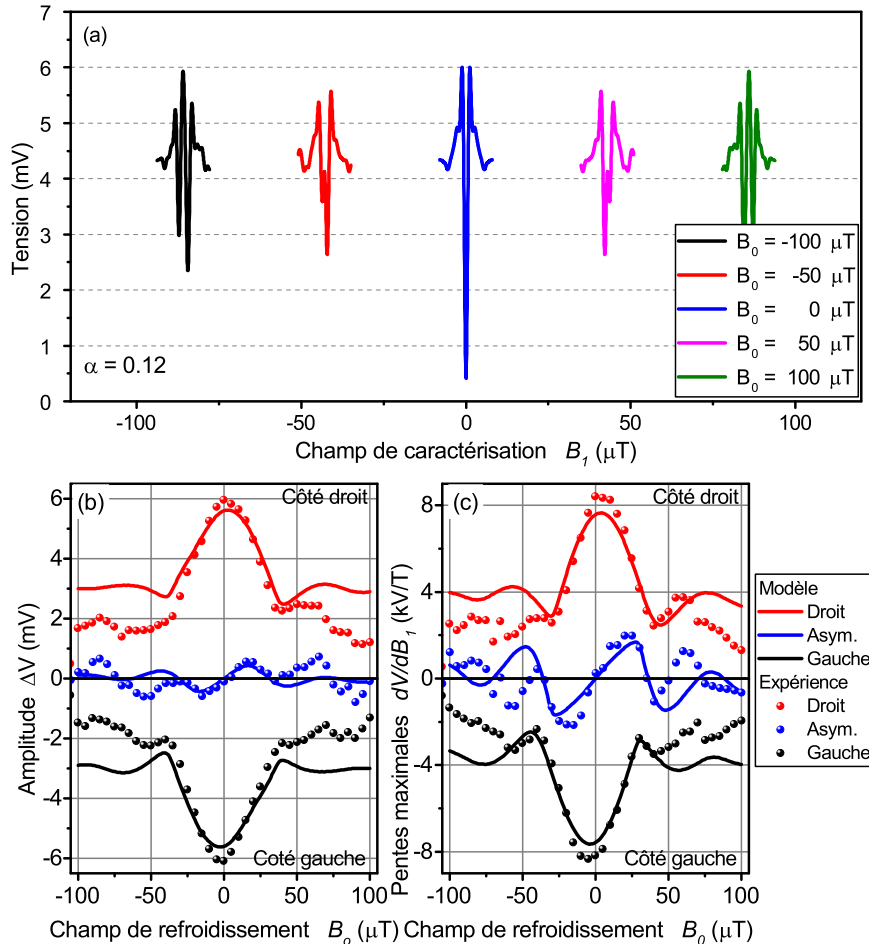


FIGURE 4.12 – Résultats modélisés de l'étude de piégeage de flux. (a) Réponse SQIF en fonction du champ de caractérisation B_1 pour différentes valeurs de champ de refroidissement B_0 et pour $\alpha = 0.12$. (b) Amplitudes ΔV et (c) pentes maximales $\partial_B V$ pour les côtés (versants) gauche et droit de l'antipic en fonction de B_0 .

Globalement, les réponses modélisées reproduisent les principales caractéristiques des résultats expérimentaux. Pour des valeurs croissantes de $|B_0|$, on observe une altération continue de la réponse SQIF. L'antipic affiche d'abord une forme en « V », puis évolue vers une forme en « W ». De plus, le motif « miroir » observé précédemment est aussi présent dans le modèle, car la fonction V_{mod} est paire et donc suit la propriété décrite à l'Éq. (4.2). Aussi, le modèle reproduit l'asymétrie observée dans la forme des antipics expérimentaux. Cette asymétrie a deux composantes : α et la différence entre les facteurs d'amplification ($f_1 - f_2$). Ceci peut être démontré à partir du développement en série de

Taylor de V_{mod} :

$$V_{\text{mod}}(\bar{B}, \Delta B) = \frac{1+\alpha}{2} V_0(\bar{B} + \Delta B) + \frac{1-\alpha}{2} V_0(\bar{B} - \Delta B) \quad (4.9)$$

$$= \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{\partial^{2n} V_0}{\partial B^{2n}} \Big|_{\bar{B}} \left(\frac{f_1^{2n}(1+\alpha)}{2} + \frac{f_2^{2n}(1-\alpha)}{2} \right) \Delta B^{2n} \right) + \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)!} \frac{\partial^{2n+1} V_0}{\partial B^{2n+1}} \Big|_{\bar{B}} \left(\frac{f_1^{2n+1}(1+\alpha)}{2} + \frac{f_2^{2n+1}(1-\alpha)}{2} \right) \Delta B^{2n+1} \right), \quad (4.10)$$

où $2\bar{B} = (f_1 + f_2)B_1 + (v_1 + v_2)B_0$ et $2\Delta B = (f_1 - f_2)B_1 + (v_1 - v_2)B_0$.

La série est divisée en composantes paires et impaires en $\bar{B}$. Comme V_0 est paire en $\bar{B}$, toutes ses dérivées paires sont paires en $\bar{B}$. Conséquemment, toutes ses dérivées impaires sont impaires en $\bar{B}$. Ainsi, seulement les composantes impaires de l'Éq. (4.10) contribuent effectivement à l'asymétrie de la réponse. Si les paramètres α et $(f_1 - f_2)$ sont nuls, alors V_{mod} sera symétrique, bien qu'altéré pour $B_0 \neq 0$ μT . Un autre effet de α est d'amoindrir la perte en amplitude et en pente de l'antipic ; ces valeurs présentent alors une dépendance plus faible en B_0 . Pour $\alpha \rightarrow 1$, seulement la réponse d'une paire de branche du méandre demeure significative, et la réponse ne dépend plus de B_0 (à l'exception de la position de l'antipic).

Néanmoins, un aspect important des résultats expérimentaux qui n'est pas reproduit par le modèle est l'effondrement de la réponse SQIF pour les champs de refroidissement B_0 « intenses ». Le modèle suggère plutôt que l'amplitude et les pentes de l'antipic convergent vers des valeurs relativement stables suite à la division de l'antipic en deux. Or, pour de forts champs de refroidissement, la piste supraconductrice du circuit SQIF commence aussi à piéger du flux sous forme de vortex d'Abrikosov. Pour les dimensions de ce SQIF, dont la piste est large de 13 μm , ce phénomène devrait survenir pour des champs $B \geq 30$ μT [Éq. 2.6]. Ces vortex génèrent alors un champ magnétique fortement inhomogène dans le capteur, champ qui est aussi amplifié par le concentrateur de flux, et qui contribue à polariser chaque boucle du réseau avec une quantité différente de flux magnétique. Au final, tous les SQUID se retrouvent déphasés et la réponse SQIF de chaque branche du méandre s'effondre. Comme V_0 fut considéré indépendant de B_0 , cet effet est absent du modèle.

4.2.4 Analyse

Il existe d'autres mécanismes qui auraient pu mener à l'obtention d'asymétrie dans l'antipic SQIF. D'ailleurs, en l'absence de l'antenne de référence, il aurait été difficile de discriminer la réponse altérée du capteur et sa réponse intrinsèque. Notamment, la symétrie de la réponse du SQIF seul est très importante, car l'architecture du réseau en méandre a le potentiel de la briser. Un premier effet spécifique à cette géométrie est le champ induit par le courant de polarisation. Alors que ce courant circule dans une branche du méandre, il génère un champ magnétique à la position des autres branches qui décale leurs réponses respectives l'une par rapport à l'autre. Néanmoins, (i) le champ magnétique généré par un courant de 40 μA dans un fil à 40 μm est de 0.2 μT , (ii) les champs générés par les deux plus proches voisins d'une branche ont des directions opposées et tendent à s'annuler, et (iii) comme le courant de polarisation circule loin des concentrateurs, son amplification par ces derniers devrait être bien plus faible que f . Pour ces raisons, on peut donc négliger cet effet. Un autre mécanisme d'asymétrie émerge

de l'inductance mutuelle entre d'une part des boucles SQUID présentes sur une branche et d'autre part celles qui se trouvent sur une autre branche. Un calcul de l'inductance mutuelle entre deux SQUID séparés de 40 μm (sans concentrateur) fut réalisé avec le logiciel InductEx de SUN Magnetics Ltd (Stellenbosch, Afrique du Sud) : pour les plus grandes boucles du réseau, ce couplage est inférieur à 20 fH, ce qui correspond à un flux mutuel 500 plus faible que le flux traversant un SQUID. Cette valeur aura tendance à augmenter avec l'ajout du concentrateur, mais avec un facteur d'amplification bien inférieur à f . La géométrie en méandre est donc résistante à ces effets.

Néanmoins, notre modèle nous indique que cette même architecture est particulièrement vulnérable à l'effet du flux piégé dans l'amplificateur. Ce flux polarise les branches du SQIF en champ magnétique de telle sorte qu'elles se retrouvent déphasées l'une par rapport à l'autre. Pour éviter ce problème, il est donc préférable de concevoir des SQIF aux architectures les plus symétriques possibles. En particulier, les réseaux linéaires (à une branche) ou en forme de « U » (deux branches) devraient être plus résistants au flux piégé.

Enfin, cette étude permet de mettre en lumière un enjeu important de l'intégration des SQIF à l'expérience de RMN. En effet, même pour des conditions de refroidissement idéales, les forts champs magnétiques utilisés en résonance magnétique peuvent aisément mener au piégeage de flux dans l'antenne supraconductrice. Le choix d'une architecture SQIF adaptée à la RMN doit donc aussi prendre en compte ce facteur.

4.3 Modélisation de l'asymétrie dans la réponse SQIF radiofréquence

En plus d'une asymétrie dans la réponse continue, nous avons également observé une asymétrie dans la réponse fréquentielle du SQIF. Celle-ci fut observée par une modulation en fréquence de l'amplitude des lobes de la réponse V_{rf} . Cette asymétrie ne peut toutefois pas être associée à l'effet des transformateurs et concentrateurs de flux, car elle fut observée sur la réponse de toutes les antennes, incluant celle du SQIF de référence.

Dans une étude de Pawlowski *et al.* de 2018 [190], les auteurs ont étudié la réponse radiofréquence V_{rf} d'un SQIF et ils ont développé un modèle permettant de reproduire V_{rf} à partir de la réponse en régime continu du capteur. Comme correction au modèle, les auteurs ajoutent un terme supplémentaire en tension $e_{\text{rf}} = CB_{\text{rf}} \sin(2\pi ft)$, où C est une constante de couplage. Ils attribuent ce terme à un couplage direct entre la chaîne de mesure et l'antenne d'émission qui induit un signal de piquage dans l'expérience. Ceci leur permet de reproduire une différence en tension qu'ils observent entre la réponse expérimentale et la réponse modélisée du SQIF. Toutefois, cette différence de tension n'est étudiée que pour une seule fréquence et pour seulement deux points en champ magnétique B_1 de la réponse V_{rf} , soit un point qui correspond à un maximum local de V_{rf} (c.-à-d. un des lobes) et un point qui correspond à un minimum local de V_{rf} (un point anguleux de la réponse). Les auteurs n'étudient donc pas l'impact de ce terme sur l'ensemble de la réponse radiofréquence. De plus, l'hypothèse selon laquelle la tension de piquage devrait être en phase avec l'onde radiofréquence n'est pas justifiée. En effet, en première approximation, un couplage inductif ou capacitif devrait plutôt générer un signal de piquage e_{rf} en quadrature avec l'onde B_{rf} .

Nous proposons d'approfondir les travaux de Pawlowski *et al.* en étudiant l'effet de ce couplage sur l'ensemble de la réponse SQIF et pour plusieurs fréquences. Pour être plus général, la phase ϕ_0 du signal de piquage est un paramètre laissé libre, avec $e_{\text{rf}} = \tilde{C}B_{\text{rf}}$ où $\tilde{C} = Ce^{j\phi_0}$. Rappelons qu'en régime continu, la réponse du SQIF est $V(I, B_1)$, où I est le courant de polarisation et B_1 est le champ magnétique de caractérisation statique. Si on considère de petits signaux B_{rf} , la tension aux bornes du SQIF au premier ordre est :

$$V_{\text{SQ}} = V(I, B_1) + \frac{\partial V}{\partial B} B_{\text{rf}}.$$

Cette source de tension est supposée branchée en série avec le signal de piquage parasite e_{rf} . Le circuit équivalent est montré à la Fig. 4.13. En considérant les impédances de charges Z_{in} et du SQIF Z_{SQ} , la tension développée à la fréquence f aux bornes de la charge est :

$$V_{\text{in}} = \frac{Z_{\text{in}}}{Z_{\text{in}} + Z_{\text{SQ}}} \left(\frac{\partial V}{\partial B} B_{\text{rf}} + \tilde{C} B_{\text{rf}} \right).$$

En pratique, le signal qui est effectivement lu à l'analyseur de réseau est le module de l'expression précédente multipliée par le gain de l'amplificateur g :

$$V_{\text{rf}} = g \left| \frac{Z_{\text{in}}}{Z_{\text{in}} + Z_{\text{SQ}}} \right| \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial B} + C \sin \phi_0 \right)^2 + (C \cos \phi_0)^2} \cdot B_{\text{rf}}. \quad (4.11)$$

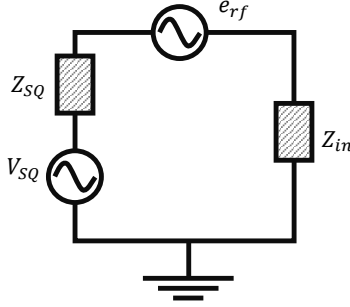


FIGURE 4.13 – Circuit équivalent du SQIF dans la chaîne de mesure. Le signal parasite de piquage e_{rf} est en série avec le signal SQIF V_{SQ} . Les impédances Z_{SQ} et Z_{in} sont les impédances du SQIF et de la charge ramenée à l'entrée de la ligne de transmission.

Pour simplifier la notation, on pose les quantités suivantes :

$$V_B = a_1 \frac{\partial V}{\partial B} B_{rf}, \quad V_e = a_2 B_{rf},$$

$$\gamma_1 = \frac{g}{a_1} \left| \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_{SQ}} \right|, \quad \gamma_2 = \frac{gC \sin \phi_0}{a_2} \left| \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_{SQ}} \right|, \quad \gamma_3 = \frac{gC \cos \phi_0}{a_2} \left| \frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_{SQ}} \right|.$$

où les fonctions V_B et V_e sont supposées connues, a_1 et a_2 (en VT^{-1}) sont des constantes de normalisation et les γ_i , avec $i = 1, 2, 3$, sont des paramètres d'ajustement adimensionaux. Avec cette notation, l'Éq. (4.11) se réécrit sous la forme suivante :

$$V_{rf,mod} = \sqrt{(\gamma_1 V_B + \gamma_2 V_e)^2 + (\gamma_3 V_e)^2}. \quad (4.12)$$

Si $V_{rf,exp}^j(f)$ est la valeur de la réponse RF expérimentale en $B_1 = B_j$ pour $j = 1, \dots, N$ et mesurée à la fréquence f , les paramètres $\vec{\gamma}(f) = [\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3](f)$ optimaux sont solution du problème des moindres carrés suivant :

$$\min_{\{\vec{\gamma}(f)\}} \sum_{j=1}^N \frac{\left(V_{rf,exp}^j(f) - V_{rf,mod}^j(f, \vec{\gamma}(f)) \right)^2}{N}.$$

En pratique, cette équation est trop non-linéaire pour être facilement exploitable. Notamment, la présence de la racine carrée dans $V_{rf,mod}$ implique l'apparition de termes en $(\sqrt{\cdot})^{-1}$ lors de l'étape de dérivation qui ne sont pas analytiques pour les j tels que $V_{rf,mod}^j \rightarrow 0$. Pour régler ce problème, nous avons donc préféré choisir la solution approchée d'un autre problème des moindres carrés :

$$\min_{\{\vec{\gamma}(f)\}} \sum_{j=1}^N \frac{\left(\left[V_{rf,exp}^j(f) \right]^2 - \left[V_{rf,mod}^j(f, \vec{\gamma}(f)) \right]^2 \right)^2}{N}.$$

Ce problème reste non linéaire, mais sa dérivée est analytique. Il peut donc être résolu à l'aide d'une méthode de descente de gradient traditionnelle et sa solution est proche de la solution du problème précédent.

Le jeu de données que nous avons utilisé est l'ensemble des réponses expérimentales $V_{rf,exp}(f)$ mesurées pour étudier le comportement fréquentiel du SQIF en méandre de référence [Fig. 4.3]. Ces réponses furent acquises pour $B_{rf} = 4.3$ nT. Comme fonction V_B , nous avons utilisé la dérivée numérique de la réponse expérimentale en régime continu du SQIF de référence à l'optimum [Fig. 4.1.c] et nous avons choisi c_1 de telle sorte que $\max_{B_1} V_B(B_1) = 1$ μV . Ce SQIF présente un facteur de transfert $\partial_B V = 1$ $kV T^{-1}$. Pour V_e , nous avons pris une fonction constante sur B_1 normalisée à 1 μV . Les fonctions V_B et V_e sont montrées à la Fig. 4.14.

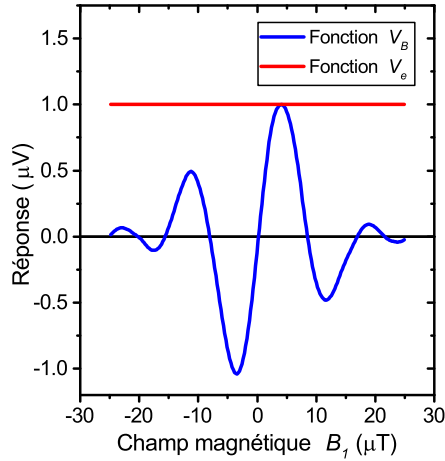


FIGURE 4.14 – Fonctions V_B et V_e du modèle normalisées à 1 μV . V_B fut obtenue à partir de la dérivée numérique de la réponse continue du SQIF en méandre de référence à son optimum de fonctionnement. Un filtre gaussien fut utilisé pour limiter le bruit.

4.3.1 Résultats du modèle

La Fig. 4.15.(a-d) montre quelques exemples de réponses modélisées comparées aux réponses expérimentales pour différentes fréquences. Le modèle reproduit les résultats expérimentaux avec grande précision, même pour les réponses très fortement déformées [4.15.d]. À la Fig. 4.15.e, on montre aussi les valeurs prises par les paramètres $\tilde{\gamma}$ en fonction de la fréquence. Le paramètre γ_1 reproduit bien l'atténuation du signal observée dans les résultats expérimentaux [Fig. 4.15.e encadré], atténuation qui vient de l'effet pont diviseur de tension. Pour sa part, le paramètre γ_2 reproduit l'asymétrie des lobes. Remarquons que dans l'expression de la réponse du modèle [Éq. 4.12], seulement la composante du signal parasite qui est en phase avec la réponse magnétique peut moduler l'amplitude relative des lobes de V_{rf} . Le dernier paramètre, γ_3 , a pour effet de monter la ligne de base de la réponse. Il permet notamment de reproduire la position à tension finie des points anguleux de V_{rf} .

4.3.2 Analyse

Ce modèle permet de relier les artéfacts observée dans la réponse radiofréquence du SQIF à un signal de piquage qui s'ajoute à la réponse magnétique du capteur. Plus spécifiquement, nous avons démontré que l'asymétrie de la réponse V_{rf} provient de la composante du signal qui est en phase avec la réponse magnétique du capteur, alors que la composante en quadrature a pour effet de monter la ligne de base de la réponse du capteur.

De manière générale, le module du signal de piquage ($\propto \sqrt{\gamma_2^2 + \gamma_3^2}/\gamma_1$) [Fig. 4.15.e. encadré] a un comportement en fréquence relativement complexe. À basse fréquence, on peut s'attendre à ce que l'origine de ce couplage soit principalement capacitif, car $e \propto (jfC)^{-1}$ où C est une capacité. Si c'est le cas, alors la valeur de ce couplage peut avoir une dépendance importante avec l'environnement physique de l'expérience, par exemple des déplacements d'objets ou de personnes. À haute fréquence, on s'attend plutôt à un signal de piquage inductif, car $e \propto jfL$ où L est une inductance. En pratique, nous avons observé une montée importante de la ligne de base de la réponse pour des fréquences de travail supérieures à 20 MHz.

Toutefois, si l'équation du modèle permet de reproduire presque exactement les réponses SQIF expérimentales, elle n'explique pas la dépendance en fréquence de la phase du signal de piquage. D'ailleurs, les longueurs d'onde associées aux fréquences étudiées

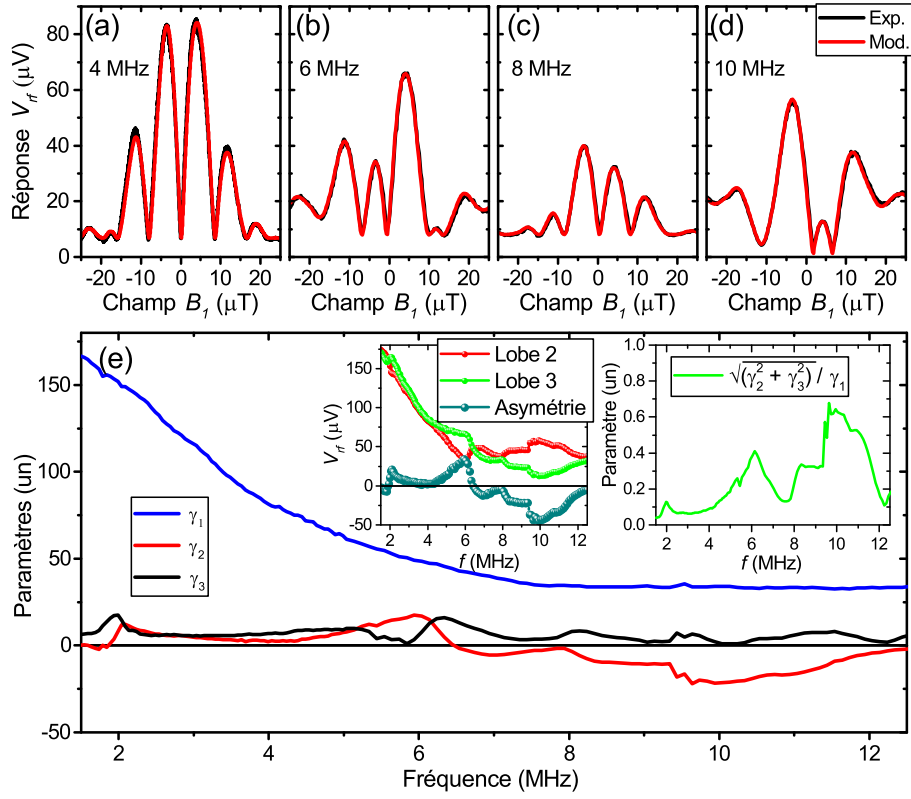


FIGURE 4.15 – Résultats du modèle. (a-d) Les réponses obtenues à l'aide du modèle sont comparées aux réponses expérimentales pour quatre fréquences. (e) Valeurs prises par les paramètres du modèle $\vec{\gamma}$ en fonction de la fréquence f . Le premier encadré reproduit les résultats expérimentaux de la Fig. 4.2. Le second encadré montre la valeur de $\sqrt{\gamma_2^2 + \gamma_3^2} / \gamma_1$ en fonction de la fréquence f .

sont de l'ordre de 25 à 150 m. Donc, même si le champ électromagnétique généré par l'antenne d'émission est susceptible de varier dans l'espace, la phase de cette onde devrait être homogène sur le volume de l'expérience. Il faudrait donc approfondir cette étude afin de mieux comprendre cette dépendance.

4.4 Caractérisation d'un SQIF 2D

Le deuxième circuit SQIF que nous présentons est un SQIF 2D de 2000×9 SQUID associée à deux concentrateurs de flux supraconducteurs en géométrie papillon. Les concentrateurs de flux furent préférés aux transformateurs car ils devraient présenter une plus grande robustesse au flux piégé que les transformateurs. Nous avons aussi choisi d'abandonner l'architecture de circuit en méandre au profit d'une géométrie linéaire pour les mêmes raisons. Ceci impose toutefois la conception d'un SQIF plus long. L'architecture « tête-bêche » [section 3.1.3] a donc été développée pour permettre d'intégrer plus de boucles SQUID en série pour une longueur donnée de capteur. Aussi, il faut pouvoir brancher les deux extrémités du SQIF à une entrée et à une sortie. La solution choisie fut d'utiliser les concentrateurs comme plan de masse en les connectant d'un côté à la chaîne de mesure et de l'autre au SQIF. Contrairement aux antennes précédentes, ces concentrateurs ne sont donc plus flottants relativement à la masse. Enfin, pour améliorer le comportement en régime fréquentiel du SQIF, nous avons choisi des dimensions permettant d'obtenir à priori une résistance de 50Ω .

Régime continu

Ce capteur a suivi le même protocole de recherche de l'optimum que les antennes précédentes. Il fut néanmoins refroidi à champ nul ($B_0 = 0 \mu\text{T}$). Le résumé des résultats de caractérisation en régime continu est présenté à la Fig. 4.16. Les variations de la résistance en fonction de la température [Fig. 4.16.a] indiquent maintenant des transitions à $T_c = 86.9 \text{ K}$ et $T_i = 62.3 \text{ K}$. Cette valeur de T_i est cohérente avec les valeurs attendues ($\sim 70 \text{ K}$) avec le procédé technologique. L'optimum de la réponse SQIF fut trouvé pour $(I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}}) = (150 \mu\text{A}, 58 \text{ K})$. La caractéristique V-I à la température optimale et la réponse $V(B_1)$ à l'optimum sont présentées à la Fig. 4.16.(b,c). À ce point de fonctionnement, le SQIF présente une réponse symétrique et centrée en $B_1^{\text{pic}} = 0 \mu\text{T}$, ce qui permet de confirmer l'absence de flux piégé dans les concentrateurs. L'antipic a une amplitude moyenne de 5.1 mV , un facteur de transfert de 4.4 kV T^{-1} et une largeur à mi-hauteur de $1.6 \mu\text{T}$. Enfin, à l'optimum de fonctionnement, l'antenne présente une résistance continue de 53Ω , ce qui est très près de la valeur souhaitée de 50Ω .

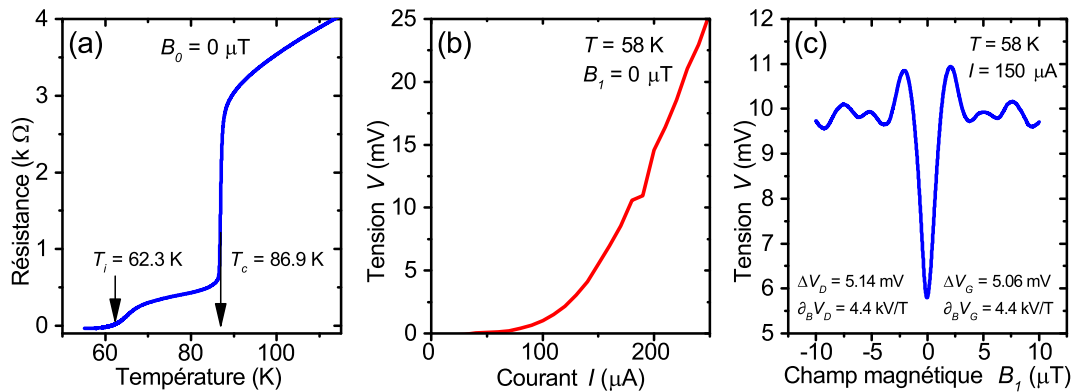


FIGURE 4.16 – Caractérisation en régime continu d'un SQIF 2D de 2000×9 SQUID. (a) Résistance en fonction de la température. (b) Caractéristique V-I à la température optimale de 58 K . (c) Réponse $V(B_1)$ à l'optimum $(I_{\text{opt}}, T_{\text{opt}}) = (150 \mu\text{T}, 58 \text{ K})$.

Régime radiofréquence

Pour cette étude en fréquence, le banc de caractérisation a suivi quelques modifications mineures. Tout d'abord, une attention particulière fut portée au câblage de la chaîne de mesure. Nous avons notamment réduit sa longueur totale (de 100 cm à 60 cm) et nous avons amélioré la qualité du blindage en ajoutant des gaines métalliques aux câbles. Ceci fut fait dans l'objectif de minimiser le couplage direct entre la chaîne de mesure et l'antenne RF, et de minimiser l'atténuation du signal associée à la ligne de transmission. Aussi, les résultats de caractérisation que nous présentons à la Fig. 4.18 furent obtenus avec un amplificateur 30 dB à faible impédance d'entrée de 50Ω . Comme précédemment, nous montrons les réponses $V_{rf}(B_1)$ entre 4 MHz et 10 MHz [Fig. 4.18.a-d] ainsi que la réponse en fréquence des quatre lobes principaux [Fig. 4.18.e].

De manière générale, ces résultats sont aussi cohérents avec la forme de la réponse en régime continu. On note que les réponses sont bien linéaires au champ d'excitation B_{rf} pour toute valeur de B_1 . Les courbes présentent toujours une modulation d'amplitude en fréquence, mais cette modulation est très faible par rapport à l'amplitude des lobes (≤ 1 dB). On remarque aussi que la réponse SQIF ne présente plus d'atténuation en fréquence, car toute la chaîne de mesure est maintenant accordée à 50Ω . Néanmoins, une évaluation des pertes nous indique qu'il reste toujours 6 dB d'atténuation en excès dans notre expérience.

Enfin, le seuil de détection de cette antenne fut évalué. Les résultats sont montrés à la Fig. 4.17. Le plancher de bruit en tension V_{floor} est toujours indépendant de la valeur du champ de caractérisation B_1 , il a une dépendance négligeable avec l'amplitude du signal B_{rf} [Fig. 4.17.a] et il est maintenant plat en fréquence [Fig. 4.17.b]. Entre 2 MHz et 12 MHz, cette antenne présente un niveau de bruit en champ magnétique B_N entre 450 et 850 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

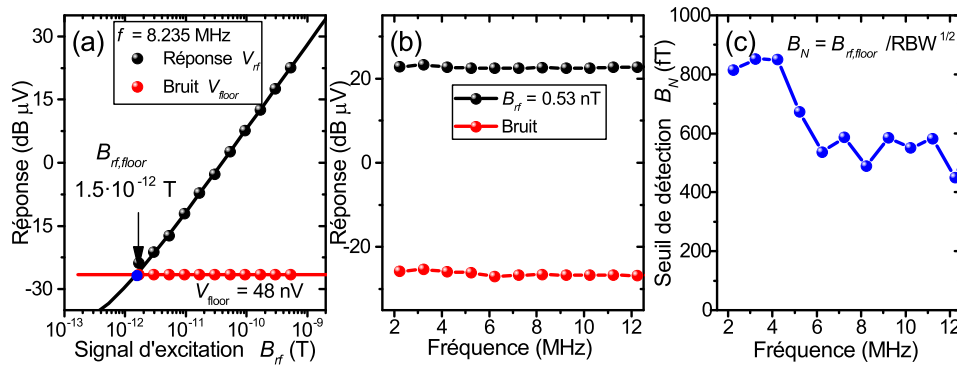


FIGURE 4.17 – Seuil de détection du SQIF 2D. (a) Réponse du capteur V_{rf} et plancher de bruit en tension V_{floor} en fonction B_{rf} . Le champ $B_{rf,floor}$ décrit la limite de détection du signal magnétique dans cette expérience. (b) Comparaison de V_{rf} et V_{floor} en fréquence. (c) Seuil de détection de l'antenne en fonction de la fréquence. Pour ces mesures, le lobe présentant la réponse la plus ample fut utilisé (lobe 2 de la réponse V_{rf}).

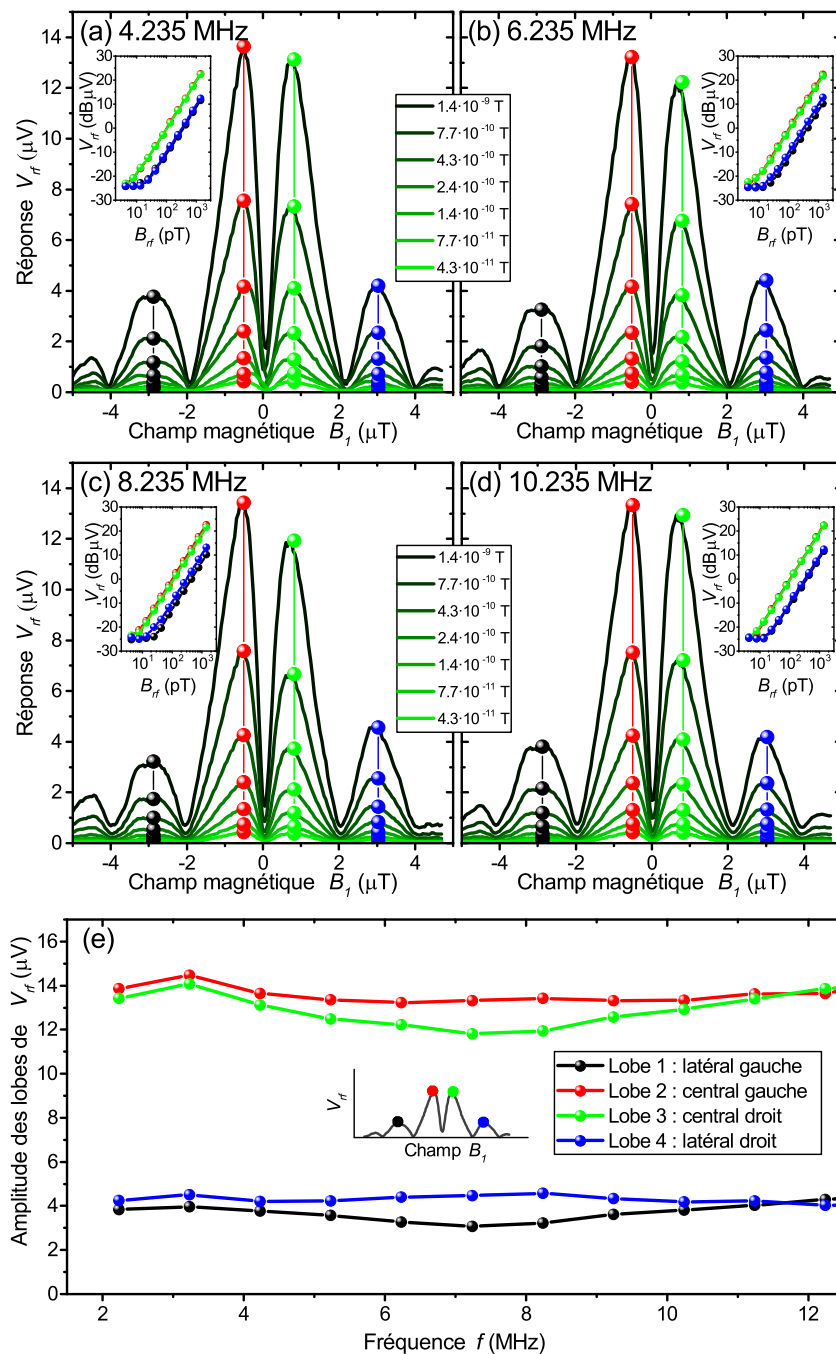


FIGURE 4.18 – Caractérisation RF du SQIF 2D. (a-d) Réponses $V_{rf}(B_1)$ pour plusieurs amplitudes de champ B_{rf} est fréquence f . (e) Réponses V_{rf} en fréquence.

4.5 Démonstrateur Super-QIF

Pour clore ce chapitre, nous présentons l'état d'avancement du Démonstrateur Super-QIF, le système ayant pour objectif d'assurer la bonne l'intégration des SQIF à l'environnement magnétique d'un imageur RMN fonctionnant à 0.2 T. La conception, l'assemblage et l'optimisation de ce démonstrateur furent le fruit d'une étroite collaboration entre les équipes de Thales et du CRMSB et font toujours partie d'un processus en cours d'avancement.

4.5.1 Conception

La pièce maitresse du démonstrateur est l'enceinte sous vide et cryogénique contenant les capteurs : la machine Super-QIF. Une vue globale en transparence de ce cryostat est montrée à la Fig. 4.19. Le SQIF est positionné au bout de la machine, sur une plaque en

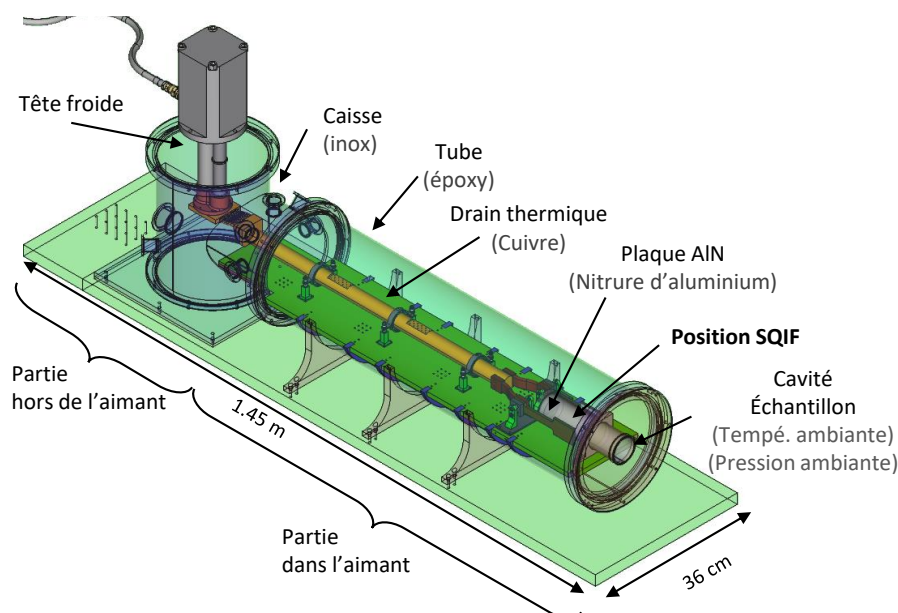


FIGURE 4.19 – Dessin de la Machine Super-QIF réalisé avec FreeCAD.

nitride d'aluminium (AlN) se trouvant à l'intérieur du cryostat. Aussi, ce SQIF est en proximité immédiate d'une cavité ayant un diamètre $\varnothing 50$ mm dans laquelle un échantillon qui demeure à température et pression ambiante peut être inséré. C'est précisément cette section de la machine qui sera positionnée au cœur de l'aimant et pour assurer sa compatibilité RMN, cette partie de l'enceinte est presque exclusivement fabriquée à partir de résine d'époxy, sauf pour la chaîne de froid cryogénique qui doit contenir des pièces métalliques. Nous y reviendrons. La géométrie des pièces d'époxy assurant l'étanchéité du cryostat fut choisie de la sorte que l'enceinte puisse supporter la force écrasante générée par le différentiel de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la machine². Plus précisément, l'étanchéité est assurée par un tube cylindrique d'époxy renforcé en ces extrémités par des cerclages. Le bout du tube se trouvant au centre de l'aimant est fermé par un bouchon de résine d'époxy qui inclut la cavité pour l'échantillon. L'étanchéité du vide entre ces deux pièces est assurée par un joint torique en contact avec deux surfaces

2. La pression ambiante génère une force équivalent au poids de un kilogramme pour chaque centimètre carré de surface.

d'époxy. Pour l'autre extrémité du tube, donnant sur l'extérieur de l'aimant, le cerclage a pu être fabriqué en inox. Ce dernier est connecté à la seconde partie du cryostat, une enceinte en inox amagnétique. L'étanchéité est aussi assurée par un joint torique, mais cette fois en contact avec deux surfaces d'acier inoxydable. L'enceinte d'inox contient un ensemble de ports de connexion pour le passage des fils électriques et le raccord à une pompe à vide. Enfin, sur le dessus de l'enceinte d'inox, on trouve la tête froide. Cette dernière est isolée mécaniquement de l'enceinte par un soufflet (absent de la Fig. 4.19). Cette pièce permet d'absorber les vibrations mécaniques produites par la tête froide lors de son fonctionnement normal, évitant ainsi de les transférer à la machine et ultimement à l'antenne SQIF.

Cette tête froide est connectée à une chaîne de froid se trouvant à l'intérieur du cryostat. Cette chaîne de froid est montrée à la Fig. 4.20. Le premier de ses éléments est

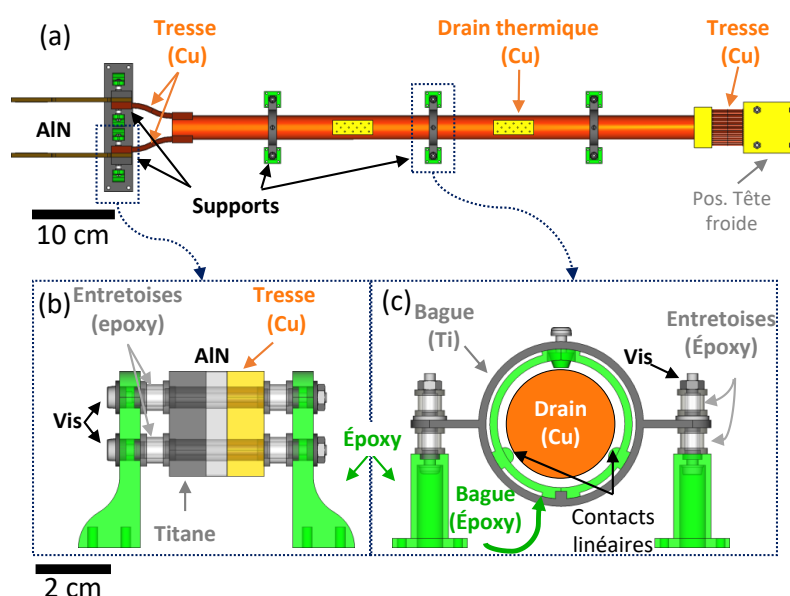


FIGURE 4.20 – Dessin de la chaîne de froid de la Machine Super-QIF. (a) Vue globale de la chaîne de froid. Les SQIF seront positionnés en bout de chaîne, sur les plaques d'AlN (à gauche). (b) Vue agrandie du support conçu pour soutenir l'assemblage bloc (Ti)–AlN–tresse (Cu). Ce bloc fut ajouté pour éviter de poser des contraintes mécaniques directement sur l'AlN. Les entretoises permettent d'isoler thermiquement l'assemblage des pieds d'époxy. Une vis traverse l'ensemble sans jamais entrer en contact direct avec la chaîne de froid. (c) Vue agrandie du support du drain thermique. Deux bagues concentriques isolent et supportent le barreau de cuivre. Le même système de vis avec entretoises fut utilisé pour isoler les bagues des piliers d'époxy.

une tresse thermique. Celle-ci permet d'isoler mécaniquement la tête froide de la chaîne de froid tout en assurant un bon couplage thermique. Cette tresse est fixée à un cylindre de cuivre massif de 650 mm de long et de diamètre $\varnothing 30$ mm, jouant le rôle de drain thermique. Ces dimensions furent choisies suites à des simulations thermiques qui seront présentées ultérieurement. Pour soutenir cette masse de cuivre, trois supports furent conçus [Fig. 4.20.c]. Ces supports créent un lien thermique direct entre le cryostat à 300 K et la chaîne de froid à 50 K. Un soin particulier fut donc porté pour minimiser l'impact de ce contact. Notamment, ces supports contiennent deux bagues concentriques ayant peu de surfaces de contact l'une avec l'autre. La bague interne est en époxy et supporte la barre à l'aide de deux contacts linéaires. Un troisième contact (au sommet) permet de fixer la barre en place. La bague extérieure est en titane, un métal à la fois rigide et mauvais

conducteur de chaleur. Cette bague est supportée par deux piliers d'époxy sur les côtés. Ces piliers sont en contact direct avec un plancher à 300 K dans le cryostat. Ils furent conçus creux pour minimiser la conduction de chaleur. La bague est placée en sandwich entre deux entretoises et le tout est vissé au pilier sans que la vis chaude ne touche les parties froides du système. Ensuite, à l'extrémité du drain thermique, deux tresses thermiques font le raccord entre ce dernier et des plaques d'AlN longues de 15 cm sur lesquelles viendront se fixer des SQIF³. Pour fixer la plaque d'AlN et la tresse thermique ensemble, nous avons conçu un second type de support, présenté à la Fig. 4.20.b. Pour éviter de poser des contraintes mécanique non uniformes à la plaque d'AlN, un matériau fragile et couteux, nous avons décidé d'ajouter un bloc de titane symétrique au bloc de la tresse de cuivre ; l'AlN se trouve maintenant en sandwich entre la terminaison de la tresse de cuivre et ce bloc. Comme pour les supports précédents, nous avons également conçu des supports d'époxy isolés de l'assemblage bloc–AlN–tresse à l'aide d'entretoises. Une vis traversant le tout sans toucher la chaîne de froid permet de conserver l'assemblage solidement en place par compression.

La conception de cette chaîne de froid fut le fruit d'un travail itératif entre conception et simulations thermiques [section 3.4.2]. Aussi, comme le suggère le paragraphe précédent, rien ne fut laissé au hasard. Nous présentons à la Fig. 4.21 le résultat de ces simulations pour la dernière configuration testée : le drain thermique est long de 600 mm

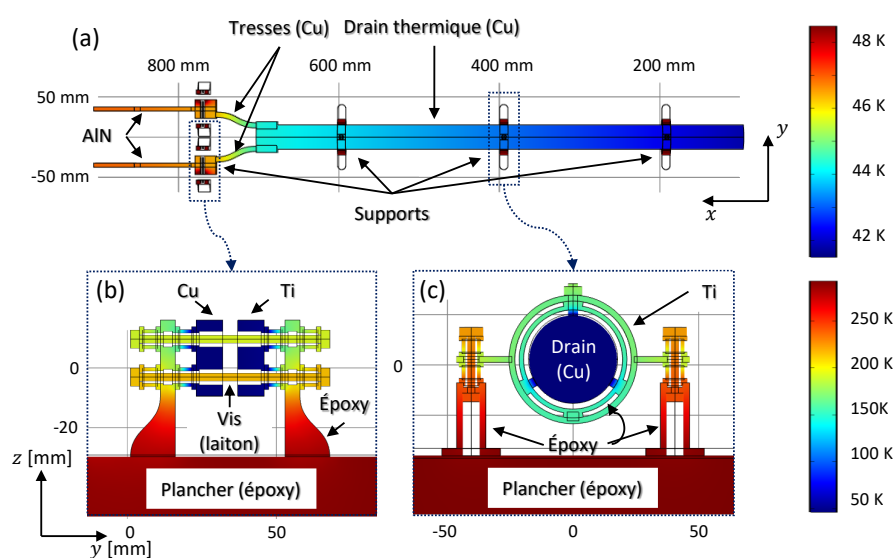


FIGURE 4.21 – Simulation thermique de la chaîne de froid. (a) Vue globale de la chaîne de froid. La température au niveau des capteurs est de 48 K et de 41 K au niveau de la tête froide. (b) Simulation du support d'AlN. (c) Simulation du support du drain thermique.

et le support pour la plaque d'AlN [Fig. 4.21.b] a deux paires supplémentaires d'entretoises. Dans cette configuration, la température minimale pouvant être atteinte par le système serait de 48 K au niveau du SQIF, ce qui est suffisant pour notre application. Aux Fig. 4.21.(b,c) on montre aussi les simulations effectuées pour évaluer le comportement thermique des deux types de supports.

3. Le Démonstrateur Super-QIF fut conçu pour pouvoir accommoder jusqu'à deux antennes SQIF, si désiré.

En plus du cryostat, le démonstrateur contient aussi deux bobines servant à générer des champs magnétiques. La première [Fig. 4.22.a] est une bobine de polarisation qui génère un champ statique et la seconde est une bobine d'émission radiofréquence qui servira à l'expérience de RMN. Notons que ces deux bobines produisent des champs magnétiques orthogonaux et qu'elles seront autour du tube d'époxy de la machine Super-QIF [Fig. 4.19], centrées au niveau de la position des SQIF.

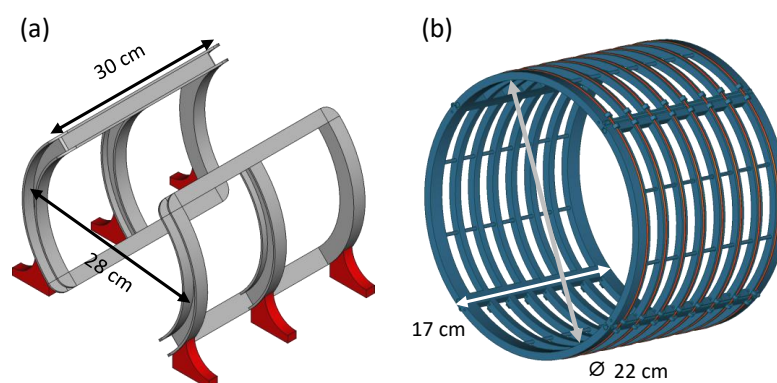


FIGURE 4.22 – Dessin des supports des bobines (a) de polarisation et (b) d'émission à 8 tours de fils.

Enfin, nous avons également conçu une table d'insertion : la Table Super-QIF, montrée à la Fig. 4.23. Cette table a pour but de supporter le poids de la machine (~ 50 kg) et d'assurer son insertion dans l'aimant. Pour ce faire, un système sur rail fut développé et des roulettes furent ajoutées au dessin de la Machine Super-QIF. Le plancher de la machine sera vissé à un moteur linéaire se trouvant sur la table et ce moteur sera utilisé afin d'introduire (et de retirer) la machine de l'aimant. Pendant l'insertion de la machine, il est prévu de mesurer et de compenser la composante parasite du champ magnétique permanent B_0 qui pénètre le SQIF. Ceci évitera à l'antenne SQIF de voir des champs

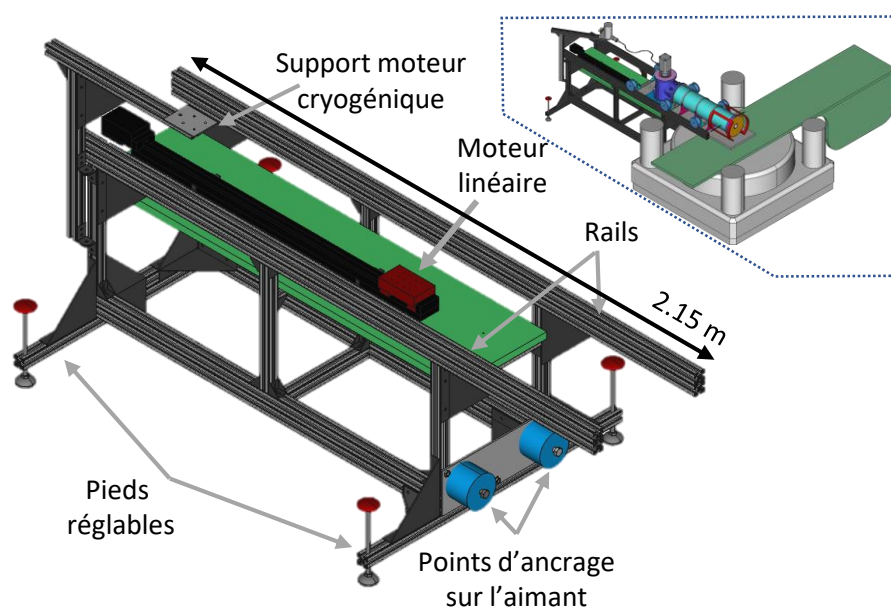


FIGURE 4.23 – Dessin de la Table Super-QIF. L'encadré montre la configuration finale de l'expérience, avec la Table Super-QIF supportant la Machine Super-QIF au centre de l'aimant de RMN (tronqué).

magnétiques trop forts qui mèneraient à du piégeage de flux, et donc potentiellement à une dégradation des performances du capteur. Cette configuration finale est montrée schématiquement dans l'encadré de la Fig. 4.23. Pour éviter les vibrations, la table sera rendue solidaire de la structure de l'aimant d'IRM par deux points d'ancrage. Quatre pieds réglables permettent d'ajuster la position verticale et axiale de la table et des roulettes (absentes du dessin) permettent de la déplacer. Enfin, mentionnons qu'un soin particulier fut attribué à la sélection de matériaux amagnétiques pour assurer la compatibilité RMN de la table.

4.5.2 Assemblage, caractérisation et déverminage

Une fois que les différents composants de la Machine Super-QIF furent réceptionnés, nous avons pu procéder à son assemblage et à son optimisation. La Fig. 4.24 présente deux photos du cryostat pendant et après l'assemblage. Pour assurer l'étanchéité du cryo-

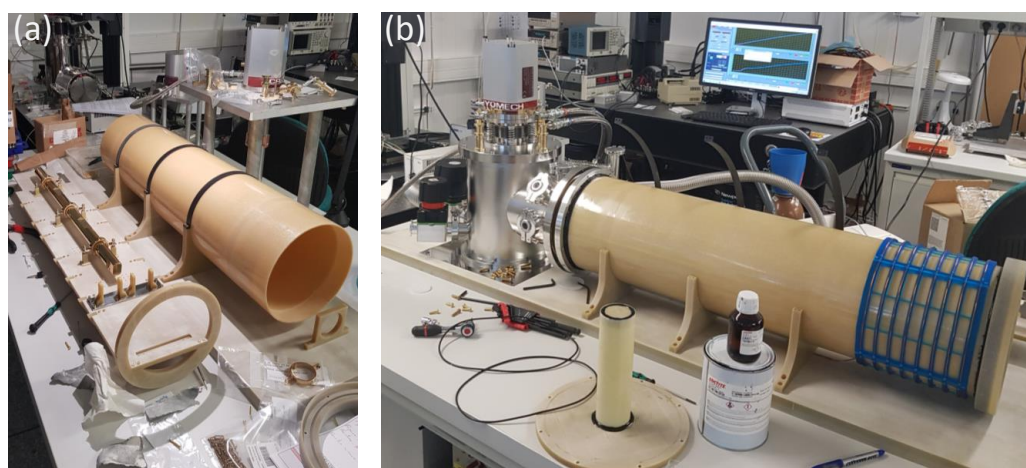


FIGURE 4.24 – Photographies du cryostat en cours d'assemblage. (a) On peut voir côte à côte la chaîne de froid en cours d'assemblage et l'enceinte du cryostat formée du tube d'époxy. (b) Machine Super-QIF après l'assemblage de tous les composants. Aux deux extrémités du tubes, on peut voir les cerclages qui ont été collés au tube à l'aide de colle STYCAST (la colle apparaît noire). La bobine d'émission RF (en bleu) est maintenant fixée sur le tube. Sur la table, on voit le bouchon (à l'envers) avec la cavité à échantillon, aussi collés au STYCAST.

stat, plusieurs composants de l'enceinte ont dû être collés. Cette opération fut réalisée à l'aide d'une matière spéciale : le STYCAST, soit un certain type de résine d'époxy reconnue pour avoir de bonnes performances en cryogénie et en vide (elle dégage peu). Le STYCAST collé offrant de plus des surfaces très lisses, nous avons eu l'idée de l'utiliser afin d'améliorer la planéité de certaines interfaces assurant l'étanchéité de certains joints, ce qui a permis d'améliorer significativement la qualité du vide de l'enceinte. Des mesures dites en reniflage à l'hélium [section 3.4.4] nous ont permis de confirmer que le cryostat était étanche. Une fuite mineure associée à une rayure superficielle sur le bouchon d'époxy a néanmoins été détectée [Fig. 4.25] et l'utilisation de graisse à vide a permis de régler le problème sans intervenir directement sur la surface, une opération qui présente un certain risque. Au final, des tests de descente en pression ont montré que le cryostat pouvait atteindre des pressions de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ Pa, ce qui est suffisant pour des applications cryogéniques.

FIGURE 4.25 – Photographie d’une rayure superficielle affectant les performances en vide du cryostat. Cette rayure fut identifiée sur le bouchon du cryostat suite à des tests de reniflage à l’hélium. L’utilisation de graisse à vide a permis de remédier à la situation.

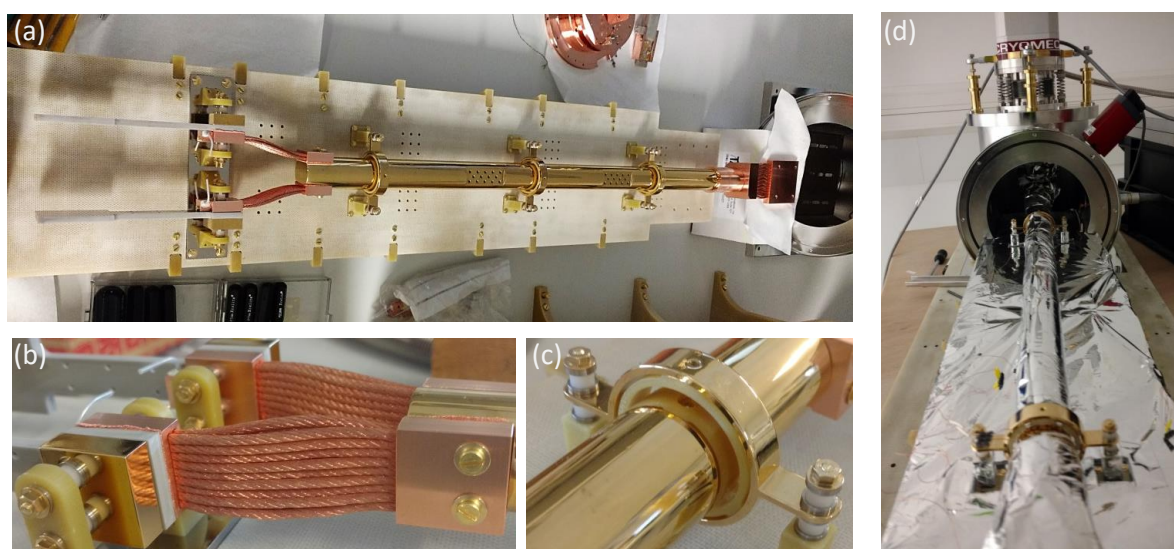
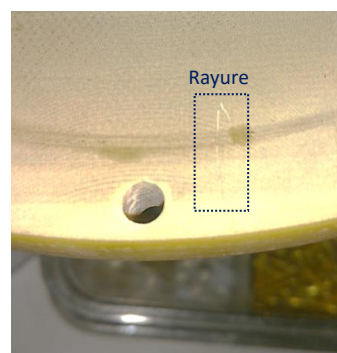


FIGURE 4.26 – Photographies de la chaîne de froid de la Machine Super-QIF. (a) Chaîne de froid assemblée et prête à être fixée sur la tête froide. (b) Zoom sur la région avant de la chaîne de froid, avec les tresses thermiques et les supports à plaques d’AlN. (c) Zoom sur un support du drain thermique. (d) Chaîne de froid après l’ajout d’isolant multicouche sur l’ensemble des surfaces internes de la machine.

La chaîne de froid assemblée est montrée à la Fig. 4.26.(a-c). L’ensemble des pièces en cuivre et en titane furent recouvertes d’une couche d’or déposée par bain électrolytique. Ceci avait pour but de réduire l’émissivité des surfaces. Pour améliorer la qualité du couplage thermique aux interfaces, de la mousse de cuivre fut initialement utilisée. Celle-ci est positionnée en sandwich entre deux interfaces du système, par exemple entre la terminaison d’une tresse de cuivre et le drain thermique. Des tests préliminaires de descente en température furent réalisés dans la configuration expérimentale de la Fig. 4.26.a. La température minimale atteinte au niveau du SQIF était alors de 95.5 K [Fig. 4.28]], incompatible avec le fonctionnement des SQIF entre 60 K et 70 K.

Un long processus d’optimisation et de déverminage de la chaîne de froid s’en est suivi. Tous les contacts en mousse de cuivre furent remplacés par des contacts à feuille d’indium. L’indium est un métal mou qui permet d’épouser parfaitement la forme des interfaces et il est plus performant que la mousse de cuivre. Nous avons également ajouté de l’isolant multicouche (MLI) sur la presque totalité des surfaces chaudes (tube d’époxy, plancher interne du cryostat et supports de la chaîne de froid) et des surfaces froides à l’intérieur du cryostat [Fig. 4.26.b]. Mettre du MLI sur les surfaces chaudes a pour intérêt de réduire le flux de chaleur rayonné par l’enceinte en direction de la chaîne de froid.

Réciproquement, ajouter du MLI sur les surfaces froides réduit la quantité de chaleur absorbée par ces dernières. Dans la région immédiate de la zone d'imagerie, la quantité de MLI utilisée a toutefois été minimisée, car ce dernier peut contribuer à écranter les ondes radiofréquences. Nous avons néanmoins ajouté une « monocouche de MLI » sur la plaque d'AlN afin de réduire le flux de chaleur captée par celle-ci. Enfin, le bloc de titane du support fut retiré afin de positionner les deux tresses de cuivre en sandwich autour d'une seule et même plaque d'AlN. Ceci a permis d'améliorer son couplage thermique avec la chaîne de froid [Fig. 4.27]. Dans cette configuration expérimentale optimisée, des



FIGURE 4.27 – Photographie de la plaque d'AlN avec MLI. Une monocouche de MLI fut ajoutée sur la plaque d'AlN pour minimiser l'absorption du rayonnement thermique. Les supports ont également été recouverts d'un écran réfléchissant et les deux tresses thermiques furent positionnées sur la même plaque d'AlN. Une antenne SQIF est également présente.

tests de descente en température ont montré que le cryostat pouvait désormais atteindre une température de 46.9 K à la position du SQIF [Fig. 4.28]. Un test avec pompe à vide à l'arrêt et tête froide allumée a également montré que de bonnes performances cryogéniques pouvaient être maintenues plusieurs heures si la pompe à vide était arrêtée : en trois heures d'expérience, la température au niveau du SQIF n'est montée que de 0.5 K. Advenant qu'il ne soit pas possible de pomper activement l'enceinte de la Machine Super-QIF pendant les expérience de RMN, par exemple pour des raisons de bruit magnétique, il sera tout de même possible d'utiliser le système.

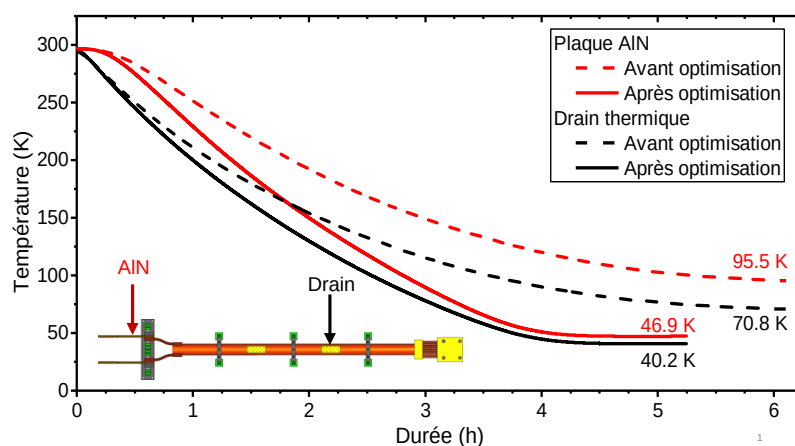


FIGURE 4.28 – Résultat de descente en température de la Machine Super-QIF avant et après l'optimisation de la chaîne de froid. Les flèches sur le schéma indiquent la position des sondes de températures.

Le support de la bobine de polarisation [Fig. 4.22.a] fut fabriqué par impression 3D et le bobinage fut réalisé manuellement avec 0.5 kg de fil de cuivre par côté. La bobine est montrée à la Fig 4.29.a. À l'aide d'une sonde à effet Hall et d'un système de position-

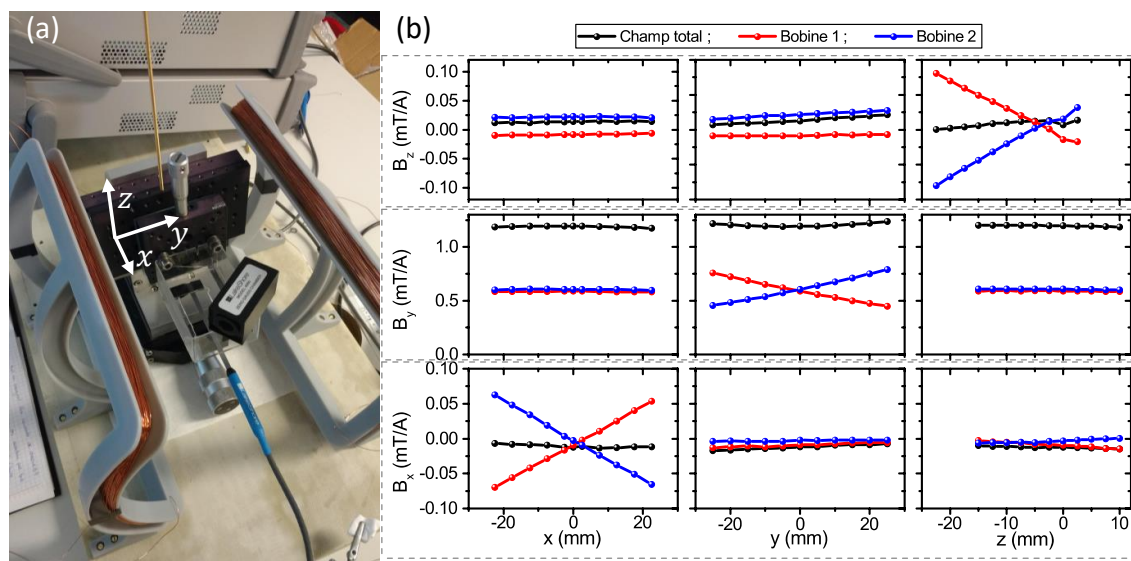


FIGURE 4.29 – Photographie et réponse de la bobine de polarisation. (a) Bobine de polarisation en cours de caractérisation. (b) Composantes du facteur de transfert B_x , B_y et B_z de la bobine de polarisation selon les trois directions de l'espace. L'origine du système d'axe correspond à la position prévue de l'échantillon (centre de l'aimant).

nement micrométré à trois axes, nous avons également mesuré son facteur de transfert pour les trois composantes du champ magnétique et selon les trois directions de l'espace [Fig. 4.29.b]. La bobine génère un champ magnétique orienté selon y avec un facteur de transfert 1.2 mT A^{-1} . Ce facteur de transfert affiche une variation de 3 % sur le volume d'intérêt. Les composantes en y et z du champ montrent que la bobine a un facteur de transfert à moyenne non nulle selon ces axes et qu'elle génère un léger gradient dans l'espace. Ce résultat pourrait être en partie causé par un alignement non idéal de la sonde pendant la caractérisation. Il sera probablement possible de compenser ces imperfections à l'aide du *shim* de l'imageur RMN. Sinon, il faudra corriger le bobinage du support.

Enfin, à la Fig. 4.30, on montre le Démonstrateur Super-QIF assemblé sur la table d'insertion et dans sa configuration expérimentale finale, c'est-à-dire au centre de l'imageur RMN.

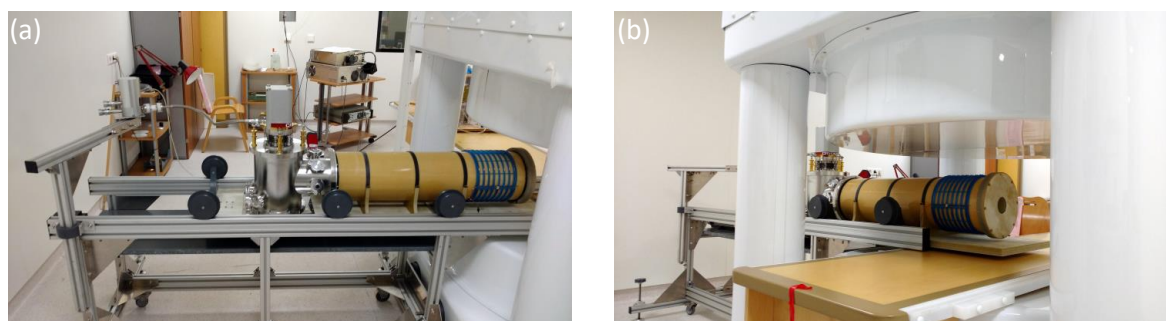


FIGURE 4.30 – Photos du Démonstrateur Super-QIF dans l'imageur RMN. Remarque : les bobines de polarisation sont absentes sur ces images.

4.5.3 Compatibilité RMN

Pour vérifier la compatibilité RMN du démonstrateur Super-QIF, la première série d'expériences visait à évaluer l'impact du démonstrateur sur l'homogénéité du champ magnétique de l'aimant. Pour plusieurs configurations expérimentales données, nous avons enregistré le signal de précession libre d'une solution aqueuse placée dans un tube et nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur Δf de son signal RMN à 8 MHz [section 3.4.6]. Les paramètres de *shim* de l'aimant ont également été notés. Pour ces tests, aucun équipement électrique n'était en fonction.

Pour la première configuration, la référence, la Machine Super-QIF était retirée en dehors de la zone d'imagerie, mais le démonstrateur était fixé sur l'aimant. Nous avons mesuré un pic de largeur spectrale $\Delta f = 3.5$ Hz et des gradient de correction de -96, -53 et -60 $\mu\text{T/m}$ selon les axes x , y et z respectivement. Pour la seconde configuration, la Machine Super-QIF fut positionnée au centre de l'aimant [Fig. 4.31.a]. Nous avons

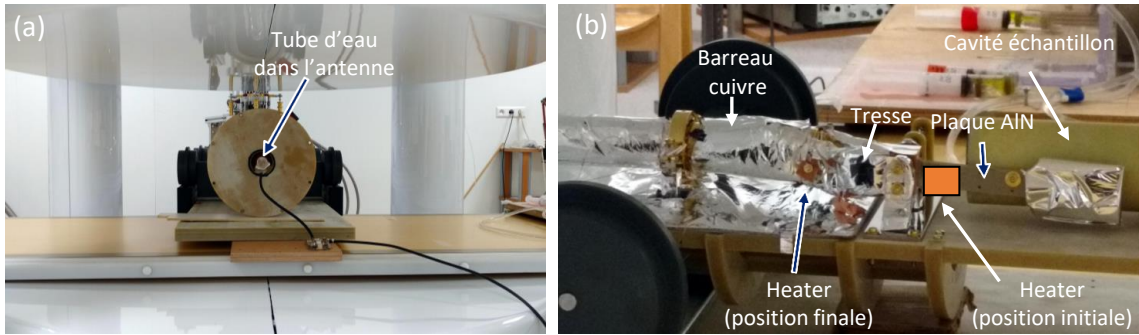


FIGURE 4.31 – Configurations pour l'étude d'impact du démonstrateur sur le champ magnétique. (a) Pour les configurations 2 à 4, le tube d'eau fut positionné avec l'antenne dans la cavité échantillon de la Machine Super-QIF. (b) Initialement, une chaufferette (*heater*) était positionnée sur la plaque d'AlN. Il fut découvert pendant l'expérience que cette chaufferette perturbait l'homogénéité du champ magnétique de l'aimant. Elle fut donc déplacée plus loin de la zone d'imagerie.

mesuré une largeur $\Delta f = 10$ Hz et des paramètres de *shim* de -189, -50 et -23 $\mu\text{T/m}$. L'ajout de la machine a donc légèrement dégradé l'homogénéité du champ magnétique. Pour déterminer l'origine de cette perturbation, le cryostat fut ouvert et nous avons testé plusieurs configurations où des éléments du démonstrateur furent retirés un à un [Fig. 4.31.b]. L'élément perturbateur fut identifié comme étant une chaufferette magnétique initialement positionnée sur la plaque d'AlN près de la tresse thermique. Pour la troisième configuration, sans chaufferette, nous avons retrouvé une largeur spectrale et des paramètres de *shim* similaires à ceux de la configuration de référence. À la dernière configuration, nous avons repositionné la chaufferette un peu plus loin sur la chaîne de froid, sur la tresse de cuivre au niveau du drain thermique. Pour cette configuration, l'effet de la chaufferette peut être compensé par les gradients correcteurs de l'aimant, et on retrouve $\Delta f = 3.5$ Hz. Le Démonstrateur Super-QIF ne perturbe donc plus l'homogénéité du champ magnétique. Les résultats de cette étude sont présentés pour les quatre configurations d'intérêt au tableau 4.4.

La seconde série d'expériences portait sur l'impact du fonctionnement du Démonstrateur sur le niveau de bruit de l'expérience de RMN. Tel que décrit à la section 3.4.6, le rapport signal sur bruit, ou SNR, d'images IRM de tube acquises avec une séquence SSFP 3D fut mesuré pour différentes configurations expérimentales. Les résultats de cette étude sont présentés à la Fig. 4.32 pour huit configurations choisies. Remarque : le gain

Tableau 4.4 – Résumé de l'étude d'impact du Démonstrateur Super-QIF sur l'homogénéité du champ de l'aimant pour quatre configurations expérimentales.

Conf.	(1) Ref.	(2) Avec machine	(3) Chauff. retirée	(4) Chauff. déplacée
Δf	3.5 Hz	10 Hz	3.5 Hz	3.5 Hz
Shim- x	-96 $\mu\text{T/m}$	-189 $\mu\text{T/m}$	-98 $\mu\text{T/m}$	-110 $\mu\text{T/m}$
Shim- y	-53 $\mu\text{T/m}$	-50 $\mu\text{T/m}$	-63 $\mu\text{T/m}$	-65 $\mu\text{T/m}$
Shim- z	-60 $\mu\text{T/m}$	-23 $\mu\text{T/m}$	-61 $\mu\text{T/m}$	-58 $\mu\text{T/m}$

de l'amplificateur ayant pu être modifié entre les configurations, seulement le SNR peut réellement servir à comparer ces images.

La configuration 1 est la référence : le Démonstrateur Super-QIF est dans l'imageur RMN, mais aucun équipement électronique n'est en fonction. L'image présente un SNR de 14 et est absente d'artéfacts. Nous avons par la suite mis la pompe à vide en fonction (config. 2), ce qui fut associé à l'apparition d'importants artéfacts en bandes verticales sur les images. Pour remédier à cette situation, deux solutions sont envisageables. (1) La pompe à vide peut être transférée dans la salle technique annexe et être branchée à la Machine Super-QIF à l'aide d'une conduite allongée. Cette approche pourrait toutefois dégrader les performances de vide du système. (2) La pompe à vide pourrait être mise dans une cage de Faraday se trouvant dans la salle de l'aimant. Pour la configuration 3, nous avons mis le contrôleur de température en fonction et nous mesurons une diminution importante du rapport signal sur bruit ($\text{SNR} = 8.2$). Il est prévu d'insérer cet appareil dans une cage de Faraday (une baie d'aluminium) et de filtrer les fils sortants. Ensuite, mentionnons que pour son bon fonctionnement, le moteur cryogénique de la tête froide est branché à deux conduites métalliques d'hélium et à un câble d'alimentation. Ces trois éléments sortent de la salle d'imagerie pour se connecter à un compresseur se trouvant dans une salle technique annexe. En sortant de la salle d'imagerie, qui se trouve être également une cage de Faraday, les conduites d'hélium et le câble d'alimentation font antenne au bruit magnétique extérieur qu'ils introduisent alors dans la salle d'imagerie. Les configurations 4 & 6 montrent ce phénomène en action pour les conduites d'hélium et le câble d'alimentation, respectivement. Après avoir mis à la terre les conduites d'hélium (config. 5) et avoir ajouté des filtres aux fils du câble d'alimentation au passage à travers la cage de Faraday (config. 7), le SNR des images est revenu à la valeur de la configuration de référence. Enfin, pour la configuration 8, nous avons activé la tête froide de la machine sans observer de dégradation du rapport signal sur bruit de l'image.

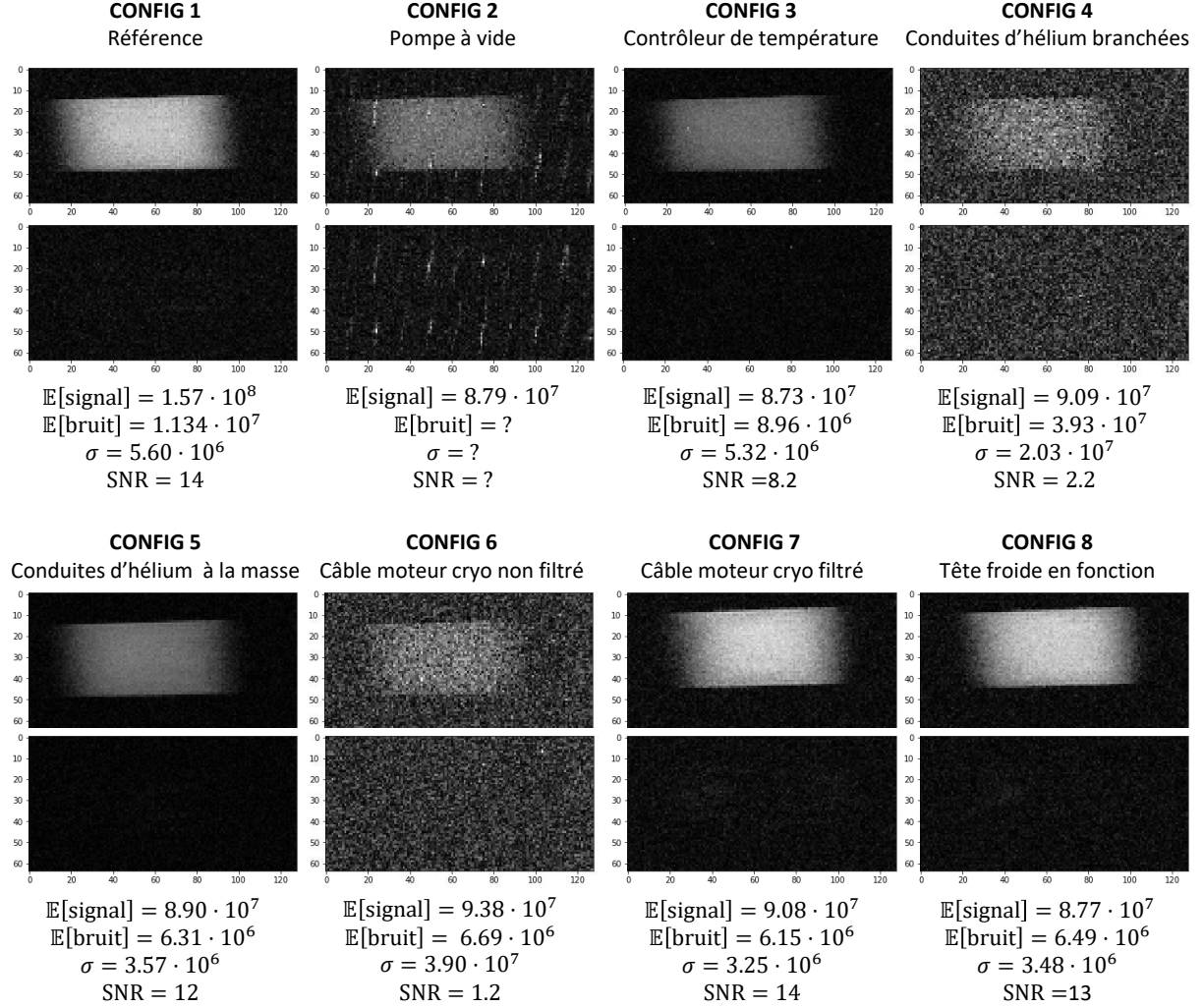


FIGURE 4.32 – Résultats de l'étude de bruit pour huit configurations. Pour chaque configuration, on présente une coupe au centre du tube (signal) et une coupe à l'extérieur (bruit). (1) référence; (2) pompe à vide en fonction; (3) contrôleur de température en fonction; (4-5) conduites d'hélium du moteur cryo branchées au compresseur se trouvant dans la salle technique (4) avant et (5) après la mise à la terre des conduites; (6-7) câble du moteur cryo branché au compresseur se trouvant dans la salle technique (6) avant et (7) après filtrage des câbles au passage de la cage de Faraday; (8) tête froide en fonction avec conduite d'hélium à la terre et câble du moteur cryo filtré. $\text{SNR} = \mathbb{E}[\text{signal}] / (2\sigma)$. Images du haut : coupe au centre du tube.

Discussion et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, nous avons développé et étudié des architectures d'antennes SQIF dans l'objectif de concevoir un capteur destiné à la mesure de signaux de RMN. Pour intégrer ces antennes à l'environnement d'un imageur RMN, nous avons conçu et fabriqué un nouveau système expérimental : le Démonstrateur Super-QIF.

La première architecture SQIF à laquelle nous nous sommes intéressés fut celle d'un réseau 1D de 1500 SQUID en méandre. En l'absence d'un amplificateur de flux supraconducteur, ce SQIF a présenté un antipic d'amplitude $\Delta V = 5.34$ mV et un facteur de transfert $\partial_B V = 1.0$ kV T⁻¹. Il s'agit d'une réponse comparable à celle du SQIF précurseur, pour lequel $\Delta V = 5.0$ mV et $\partial_B V = 1$ kV T⁻¹ avec 2000 SQUID [121]. Si on relativise ces valeurs au nombre de SQUID présents dans le réseau, les performances de ce SQIF seraient même légèrement meilleures.

Nous avons ensuite étudié la réponse de ce réseau une fois qu'il était orné d'un transformateur ou d'un concentrateur de flux supraconducteur. Plusieurs géométries furent étudiées dans l'espoir d'en trouver une qui se démarquerait des autres en maximisant le facteur de transfert. Plus spécifiquement, deux paramètres géométriques furent modifiés, soient la largeur de la bande supraconductrice de la partie externe du transformateur de flux [Fig. 3.3–paramètre L_1] et la taille de la boucle de captage de flux. Nos résultats n'ont pas permis de dégager l'existence d'une dépendance entre le gain en facteur de transfert et le paramètre L_1 . Nous avons néanmoins observé que le SQIF avec transformateur de flux de type « papillon », dont la surface était plus petite que les autres (env. 66 mm² contre 108 mm²), présentait aussi un facteur de transfert plus faible, soit $\partial_B V \approx 3.8$ kV T⁻¹ (moyenne sur les deux pentes de l'antipic), comparativement à $\partial_B V \approx 5.1$ kV T⁻¹ en moyenne pour les autres antennes. Il s'agit d'un résultat en accord avec le fonctionnement prévu des amplificateurs de flux [section 2.3.4]. Malgré ces différences en facteur de transfert, ces antennes ont présenté des seuils de détection comparables en régime radiofréquence, soit entre 190 et 270 fT/√Hz à 8 MHz. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que le niveau de bruit évalué à partir de l'expression théorique du bruit.

Toutefois, avant de tirer des conclusions sur les performances de ces antennes avec amplificateurs de flux supraconducteurs, il est important de rappeler que leurs réponses expérimentales présentaient plusieurs artéfacts ; les antipics étaient asymétriques, leur amplitude était plus faible que pour le SQIF de référence, et leur position en champ ma-

gnétique était translatée. En étudiant l'influence des conditions de refroidissement sur la réponse de ces antennes dans le cas particulier du SQIF avec concentrateur, nous avons réussi à démontrer que ces différents artéfacts provenaient d'un flux magnétique piégé dans les amplificateurs de flux pendant leur refroidissement. Les résultats de cette étude furent publiés dans le *Journal of Applied Physics* [187] [Article 1]. En particulier, pour des conditions optimales de refroidissement à champ nul, l'antipic du SQIF avec concentrateur a regagné sa symétrie, son amplitude ($\Delta V = 6.1$ mV) et son facteur de transfert a atteint $\partial_B V = 8.4$ kV T⁻¹. Il s'agit d'un gain de 66 % par rapport au facteur de transfert de la même antenne refroidie à -21 μ T. La comparaison entre les réponses du SQIF de référence et du SQIF avec concentrateur est présentée à la Fig. 5.1. Par ailleurs, bien que les artéfacts observés dans nos résultats expérimentaux soient spécifiques à l'architecture en méandre, le modèle que nous avons développé dans le cadre de ce travail peut facilement être modifié pour s'adapter à d'autres géométries de SQIF. Nous n'avons pas fait d'étude similaire dans le régime radiofréquence, mais une asymétrie comparable s'est observée dans la réponse continue et dans la réponse fréquentielle des capteurs. Il est donc attendu que ce gain en facteur de transfert se reflète aussi dans la détectivité des antennes. Par rapport au niveau de bruit, rappelons que le flux piégé est responsable d'un bruit en $1/f$ observé dans la réponse des SQIF [142]. Ce bruit peut dominer le niveau de bruit du SQIF jusqu'à plusieurs kilohertz, mais à 8 MHz, il ne devrait pas être prépondérant.

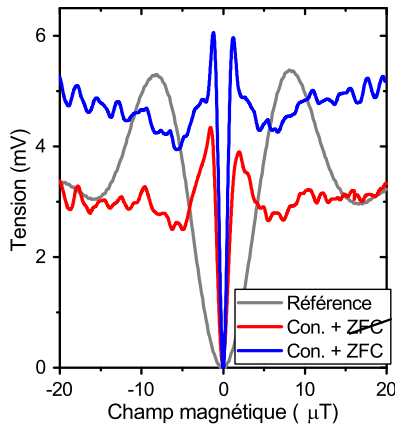


FIGURE 5.1 – Comparaison des réponses expérimentales du SQIF seul (gris) et du SQIF avec concentrateur refroidi sous champ (rouge) et à champ nul (bleu). ZFC pour *zero-field cooling*, ou refroidissement à champ nul.

Un autre artéfact auquel nous nous sommes intéressés est l'asymétrie de la réponse SQIF dans le régime radiofréquence. Il existe un couplage entre l'antenne d'émission et la chaîne de mesure. Ce couplage a pour conséquence de générer un signal parasite qui s'ajoute au signal du SQIF, déformant la réponse RF mesurée à l'analyseur de réseau. Plus spécifiquement, nous avons montré que l'asymétrie de la réponse était due à la composante du signal parasite en phase avec le signal du SQIF, alors que la composante en quadrature était responsable de l'élévation globale de la ligne de base de la réponse radiofréquence. Ce travail a permis d'approfondir notre compréhension de la réponse SQIF et complète des travaux antérieurs de Pawlowski *et al.* [190].

Dans le contexte de la mesure de signaux de RMN, ces artéfacts ne devraient toutefois pas poser problème. En effet, ces artéfacts furent observés dans une expérience qui tente de reproduire des conditions dites en « champ lointain ». Le piquage peut donc se faire à n'importe quel point de la chaîne de mesure qui pourrait faire antenne. Pour les signaux de RMN, qui sont au contraire en champ proche, seulement l'antenne en proximité immédiate de l'échantillon est susceptible de capter un signal détectable.

À la suite de notre analyse des résultats du premier jeu d'antennes, le type d'amplificateur de flux qui nous a semblé le plus adapté à la RMN fut le concentrateur. Les deux géométries étudiées sont autant susceptibles de piéger du flux pendant leur refroidissement, mais les transformateurs seraient plus vulnérables aux forts champs magnétiques lorsque le capteur est déjà dans l'état supraconducteur. De plus, pour s'affranchir de la décroissance du signal SQIF observée dans le régime radiofréquence, nous avons décidé de concevoir un capteur qui aurait une impédance de sortie de 50Ω . Ceci nous a naturellement conduit vers une architecture bidimensionnelle. Le deuxième capteur que nous avons étudié est un SQIF 2D de 2000×9 SQUID (18 000) entouré de deux concentrateurs de flux supraconducteurs en géométrie « papillon ». La surface totale de captation du champ magnétique de cette antenne est de 140 mm^2 . Ce SQIF 2D contient donc 12 fois plus de jonctions Josephson que le SQIF en méandre, et sa surface totale de captation est 1.4 fois plus grande. Et pourtant, l'amplitude et le facteur de transfert de l'antipic du SQIF 2D, soit respectivement $\Delta V = 5.1 \text{ mV}$ et $\partial_B V = 4.4 \text{ kV T}^{-1}$, étaient inférieurs aux mêmes valeurs mesurées avec le SQIF en méandre, soit $\Delta V = 6.1 \text{ mV}$ et $\partial_B V = 8.4 \text{ kV T}^{-1}$ (SQIF avec concentrateur refroidi à $B_0 = 0 \text{ } \mu\text{T}$). Le SQIF 2D a également montré des performances inférieures dans le régime radiofréquence, avec un seuil de détection d'environ $580 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$, comparativement à $190 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le SQIF en méandre avec transformateur fin.

Un premier élément expliquant la dégradation des performances du SQIF 2D concerne le *design* du capteur. Il se distingue du SQIF 1D par la taille des pistes supraconductrices qui entourent les boucles du réseau. Comme pour le concentrateur de flux, la piste du circuit a pour effet de concentrer le champ magnétique entrant dans la boucle, ce qui augmente la surface effective des boucles SQUID [section 2.3.4]. Dans le cas du SQIF 1D en méandre, la bande supraconductrice était de $5 \text{ } \mu\text{m}$ autour de la boucle SQUID, alors qu'elle était que de $2 \text{ } \mu\text{m}$ pour le SQIF 2D. Il en résulte qu'à surface de boucle égale, les SQUID du premier réseau présentent des surfaces effectives plus grandes que pour le SQIF 2D, comme montré à la Fig. 5.2. Pour le SQIF 2D, nous avons choisi d'opter pour un *design* de réseau SQUID très compact dans l'objectif de maximiser le nombre de SQUID présents dans le réseau. Il semble néanmoins qu'il soit préférable d'opter pour des architectures moins denses de manière à profiter davantage de l'amplification du champ par les bandes supraconductrices du circuit.

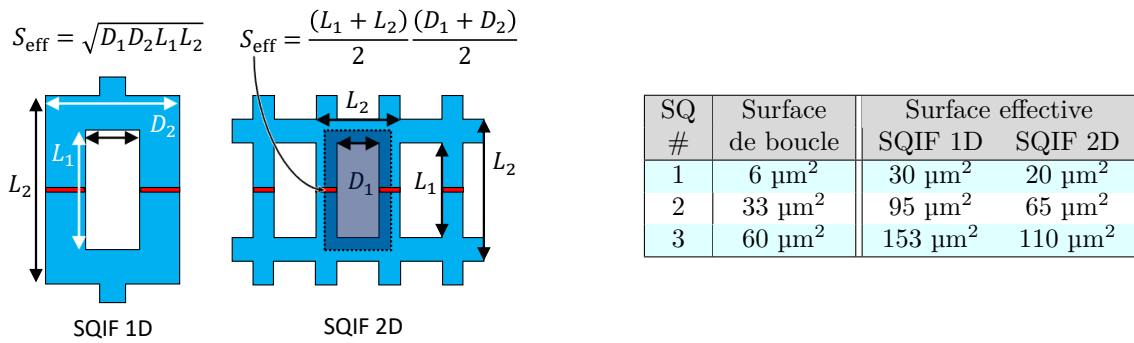


FIGURE 5.2 – Surface effective d'une boucle SQUID dans un circuit supraconducteur. (À gauche) Représentation schématique de la surface effective d'une boucle SQUID pour le SQIF 1D et le SQIF 2D. (À droite) Calculs de surfaces effectives pour quelques surfaces de boucles SQUID.

Une autre différence entre les deux capteurs concerne l'intégration du SQIF dans la fente de l'amplificateur de flux. Rappelons que pour le SQIF 2D, la largeur totale de fente est de 240 μm et que les concentrateurs sont à 60 μm du circuit SQIF. En comparaison, le SQIF 1D a une fente de 180 μm et le méandre se trouve à 27.5 μm de l'amplificateur de flux. En considérant que le champ magnétique généré par le courant circulant sur les bords du concentrateur de flux décroît en $1/r$, alors en première approximation l'amplitude du champ $B(r)$ dans la fente devrait suivre la relation suivante :

$$B \propto \frac{1}{r_0} \frac{1}{1 - (r/r_0)^2}, \quad (5.1)$$

où r est la distance par rapport au centre de la fente et r_0 est la position du concentrateur de flux. Le préfacteur signifie que l'efficacité générale du concentrateur décroît en $1/r_0$ et la divergence en $1 - (r/r_0)^2$ implique que la zone la plus efficace du concentrateur se trouve au plus près de ses bords. En augmentant la largeur de la fente du SQIF 2D d'un facteur 1.33, avons donc perdu l'intérêt d'avoir augmenté la surface du concentrateur d'un facteur 1.4. De plus, le SQIF en méandre étant relativement plus près de l'amplificateur, il perçoit un champ plus fort, avec $(1 - (r/r_0)^2)^{-1} \approx 1.9$ comparativement à 1.3 pour le SQIF 2D. Ce dimensionnement d'antenne fut imposé par la décision d'adopter une géométrie qui respecte les dimensions d'une ligne coplanaire d'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$. Le respect de la géométrie des lignes coplanaires fait partie des bonnes pratiques de conception de puces électroniques. Elles sont très utilisées pour les circuits intégrés fonctionnant avec des hyperfréquences, car les dimensions des pistes deviennent comparables à la longueur d'onde des signaux. Toutefois, pour une antenne SQIF de 1.4 cm fonctionnant à 8 MHz (longueur d'onde ~ 38 m), cette géométrie devrait être moins importante que la maximisation de l'efficacité du concentrateur. Pour être performant, le réseau SQIF doit être au plus près du concentrateur et la fente de ce dernier doit être la plus étroite possible. Or, la géométrie en ligne coplanaire a eu pour conséquence d'éloigner le SQIF des bords des concentrateurs et l'architecture « tête-bêche » a eu pour effet de produire un SQIF large (120 μm).

Par rapport à l'architecture 2D, nous avons vu à la section 2.4.3 que la largeur de l'antipic SQIF devrait suivre une relation en $1/M$, où M est le nombre de jonctions en parallèle dans le réseau. En pratique, cette loi d'échelle ne fut pas respectée pour le SQIF 2D. Même en prenant compte de la géométrie non optimisée du concentrateur de flux, la largeur de l'antipic du SQIF 2D (1.6 μT) aurait dû être significativement plus faible que celle de l'antipic du SQIF 1D (1 μT). Une première piste de d'explication pourrait se trouver dans les travaux de Kornev *et al.* [118] de 2009. En effet, les architectures parallèles sont particulièrement vulnérables aux effets des couplages inductifs via le paramètre d'écrantage β_L . Pour de forts β_L , il y a saturation du facteur de transfert du SQIF [section 2.4.3]. Toutefois, en considérant les paramètres du réseau conçu, les paramètres d'écrantage du SQIF 2D devraient être de l'ordre de $^1 \sim 0.35$. Ce paramètre ne peut donc pas expliquer l'écart entre les résultats mesurés et les résultats attendus. L'explication proviendrait plutôt de la distribution non-uniforme du courant dans les jonctions en parallèle. Pendant ses travaux de thèse, E. Pawlowski [191] a simulé la distribution du courant dans les architectures SQIF bidimensionnelles et a observé que le courant de polarisation avait tendance à circuler sur les bords du réseau. Ceci implique que les jonctions au centre ne participent plus à la réponse SQIF à part égale. Toutefois, même si ces jonctions ne

1. Pour $S = 60 \mu\text{m}^2$, $L \sim 26$ pH. Pour $I_{\text{opt}} = 150 \mu\text{A}$, on a un courant de 15 μA par jonction. On pose par hypothèse que $I_c \approx 15/1.1 \mu\text{A}$.

contribuent plus autant au facteur de transfert, elles contribuent toujours à son niveau de bruit. D'ailleurs, ceci s'observe dans les résultats : le rapport des détectivités obtenues à partir des deux architectures de SQIF testées, soit $190/580 = 0.33$, correspond aussi au rapport des niveaux de bruit théoriques des antennes [Éq. 2.34] :

$$\frac{4.4}{5} \sqrt{\frac{1500 \times 2}{2000 \times 10}} = 0.34$$

où la première fraction est le rapport entre les facteurs de transfert mesurés et la seconde est la racine du rapport entre le nombre de jonctions des réseaux respectifs.

Pour repartir sur une architecture SQIF principalement 1D-série tout en assurant une bonne intégration du SQIF dans la chaîne de mesure, il faut donc s'affranchir de la contrainte des $50 \, \Omega$. Pour ce faire, il serait judicieux de se baser sur les recommandations de Kornev *et al.* [156] de 2017. Dans leur article, les auteurs recommandent d'avoir une impédance de charge [Éq. 3.3 – Z_{in}] au moins 10 fois supérieures à l'impédance du capteur SQIF. Ceci suggère d'ajouter un pré-amplificateur séparateur (*buffer*) à haute-impédance d'entrée directement à la sortie du SQIF. Ce pré-amplificateur assurerait l'accord d'impédance avec la ligne de transmission et il aurait aussi pour intérêt d'isoler le SQIF de cette dernière. Ainsi, une modification des caractéristiques électriques de la ligne de transmission ne devrait plus affecter la réponse du capteur.

Si on compare maintenant les SQIF aux autres technologies de capteurs magnétiques, un avantage important des SQIF est leur capacité à travailler sans écran magnétique et sans boucle à verrouillage de flux. Les réponses en régime continu et radiofréquence que nous avons présentées dans ce manuscrit auraient été impossibles à obtenir dans des conditions similaires avec un SQUID ; leur dynamique en champ magnétique, qui est souvent inférieure à 1 pT, est trop faible et les rend trop vulnérable au bruit magnétique environnemental. L'absence de boucle à verrouillage de flux permet aussi de travailler sans difficulté particulière sur une grande gamme de fréquences. Pour travailler à 8 MHz, les systèmes SQUID ont besoin d'utiliser des techniques d'asservissement avancées. Par rapport aux antennes classiques, le fonctionnement large bande des SQIF est aussi un important avantage pour leurs applications en général. Les antennes accordées peuvent atteindre des seuils de détection très faibles, mais pour les applications qui requièrent de très larges bandes passantes, leur sensibilité s'effondre rapidement. En comparaison, les SQIF ne souffrent pas de cet inconvénient.

Le SQIF 1D conçu dans le cadre de ces travaux présentait un seuil de détection de l'ordre de $200 \, \text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur est significativement plus élevée que les détectivités des SQUID ($1 \, \text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$) et des antennes classiques à 8 MHz ($0.2 \, \text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$) [Fig. 1.5]. Notre amorce d'optimisation doit donc être poursuivie.

Une première voie d'amélioration porte sur une meilleure sélection des surfaces de boucles des réseaux. Dans le cadre de ces travaux, nous avons principalement reproduit les bonnes pratiques recommandées dans la littérature pour l'obtention d'un « bon SQIF », décrit comme un réseau dont la réponse présente un antipic unique de grande amplitude ΔV et ayant de fortes pentes $\partial_B V$. Ces bonnes pratiques furent résumées par Shultze *et al.* [111] dans un article de 2006 :

The SQIF inventors very early formulated the basic rules for the setup of a functioning SQIF. The clue is a proper selection of the loop sizes. They have to be incommensurable, the smallest and the largest loop have to be vastly

different, and the sizes of all the other loops should be distributed in a way that no distinct size is preferred.

Le problème de cette affirmation est que les critères de performance qui la soutiennent ne sont pas forcément pertinents pour la RMN. En particulier, la forme de l'antipic n'est pas une fin en soi, mais seulement un moyen permettant de transformer le signal magnétique en signal électrique. De plus, il est intéressant de maximiser l'amplitude de l'antipic et son facteur de transfert, mais ces critères ne permettent pas d'évaluer la sensibilité réelle du SQIF si le niveau de bruit en tension n'est pas pris en compte. Des critères de performance pertinents doivent plutôt porter sur la dynamique et le niveau de bruit en champ magnétique du capteur, car ce sont eux qui conditionnent réellement les applications du SQIF.

De plus, il faut que ces critères permettent de comparer ce qui est comparable. Pour la conception d'une antenne SQIF, un paramètre important est la surface totale occupée par le réseau. Il s'agit généralement de la contrainte qui détermine le nombre de SQUID dans le réseau et non pas l'inverse : on choisit d'abord une distribution de surfaces de boucles, par exemple une distribution linéaire entre deux tailles de surfaces, puis on répartit les SQUID de manière à remplir l'espace disponible tout en respectant la distribution. Deux distributions pourront donc mener à la fabrication de réseaux ayant des nombres radicalement différents de jonctions pour une même surface d'antenne. Pour pouvoir comparer ces deux distributions, il faut donc exprimer les caractéristiques principales des réponses (amplitude, facteur de transfert, et niveau de bruit) non plus en fonction du nombre de SQUID, mais plutôt à surface égale de circuit S .

Pour illustrer ce concept, nous avons simulé les réponses continues V de SQIF 1D-série pour un ensemble de distributions de surfaces $\{S_i\}$ avec $i = 0, \dots, N$ réparties linéairement entre S_A et S_B :

$$V(B) = \sum_{i=1}^N \frac{R_N I}{1 + \beta_L(S_i)} \sqrt{1 - \left(\frac{2I_c}{I}\right)^2 \cos^2\left(\pi \frac{S_{i,\text{eff}} B}{\Phi_0}\right)}, \quad (5.2)$$

où $S_{i,\text{eff}}$ est une surface effective qui prend en compte l'effet de concentration du circuit supraconducteur autour de la boucle et le paramètre d'écrantage β_L fut estimé en utilisant les équations décrites dans les travaux de Jaycox et Ketchen [192]. L'Éq. (5.2) correspond à l'expression théorique de la réponse d'un SQIF 1D-série idéale [Éq. (2.28)], corrigée d'un facteur $(1 + \beta_L)^{-1}$ pour prendre en compte l'effet de l'inductance [69]. Cette simulation fut vérifiée en utilisant les paramètres (la géométrie, N , R_N , I_c , I) de deux SQIF expérimentaux², les réponses simulées ont présenté des antipics d'amplitude, de pentes et de largeurs comparables aux antipics expérimentaux. Sans être un calcul exact, ces simulations devraient permettre d'étudier qualitativement l'influence du choix de distribution sur les propriétés générales de la réponse SQIF.

Les graphiques présentés la Fig. 5.3 ont été obtenus en employant les paramètres de fonctionnement du SQIF 1D en méandre, avec $I = 40 \mu\text{A}$, $R_N = 0.25 \Omega$, $N = 1500$ et $\beta_L \in [0.15, 0.65]$. On a posé $2.2I_c = I$. Sur ces figures, la diagonale principale correspond aux réseaux de SQUID aux surfaces identiques ($S_A = S_B$). Les droites perpendiculaires à cette diagonale correspondent à des distributions où les SQUID ont la même longueur moyenne $\bar{\ell}$, mais avec une plus grande dispersion des surfaces. Ces lignes correspondent aussi à des SQIF ayant la même « densité » $n = N/S$ de SQUID. Pour chaque distribution, les

2. (1) SQIF 1D de 1500 SQUID en méandre présenté dans ce manuscrit et (2) SQIF 1D de 2000 SQUID en méandre présenté dans les travaux de S. Ouanani [121].

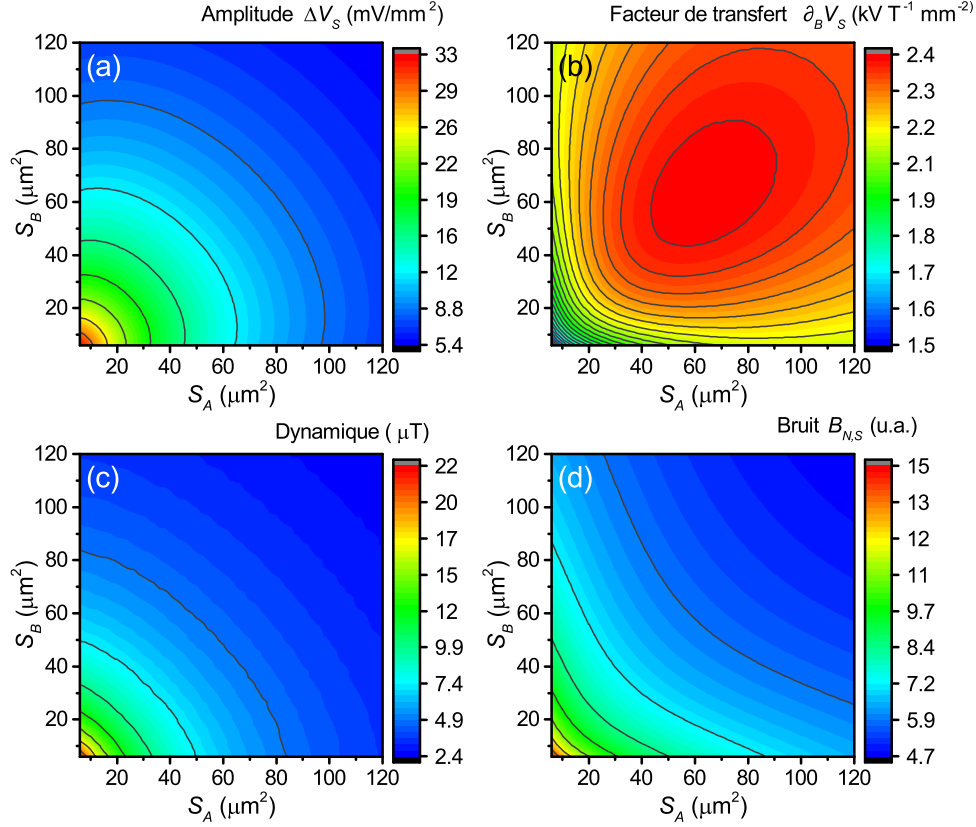


FIGURE 5.3 – Analyse des simulation de distribution de surfaces. Les axes x et y présentent les valeurs extrêmes des surfaces utilisées dans la distribution. Les réseaux de SQUID aux surfaces identiques se trouvent sur la diagonale ($S_A = S_B$) et les réseaux ayant la même densité de SQUID sont les droites perpendiculaires à la diagonales (c.-à-d. $S_A + S_B = \text{cst}$) Les courbes furent normalisées par rapport à la surface totale S occupée par le circuit. (a) Amplitude de modulation normalisée. (b) Facteur de transfert normalisé. (c) Dynamique en champ magnétique. (d) Niveau de bruit magnétique normalisé.

critères de performance furent normalisés en prenant en compte la surface totale $S = Nd\bar{\ell}$ du circuit, avec d la largeur du circuit (constante) et $\bar{\ell}$ la longueur moyenne des SQUID de la distribution. Ces valeurs incluent aussi les dimensions de la piste supraconductrice. On a donc,

$$\Delta V_S = \frac{\Delta V}{Nd\bar{\ell}}, \quad (5.3)$$

$$\partial_B V_S = \frac{\partial_B V}{Nd\bar{\ell}} \quad (5.4)$$

$$B_{N,S} = \frac{\alpha \sqrt{n(S)}}{\frac{\partial_B V}{Nd\bar{\ell}}} = \frac{\alpha N \sqrt{d\bar{\ell}}}{\partial_B V} \quad (5.5)$$

où $\alpha = \alpha(T, R_N, I, I_c)$ est la composante du bruit spectral en tension [Éq. 2.29] qui ne dépend pas du nombre de SQUID, et $n(S)$ est le nombre de SQUID par unité de surface.

On remarque que l'amplitude normalisée ΔV_S [Fig. 5.3.a] est maximisée pour les réseaux qui contiennent les plus petits SQUID. Il s'agit d'un paramètre qui dépend essentiellement du nombre de SQUID en série dans le réseau $n = 1/\bar{\ell}$. De plus, comme les petits SQUID présentent des paramètres d'écrantage β_L plus faibles, l'amplitude de leur

réponse est aussi plus grande. Ceci explique pourquoi, à nombre égal de jonction n , les distributions larges présentent de meilleures amplitudes de modulation de l'anticipic que les réseaux de SQUID identiques.

Pour le facteur de transfert normalisé $\partial_B V_S$ [Fig. 5.3.b], on note que la pente est maximisée pour les grandes surfaces de boucles. Toutefois, de grandes boucles impliquent également une densité plus faible de SQUID et des paramètres d'écrantage β_L plus élevés. La Fig. 5.3.b présente donc un maximum local qui correspond au meilleur compromis entre la maximisation/minimisation de ces trois paramètres. D'ailleurs, mentionnons que la position de ce maximum local a montré une grande dépendance avec le paramètre d'écrantage β_L ; plus β_L est important et plus le maximum local de $\partial_B V_S$ est obtenu pour de petits SQUID. On note également que $\partial_B V_S$ croît le plus rapidement sur la diagonale de la figure : plus on s'écarte du réseau de SQUID identiques, c'est-à-dire plus la distribution des surfaces est large, et moins le réseau est performant en vis-à-vis de ce critère.

Par rapport à la dynamique en champ magnétique des distributions, celle-ci est principalement inversement proportionnelle aux dimensions des surfaces de boucle du réseau. Elle est donc maximisée pour les SQUID petits. Aussi, à nombre égale de SQUID, on remarque que les distributions larges présentent des performances légèrement meilleures que les réseaux de SQUID identiques.

Enfin, vis-à-vis du niveau de bruit en champ magnétique normalisé $B_{N,S}$, on constate que les distributions les plus performantes sont celles qui présentent les SQUID les plus grands et les plus homogènes ; les distributions étendues sont systématiquement moins performantes. De plus, sur la plage de distributions étudiées, $B_{N,S}$ n'a pas montré de minimum local, mais sa valeur semble tendre vers une limite après le passage du maximum local de $\partial_B V_S$. Des tests avec des paramètres β_L plus élevés montrent le même comportement.

Une conclusion qui ressort de ces simulations est qu'il n'est pas toujours préférable de chercher à maximiser le nombre de SQUID dans un réseau. Ceci va à l'encontre de l'approche SQIF traditionnelle ; en présentant des lois d'échelle de détectivité en $1/\sqrt{N}$, les créateurs du SQIF ont donné l'impression trompeuse qu'il suffisait d'inclure toujours plus de jonctions Josephson pour obtenir un capteur meilleur. Or, entre deux capteurs de même taille présentant deux distributions de surfaces différentes, les simulations indiquent clairement que le SQIF qui contient le moins de SQUID sera aussi celui qui présentera le seuil de détection le plus faible. Les distributions suggérées par les pères fondateurs de la technologie SQIF ne sont donc pas optimales. Les surfaces n'ont pas à être incommensurables, la distribution n'a pas besoin de présenter une grande dispersion, et rien ne justifie de ne pas privilégier une taille de surface donnée. Au contraire, les simulations indiquent plutôt que pour un SQIF de taille donnée on aura presque toujours intérêt à prendre une distribution resserrée sur une valeur particulière de surface, même si cela mène à l'obtention d'une réponse ne présentant plus un anticipic unique.

Toutefois, comme nous l'avons mentionné, la minimisation du seuil de détection du SQIF n'est pas l'unique critère de performance du capteur. En particulier, pour pouvoir continuer à s'affranchir de la boucle à verrouillage de flux, il faut également s'assurer que le SQIF présente une dynamique en champ magnétique suffisante. Accroître indéfiniment la taille des surfaces SQUID du réseau n'est donc pas forcément désirable.

D'ailleurs, cette analyse considère des SQUID idéaux où la dispersion des propriétés des jonctions Josephson n'a pas été pris en compte. En pratique, la dispersion des cou-

rants critiques ΔI_c au sein d'une boucle SQUID va mener à la génération d'un flux de polarisation proportionnel à $L\Delta I_c$. Au niveau du réseau, ce flux aura pour conséquence de déphaser aléatoirement chaque boucle SQUID l'une par rapport à l'autre, dégradant *in fine* la réponse SQIF. Cet effet sera d'autant plus préjudiciable au fonctionnement du capteur que leurs boucles SQUID sont grandes. La capacité du procédé technologique à produire des jonctions aux propriétés homogènes et reproductibles est donc un autre facteur limitant essentiel dans la sélection d'une distribution de surfaces. Une étude de la dispersion des propriétés des jonctions Josephson et de ses effets sur la réponse de réseaux de SQUID a fait l'objet d'une publication dans le journal *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* [193] [Article 2].

L'optimisation des antennes SQIF passe donc forcément par une optimisation du procédé technologique. En particulier, il faut mentionner qu'il y a eu une dégradation de la qualité et de la reproductibilité du procédé technologique des jonctions irradiées pendant la réalisation de ces travaux. Ceci fait suite à une mise-à-jour du système d'irradiation ionique à l'ICube (Strasbourg, France), mise-à-jour qui aurait modifié les conditions de dépôt. Plusieurs jeux d'antennes conçues dans le cadre de ce projet se sont révélées inutilisables. Les jonctions étaient parfois sur-irradiées ou au contraire complètement absentes des plaquettes. Il peut donc être judicieux de se questionner sur l'avenir de cette technologie.

Au niveau des performances actuelles, la technologie des jonctions irradiées permet d'obtenir des jonctions Josephson ayant des degrés d'homogénéité comparables aux autres technologies haut- T_c , soit des dispersions de l'ordre de 10 à 30 % [section 2.5]. Toutefois, rappelons qu'elles présentent aussi de faibles produits $R_N I_c \sim 50 \mu\text{V}$. En comparaison, les jonctions Bicristal et *Step-Edge* présentent des réponses qui sont respectivement de l'ordre de 100–300 μV et de 120 μV . Comme la détectivité des SQUID évolue en $\sqrt{R_N}^{-1}$, la faible réponse des jonctions irradiées impacte négativement les performances des capteurs. De plus, la double dépendance de ce produit en fonction de la température fait en sorte qu'il est difficile de prévoir à quelle température les jonctions irradiées atteindront leur optimum et de quelle manière ce produit va se répartir entre R_N et I_c . C'est important, car $\beta_L \propto I$, et que ce paramètre intervient dans l'optimisation des SQUID, en particulier pour le choix des surfaces. En comparaison, les jonctions joint-de-grain ont un comportement plus simple ; $I_c(T)$ est linéaire avec la température et $R_N(T)$ varie peu. Il s'ensuit qu'il est plus facile de prévoir le comportement des jonctions et que celles-ci ont un domaine de fonctionnement en température plus étendu.

Les jonctions irradiées ont néanmoins certains avantages indéniables : la flexibilité qu'offre cette technologie pour la conception de SQIF et la simplicité de sa mise-en-œuvre sont de puissants arguments en sa faveur. La technologie Bicristal est trop contraignante pour présenter un réel intérêt, car les jonctions doivent toutes être positionnées sur une seule et même ligne et que, à notre connaissance, il n'existe pas de fournisseur de plaquettes de qualité industrielle pour cette technologie. Dans une perspective à long terme, s'il était choisi de procéder à un changement de technologie, les jonctions *Step-Edge* pourraient toutefois présenter une alternative intéressante. Cette technologie impose également de positionner les jonctions sur des lignes droites, mais on peut choisir le positionnement de ces lignes. Le SQIF ainsi conçu peut présenter des architectures complexes, comme le prouve les réseaux conçus par Mitchell *et al.* [123] qui intègrent quelques 30 000 jonctions. Cette technologie impose toutefois d'altérer significativement le substrat. De plus, ces altérations étant spécifiques de l'architecture de réseau choisie, il n'est pas possible d'avoir accès à des plaquettes industrielles. À défaut de développer la technologie à

l'interne, un processus long et couteux, l'utilisation des jonctions *Step-Edge* devrait donc se faire sous la forme d'un partenariat avec un laboratoire ou une entreprise maîtrisant déjà cette technologie, par exemple l'entreprise Supracon (Iéna, Allemagne) ou encore les laboratoires CSIRO Manufacturing (Lindfield, Australie).

Le capteur que nous préconisons pour la prochaine génération d'antenne SQIF dédiée à la RMN s'appuie sur l'ensemble des conclusions de ces travaux. Cette antenne devrait se présenter sous la forme d'un réseau 1D-série entouré de concentrateurs de flux supraconducteurs de surfaces maximales, possiblement toute une plaquette d'alumine (625 mm^2). La fente du concentrateur devra être aussi étroite que possible afin de maximiser le couplage entre le SQIF et le signal de RMN. Un tel réseau sera toutefois très vulnérable aux effets d'un flux piégé dans les concentrateurs. La géométrie de réseau la plus adaptée semble donc être en ligne droite. On pourrait possiblement envisager un réseau en « U » ; cette géométrie a l'avantage d'intégrer le retour de la ligne de courant à même le circuit SQIF. Par rapport à la sélection de la distribution de surfaces, il est essentiel de réduire la dispersion des surfaces. Sans pour autant se diriger vers des réseaux de SQUID identiques, il ne semble pas y avoir d'intérêt à concevoir des SQIF tels que $S_A/S_B < 0.5$ (avec $S_A < S_B$) pour une distribution linéaire de surfaces. En ce qui concerne le choix d'une surface moyenne du réseau, il faut choisir des dimensions qui minimisent le seuil de détection du SQIF sous la contrainte de conserver une dynamique en champ magnétique « raisonnable ». Cette dynamique doit d'ailleurs être choisie en ayant à l'esprit les caractéristiques finales du capteur, c'est-à-dire incluant les différents effets de concentration de champ magnétique. De manière générale, il serait difficile d'envisager d'utiliser une antenne SQIF ayant une dynamique significativement inférieure à $0.5 \text{ } \mu\text{T}$ sans boucle à verrouillage de flux.

Une fois que nous aurons optimisé la sensibilité des antennes SQIF, il sera d'autant plus intéressant de les utiliser pour la mesure de signaux de RMN. Rappelons qu'au moment de la rédaction de ces lignes, le Démonstrateur Super-QIF est toujours en cours de développement au laboratoire d'accueil. Les résultats préliminaires que nous avons présentés sont prometteurs. En particulier, le cryostat affiche des performances en vide et en cryogénie suffisantes pour permettre le fonctionnement des SQIF. De plus, nous avons démontré la compatibilité RMN du système ; le démonstrateur ne perturbe pas l'homogénéité du champ magnétique de l'aimant et il n'a pas d'impact significatif sur le niveau de bruit de l'expérience. La validation de chacune de ces étapes était cruciale, car celles-ci auraient pu nous obliger à apporter des modifications substantielles au *design* du système, ou même forcer l'arrêt du développement du démonstrateur.

Maintenant que nous avons validé les phases de conception, de fabrication et d'optimisation du système, il est temps de s'attaquer à la phase d'intégration où l'on cherchera à amener les SQIF dans l'imageur RMN tout en les maintenant à leur point optimal de fonctionnement. Il s'agit d'une problématique que nous avons partiellement abordée lors de l'établissement du cahier des charges [section 3.3.3] et la principale difficulté proviendra du champ magnétique statique de l'aimant permanent. Pour éviter les problèmes qui viennent avec le piégeage de flux, il faut s'assurer que l'antenne SQIF soit refroidie à champ perpendiculaire nul et qu'elle ne perçoive pas de champs magnétiques trop intenses lors de son fonctionnement. Ceci implique de refroidir l'antenne à l'extérieur de l'aimant, puis de l'y insérer alors qu'un asservissement en champ magnétique est réalisé sur le capteur.

Pour effectuer cet asservissement, il faut (1) mesurer le champ magnétique instantané perçu par le SQIF, (2) calculer la correction en champ nécessaire pour s'opposer à ce champ à l'aide d'un micro-contrôleur et (3) appliquer la correction en champ magnétique en se servant de la bobine de polarisation. En pratique, la lecture du champ magnétique peut être réalisée par l'antenne SQIF de deux manières différentes : soit en se servant directement de l'antipic présent dans la réponse du capteur, ou encore en utilisant la dépendance en champ à grande échelle de la réponse SQIF. Cette dépendance provient de la modulation du courant critique des jonctions Josephson [section 2.2.3] et nous en montrons un exemple à la Fig. 4.9 pour le SQIF 1D en méandre avec concentrateur de flux. L'intérêt des deux approches est qu'elles permettent de mesurer le champ magnétique sur deux échelles de grandeur. L'antipic est très fin et permet de mesurer de faibles variations de champ magnétique, alors que le motif des jonctions est beaucoup plus large et permet une lecture plus grossière du champ magnétique. Lorsque le SQIF est dans une position statique au centre de l'aimant, on cherche à l'asservir précisément à son point de pente maximale. Aussi c'est la forme de l'antipic qui doit être utilisée. Toutefois, pendant l'introduction de la Machine Super-QIF dans l'aimant, le champ magnétique perçu par le SQIF est susceptible de changer rapidement, en particulier au point où le gradient spatial du champ magnétique permanent de l'aimant est maximal. Ainsi, on aura tout intérêt à utiliser le motif des jonctions pour la lecture du champ parasite.

Maintenir les SQIF à leur point de polarisation optimal en champ magnétique devrait être le dernier défi majeur qu'il reste à relever dans le développement du Démonstrateur Super-QIF. Il reste néanmoins beaucoup de travail à faire pour rendre le système complètement fonctionnel. Il faut notamment optimiser l'asservissement en température de la chaîne de froid, minimiser les sources de bruit magnétique que nous avons identifiées, installer une chaîne de mesure radiofréquence et intégrer les protocoles de caractérisation d'antennes. Il pourrait aussi être pertinent de programmer une interface utilisateur permettant de piloter l'état du Démonstrateur Super-QIF. Toutefois, l'implémentation de ces éléments n'implique pas de difficulté particulière ; ce travail peut s'avérer technique, mais il s'agit essentiellement d'adapter des éléments qui sont déjà en place sur le banc de test utilisé dans les laboratoires de TRT pour caractériser les antennes SQIF [section 3.2.1].

Lorsque ce travail sera accompli, il sera temps de passer effectivement à la mesure de signaux de RMN. D'un point de vue radiofréquence, l'utilisation simultanée du SQIF et de l'antenne d'émission ne devrait pas poser de problème. La configuration expérimentale choisie assure que les deux antennes sont découplées l'une de l'autre. Même s'il venait à y avoir un couplage parasite, celui-ci serait trop faible pour dégrader durablement la réponse du SQIF ; le point de polarisation en champ du SQIF pourrait être amené à bouger pendant l'impulsion radiofréquence, mais reviendrait aussitôt à sa position d'origine lorsque l'onde d'émission serait éteinte sans pour autant avoir piégé de flux dans le capteur. D'un point de vue géométrique cette fois, un léger travail d'optimisation sera sans doute à prévoir afin d'assurer un bon couplage entre l'échantillon et l'antenne SQIF. L'avantage d'avoir une enceinte de cryostat en résine d'époxy est de permettre un positionnement du SQIF au plus près de l'échantillon. Aussi faut-il tirer pleinement profit de cette géométrie.

Dans une perspective plus à long terme, l'idée serait d'utiliser les antennes SQIF pour faire de l'imagerie. Pour cela, il faudra prendre en compte les gradients orientés selon les trois directions de l'espace. En effet, même si les champs magnétiques qu'ils génèrent sont en principe toujours dans l'axe du champ B_0 , ces champs peuvent en pratique avoir

une légère composante non-nulle selon l'axe du SQIF. De plus, même en négligeant cette composante du champ, si le SQIF est désaxé, le gradient selon l'axe du SQIF produira un champ parasite de $17 \mu\text{T}$ par degré d'erreur de positionnement³. Cette amplitude de champ ne devrait pas introduire de flux piégé dans le SQIF, mais elle est suffisante pour polariser le capteur à l'extérieur de l'antipic. L'idée est donc de caractériser la valeur du champ dans l'axe du SQIF au moment de la lecture du signal et de la compenser.

Rappelons que c'est à très bas champ magnétique qu'il est le plus intéressant d'utiliser les SQIF comparativement aux antennes conventionnelles. Mon travail de thèse et son but à moyen terme s'inscrit dans un projet plus vaste d'imagerie à champ terrestre. Comme nous l'avons mentionné en introduction, l'IRM à champ terrestre aurait l'avantage d'être moins onéreuse, plus ergonomique et ne présenterait plus de problèmes pour les patients porteurs d'implants. Elle faciliterait également le développement de certaines spécialités, on pense en particulier à l'IRM interventionnelle. Si on rajoute à cela la polarisation dynamique nucléaire (PDN), il serait alors possible de combiner imagerie anatomique et imagerie moléculaire avec un surcroît local de signal caractéristique d'une activité biologique.

3. On considère des gradients de 20 mT m^{-1} , un SQIF positionné à 5 cm du centre géométrique de l'aimant et une erreur d'angle de 1° .

Bibliographie

- [1] G. I. Ogbole, A. O. Adeyomoye, A. Badu-Pepurah, Y. Mensah, and D. A. Nzeh, "Survey of magnetic resonance imaging availability in west africa," *Pan African Medical Journal*, vol. 30, no. 240, 2018.
- [2] B. Detournay and L. Courouve, "Les insuffisances en matiere d'equipements d'imagerie medicale en france : Etude sur les delais d'attente pour un rendez-vous irm en 2017," CEMKA-EVAL. <https://fnmr.org/uploads/documents/2016/07/4007/2016enqueteirmdelaisdattente.pdf>, p. 22, 2017, accessed : 07-02-2018.
- [3] S. H. Koenig and R. D. Brown, "Determinants of proton relaxation rates in tissue," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 1, no. 4, pp. 437–449, Dec. 1984.
- [4] A. Macovski and S. Conolly, "Novel approaches to low-cost MRI," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 30, no. 2, pp. 221–230, Aug. 1993.
- [5] F. Noack, "NMR field-cycling spectroscopy : principles and applications," *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, vol. 18, no. 3, pp. 171–276, Jan. 1986.
- [6] E. Anoardo, G. Galli, and G. Ferrante, "Fast-field-cycling NMR : Applications and instrumentation," *Applied Magnetic Resonance*, vol. 20, no. 3, pp. 365–404, Apr. 2001.
- [7] G. Ferrante and S. Sykora, "Technical aspects of fast field cycling," *Advances in Inorganic Chemistry*, vol. 57, pp. 405–470, 2005.
- [8] D. J. Lurie, S. Aime, S. Baroni, N. A. Booth, L. M. Broche, C.-H. Choi, G. R. Davies, S. Ismail, D. Ó hÓgáin, and K. J. Pine, "Fast field-cycling magnetic resonance imaging," *Comptes Rendus Physique*, vol. 11, no. 2, pp. 136–148, Mar. 2010.
- [9] R. Kimmich, Ed., *Field-cycling NMR Relaxometry*, ser. New Developments in NMR. Cambridge : Royal Society of Chemistry, Oct. 2018.
- [10] N. Matter, G. Scott, T. Grafendorfer, A. Macovski, and S. Conolly, "Rapid polarizing field cycling in magnetic resonance imaging," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 25, no. 1, pp. 84–93, Jan. 2006.
- [11] N. I. Matter, G. C. Scott, R. D. Venook, S. E. Ungersma, T. Grafendorfer, A. Macovski, and S. M. Conolly, "Three-dimensional prepolarized magnetic resonance imaging using rapid acquisition with relaxation enhancement," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 56, no. 5, pp. 1085–1095, Nov. 2006.
- [12] A. Macovski, "MRI : A charmed past and an exciting future," *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 30, no. 5, pp. 919–923, Nov. 2009.
- [13] R. D. Venook, N. I. Matter, M. Ramachandran, S. E. Ungersma, G. E. Gold, N. J. Giori, A. Macovski, G. C. Scott, and S. M. Conolly, "Prepolarized magnetic resonance imaging around metal orthopedic implants," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 56, no. 1, pp. 177–186, Jul. 2006.
- [14] C. Kegler, H. Seton, and J. Hutchison, "Prepolarized fast spin-echo pulse sequence for low-field MRI," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 57, no. 6, pp. 1180–1184, Jun. 2007.
- [15] H. Mehier, M. Maurice, J. P. Bonche, G. Jacquemod, C. Desuzinges, B. Favre, and J. O. Peyrin, "Imagerie par resonance magnetique nucleaire en champ tres faible," *J. Biophys. Biomed*, vol. 9, p. 198, 1985.
- [16] B. Favre, J. P. Bonche, H. Mehier, and J. O. Peyrin, "Environmental optimization and shielding for nmr experiments and imaging in the earth's magnetic field," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 13, no. 2, pp. 299–304, Feb. 1990.

- [17] J. Stepišnik, V. Eržen, and M. Kos, “NMR imaging in the earth’s magnetic field,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 15, no. 3, pp. 386–391, Sep. 1990.
- [18] A. Mohorič, J. Stepišnik, M. Kos, and G. Planinšič, “Self-diffusion imaging by spin echo in Earth’s magnetic field,” *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 136, no. 1, pp. 22–26, 1999.
- [19] A. Mohorič, G. Planinšič, M. Kos, A. Duh, and J. Stepišnik, “Magnetic resonance imaging system based on Earth’s magnetic field,” *Instrumentation Science & Technology*, vol. 32, no. 6, pp. 655–667, Dec. 2004.
- [20] M. E. Halse, A. Coy, R. Dykstra, C. Eccles, M. Hunter, R. Ward, and P. T. Callaghan, “A practical and flexible implementation of 3D MRI in the Earth’s magnetic field,” *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 182, no. 1, pp. 75–83, 2006.
- [21] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection, “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric and magnetic fields (1Hz to 100 KHz) : Erratum,” *Health Physics*, vol. 99, no. 6, pp. 818–836, Dec. 2010.
- [22] “Safety guidelines for magnetic resonance imaging equipment in clinical use,” <https://www.gov.uk/government/publications/safety-guidelines-for-magnetic-resonance-imaging-equipment-in-clinical-use>, p. 86, march 2015, accessed : 10-05-2019.
- [23] E. B. Adamson, K. D. Ludwig, D. G. Mummy, and S. B. Fain, “Magnetic resonance imaging with hyperpolarized agents : methods and applications,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 62, no. 13, pp. R81–R123, Jul. 2017.
- [24] T. R. Gentile, P. J. Nacher, B. Saam, and T. G. Walker, “Optically polarized ^3He ,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 89, no. 4, p. 045004, Dec. 2017.
- [25] K. Mentore, D. K. Froh, E. E. de Lange, J. R. Brookeman, A. O. Paget-Brown, and T. A. Altes, “Hyperpolarized HHe 3 MRI of the lung in cystic fibrosis : Assessment at baseline and after bronchodilator and airway clearance treatment,” *Academic Radiology*, vol. 12, no. 11, pp. 1423–1429, Nov. 2005.
- [26] K. Mosbah, V. Stupar, Y. Berthezène, N. Beckmann, and Y. Crémillieux, “Spatially resolved assessment of serotonin-induced bronchoconstrictive responses in the rat lung using ^3He ventilation MRI under spontaneous breathing conditions,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 63, no. 6, pp. 1669–1674, Apr. 2010.
- [27] S. J. Kruger, D. J. Niles, B. Dardzinski, A. Harman, N. N. Jarjour, M. Ruddy, S. K. Nagle, C. J. Francois, R. L. Sorkness, R. M. Burton, A. Munoz del Rio, and S. B. Fain, “Hyperpolarized helium-3 MRI of exercise-induced bronchoconstriction during challenge and therapy,” *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 39, no. 5, pp. 1230–1237, May 2014.
- [28] B. Driehuys, H. E. Möller, Z. I. Cleveland, J. Pollaro, and L. W. Hedlund, “Pulmonary perfusion and xenon gas exchange in rats : MR imaging with intravenous injection of hyperpolarized ^{129}Xe ,” *Radiology*, vol. 252, no. 2, pp. 386–93, Aug. 2009.
- [29] S. S. Kaushik, Z. I. Cleveland, G. P. Cofer, G. Metz, D. Beaver, J. Nouis, M. Kraft, W. Auffermann, J. Wolber, H. P. McAdams, and B. Driehuys, “Diffusion-weighted hyperpolarized ^{129}Xe MRI in healthy volunteers and subjects with chronic obstructive pulmonary disease,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 65, no. 4, pp. 1154–1165, Apr. 2011.
- [30] A. Abragam and M. Goldman, “Principles of dynamic nuclear polarisation,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 41, no. 3, pp. 395–467, Mar. 1978.
- [31] T. Maly, G. T. Debelouchina, V. S. Bajaj, K.-N. Hu, C.-G. Joo, M. L. Mak-Jurkauskas, J. R. Sirigiri, P. C. A. van der Wel, J. Herzfeld, R. J. Temkin, and R. G. Griffin, “Dynamic nuclear polarization at high magnetic fields,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 128, no. 5, p. 052211, Feb. 2008.
- [32] J. H. Ardenkjaer-Larsen, B. Fridlund, A. Gram, G. Hansson, L. Hansson, M. H. Lerche, R. Servin, M. Thaning, and K. Golman, “Increase in signal-to-noise ratio of $> 10,000$ times in liquid-state NMR,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 100, no. 18, pp. 10 158–63, Sep. 2003.
- [33] J. H. Ardenkjaer-Larsen, “On the present and future of dissolution-dnp,” *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 264, pp. 3–12, Mar. 2016.

- [34] S. Siddiqui, S. Kadlecsek, M. Pourfathi, Y. Xin, W. Mannherz, H. Hamedani, N. Drachman, K. Rupert, J. Clapp, and R. Rizi, "The use of hyperpolarized carbon-13 magnetic resonance for molecular imaging," *Advanced Drug Delivery Reviews*, vol. 113, pp. 3–23, Apr. 2017.
- [35] C. Laustsen, J. A. Østergaard, M. H. Lauritzen, R. Nørregaard, S. Bowen, L. V. Søgaard, A. Flyvbjerg, M. Pedersen, and J. H. Ardenkjaer-Larsen, "Assessment of early diabetic renal changes with hyperpolarized [1- ¹³C]pyruvate," *Diabetes/Metabolism Research and Reviews*, vol. 29, no. 2, pp. 125–129, Feb. 2013.
- [36] J. J. Miller, A. Z. Lau, I. Teh, J. E. Schneider, P. Kinches, S. Smart, V. Ball, N. R. Sibson, and D. J. Tyler, "Robust and high resolution hyperpolarized metabolic imaging of the rat heart at 7 T with 3d spectral-spatial EPI," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 75, no. 4, pp. 1515–1524, Apr. 2016.
- [37] C. von Morze, R. A. Bok, G. D. Reed, J. H. Ardenkjaer-Larsen, J. Kurhanewicz, and D. B. Vigneron, "Simultaneous multiagent hyperpolarized ¹³C perfusion imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 72, no. 6, pp. 1599–1609, Dec. 2014.
- [38] D. M. Wilson and J. Kurhanewicz, "Hyperpolarized ¹³C mr for molecular imaging of prostate cancer," *Journal of nuclear medicine : official publication, Society of Nuclear Medicine*, vol. 55, no. 10, pp. 1567–72, Oct. 2014.
- [39] J. Natterer and J. Bargon, "Parahydrogen induced polarization," *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, vol. 31, no. 4, pp. 293–315, Nov. 1997.
- [40] R. A. Green, R. W. Adams, S. B. Duckett, R. E. Mewis, D. C. Williamson, and G. G. Green, "The theory and practice of hyperpolarization in magnetic resonance using parahydrogen," *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, vol. 67, pp. 1–48, Nov. 2012.
- [41] M. L. Hirsch, N. Kalechofsky, A. Belzer, M. Rosay, and J. G. Kempf, "Brute-force hyperpolarization for NMR and MRI," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 137, no. 26, pp. 8428–8434, Jul. 2015.
- [42] N. Koonjoo, E. Parzy, P. Massot, M. Lepetit-Coiffé, S. R. A. Marque, J.-M. Franconi, E. Thiaudière, and P. Mellet, "In vivo overhauser-enhanced MRI of proteolytic activity," *Contrast Media & Molecular Imaging*, vol. 9, no. 5, pp. 363–371, Sep. 2014.
- [43] S. Matsumoto, H. Yasui, S. Batra, Y. Kinoshita, M. Bernardo, J. P. Munasinghe, H. Utsumi, R. Choudhuri, N. Devasahayam, S. Subramanian, J. B. Mitchell, and M. C. Krishna, "Simultaneous imaging of tumor oxygenation and microvascular permeability using overhauser enhanced MRI," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 106, no. 42, pp. 17 898–903, Oct. 2009.
- [44] D. I. Potapenko, M. A. Foster, D. J. Lurie, I. A. Kirilyuk, J. M. Hutchison, I. A. Grigor'ev, E. G. Bagryanskaya, and V. V. Khramtsov, "Real-time monitoring of drug-induced changes in the stomach acidity of living rats using improved ph-sensitive nitroxides and low-field epr techniques," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 182, no. 1, pp. 1–11, Sep. 2006.
- [45] O. V. Efimova, Z. Sun, S. Petryakov, E. Kesselring, G. L. Caia, D. Johnson, J. L. Zweier, V. V. Khramtsov, and A. Samouilov, "Variable radio frequency proton-electron double-resonance imaging : Application to ph mapping of aqueous samples," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 209, no. 2, pp. 227–232, Apr. 2011.
- [46] W. Takahashi, A. A. Bobko, I. Dhimitruka, H. Hirata, J. L. Zweier, A. Samouilov, and V. V. Khramtsov, "Proton-electron double-resonance imaging of ph using phosphonated trityl probe," *Applied Magnetic Resonance*, vol. 45, no. 9, pp. 817–826, Sep. 2014.
- [47] K. Golman, J. S. Petersson, J.-H. Ardenkjaer-Larsen, I. Leunbach, L.-G. Wistrand, G. Ehnholm, and K. Liu, "Dynamic in vivo oxymetry using overhauser enhanced MR imaging," *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 12, no. 6, pp. 929–938, Dec. 2000.
- [48] V. S. Zotev, T. Owens, A. N. Matlashov, I. M. Savukov, J. J. Gomez, and M. A. Espy, "Microtesla MRI with dynamic nuclear polarization," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 207, no. 1, pp. 78–88, Nov. 2010.
- [49] E. Parzy, V. Bouchaud, P. Massot, P. Voisin, N. Koonjoo, D. Moncelet, J.-M. Franconi, E. Thiaudière, and P. Mellet, "Overhauser-enhanced MRI of elastase activity from in vitro human neutrophil degranulation," *PLoS ONE*, vol. 8, no. 2, p. e57946, Feb. 2013.

- [50] P. Massot, E. Parzy, L. Pourtau, P. Mellet, G. Madelin, S. Marque, J.-M. Franconi, and E. Thiaudiere, "In vivo high-resolution 3D overhauser-enhanced MRI in mice at 0.2 t," *Contrast Media & Molecular Imaging*, vol. 7, no. 1, pp. 45–50, Jan. 2012.
- [51] D. I. Hoult and R. E. Richards, "The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 24, no. 1, pp. 71–85, 1976.
- [52] C. Fermon and M. Pannetier-Lecoeur, "Électronique de spin et capteurs magnétiques," *Reflets de la physique*, no. 18, pp. 8–11, 2010.
- [53] O. Mukhanov, G. Prokopenko, and R. Romanofsky, "Quantum sensitivity : Superconducting quantum interference filter-based microwave receivers," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 15, no. 6, pp. 57–65, 2014.
- [54] "Magnicon gmbh," Barkhausenweg 11, 22339 Hamburg, Germany. <http://www.magnicon.com/>, accessed : 20-10-2018.
- [55] M. I. Faley, U. Poppe, R. E. Dunin-Borkowski, M. Schiek, F. Boers, H. Chocholacs, J. Dammers, E. Eich, N. J. Shah, A. B. Ermakov, V. Y. Slobodchikov, Y. V. Maslennikov, and V. P. Koshelets, "High- T_c DC SQUIDS for magnetoencephalography," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, p. 1600705, Jun. 2013.
- [56] L. Darrasse and J. C. Ginefri, "Perspectives with cryogenic RF probes in biomedical MRI," *Biochimie*, vol. 85, no. 9, pp. 915–937, 2003.
- [57] "Bruker france s.a.s." 34, rue de l'industrie, 67166 Wissembourg Cédex. <https://www.bruker.com/products/mr/preclinical-mri/mri-cryoprobes.html>, accessed : 26-02-2019.
- [58] R. D. Black, P. B. Roemer, A. Mogro-Campero, L. G. Turner, and K. W. Rohling, "High temperature superconducting resonator for use in nuclear magnetic resonance microscopy," *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 7, p. 771, Jun. 1993.
- [59] R. Withers, G.-C. Liang, B. Cole, and M. Johansson, "Thin-film HTS probe coils for magnetic-resonance imaging," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 3, no. 1, pp. 2450–2453, Mar. 1993.
- [60] A. S. Hall, B. Barnard, P. McArthur, D. J. Gilderdale, I. R. Young, and G. M. Bydder, "Investigation of a whole-body receiver coil operating at liquid nitrogen temperatures," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 7, no. 2, pp. 230–235, Jun. 1988.
- [61] A. S. Hall, N. M. Alford, T. W. Button, D. J. Gilderdale, K. A. Gehring, and I. R. Young, "Use of high temperature superconductor in a receiver coil for magnetic resonance imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 20, no. 2, pp. 340–343, Aug. 1991.
- [62] P. Styles, N. F. Soffe, and C. A. Scott, "An improved cryogenically cooled probe for high-resolution NMR," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 84, no. 2, pp. 376–378, Sep. 1989.
- [63] J. G. Bednorz and K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 64, no. 2, pp. 189–193, Jun. 1986.
- [64] A. T. A. M. de Waele, "Basic operation of cryocoolers and related thermal machines," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 164, no. 5-6, pp. 179–236, Sep. 2011.
- [65] "Cryomech," 113 Falso Drive, Syracuse, New York 13211, USA. <https://www.cryomech.com/>, accessed : 28-02-2019.
- [66] "RICOR - Cryogenic & Vacuum Systems," En Harod Ihud 18960, Israel. <http://www.ricor.com/wp-content/uploads/file/K562S%20Micro%20Miniature%20Rotary%20Stirling%20Cryocooler.pdf>, accessed : 08-03-2019.
- [67] R. L. Fagaly, "Superconducting quantum interference device instruments and applications," *Review of scientific instruments*, vol. 77, no. 10, p. 101101, 2006.
- [68] B. D. Josephson, "Possible new effects in superconductive tunnelling," *Physics Letters*, vol. 1, no. 7, pp. 251–253, 1962.
- [69] J. Clarke and A. I. Braginski, Eds., *The SQUID Handbook : Vol. I Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*. Weinheim, Germany : John Wiley & Sons, 2004.
- [70] "Supracon," An der Lehmgrube 11, 07751 Jena Allemagne. <http://www.supracon.com/en/systems.html>, accessed : 28-02-2019.
- [71] Y. S. Greenberg, "Application of superconducting quantum interference devices to nuclear magnetic resonance," *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, no. 1, pp. 175–222, Jan. 1998.

- [72] R. McDermott, A. H. Trabesinger, M. Muck, E. L. Hahn, A. Pines, and J. Clarke, "Liquid-state NMR and scalar couplings in microtesla magnetic fields," *Science*, vol. 295, no. 5563, pp. 2247–9, Mar. 2002.
- [73] A. N. Matlachov, P. L. Volegov, M. A. Espy, J. S. George, and R. H. Kraus, "SQUID detected NMR in microtesla magnetic fields," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 170, no. 1, pp. 1–7, Sep. 2004.
- [74] M. Mössle, W. Myers, S.-K. Lee, N. Kelso, M. Hatridge, A. Pines, and J. Clarke, "SQUID-detected in vivo MRI at microtesla magnetic fields," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, pp. 757–760, Jun. 2005.
- [75] V. S. Zotev, A. N. Matlashov, P. L. Volegov, A. V. Urbaitis, M. A. Espy, and R. H. Kraus Jr, "SQUID-based instrumentation for ultralow-field MRI," *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 11, pp. S367–S373, Nov. 2007.
- [76] M. Espy, M. Flynn, J. Gomez, C. Hanson, R. Kraus, P. Magnelind, K. Maskaly, A. Matlashov, S. Newman, T. Owens, M. Peters, H. Sandin, I. Savukov, L. Schultz, A. Urbaitis, P. Volegov, and V. Zotev, "Ultra-low-field MRI for the detection of liquid explosives," *Superconductor Science and Technology*, vol. 23, no. 3, p. 034023, Mar. 2010.
- [77] M. Espy, A. Matlashov, and P. Volegov, "SQUID-detected ultra-low field MRI," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 229, pp. 127–141, Apr. 2013.
- [78] A. Matlashov, E. Burmistrov, P. Magnelind, L. Schultz, A. Urbaitis, P. Volegov, J. Yoder, and M. Espy, "SQUID-based systems for co-registration of ultra-low field nuclear magnetic resonance images and magnetoencephalography," *Physica C : Superconductivity and its Applications*, vol. 482, pp. 19–26, Nov. 2012.
- [79] H. C. Seton, J. M. S. Hutchison, and D. M. Bussell, "A 4.2 K receiver coil and SQUID amplifier used to improve the SNR of low-field magnetic resonance images of the human arm," *Measurement Science and Technology*, vol. 8, no. 2, pp. 198–207, Feb. 1997.
- [80] R. McDermott, S. Lee, B. ten Haken, A. H. Trabesinger, A. Pines, and J. Clarke, "Microtesla MRI with a superconducting quantum interference device," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 101, no. 21, pp. 7857–61, May 2004.
- [81] R. McDermott, N. Kelso, S.-K. Lee, M. Mössle, M. Mück, W. Myers, B. ten Haken, H. Seton, A. Trabesinger, A. Pines, and J. Clarke, "SQUID-detected magnetic resonance imaging in microtesla magnetic fields," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 135, no. 5-6, pp. 793–821, Jun. 2004.
- [82] V. S. Zotev, A. N. Matlashov, P. L. Volegov, I. M. Savukov, M. A. Espy, J. C. Mosher, J. J. Gomez, R. H. Kraus, and Jr., "Microtesla MRI of the human brain combined with meg," *Journal of magnetic resonance (San Diego, Calif. : 1997)*, vol. 194, no. 1, pp. 115–20, Sep. 2008.
- [83] P. T. Vesanen, J. O. Nieminen, K. C. J. Zevenhoven, J. Dabek, L. T. Parkkonen, A. V. Zhdanov, J. Luomahaara, J. Hassel, J. Penttilä, J. Simola, A. I. Ahonen, J. P. Mäkelä, and R. J. Ilmoniemä, "Hybrid ultra-low-field MRI and magnetoencephalography system based on a commercial whole-head neuromagnetometer," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 69, no. 6, pp. 1795–1804, Jun. 2013.
- [84] D. Drung, C. Assmann, J. Beyer, M. Peters, F. Ruede, and T. Schurig, "dc SQUID readout electronics with up to 100 MHz closed-loop bandwidth," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, pp. 777–780, Jun. 2005.
- [85] S. Henry, E. Pozzo di Borgo, and A. Cavaillou, "Tracking geomagnetic fluctuations to picotesla accuracy using two superconducting quantum interference device vector magnetometers," *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no. 2, p. 024501, Feb. 2013.
- [86] M. Schneider, S. Linzen, M. Schiffler, E. Pohl, B. Ahrens, S. Dunkel, R. Stolz, J. Bemmman, H.-G. Meyer, and D. Baumgarten, "Inversion of geo-magnetic SQUID gradiometer prospection data using polyhedral model interpretation of elongated anomalies," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 11, pp. 1–4, Nov. 2014.
- [87] H.-G. Meyer, R. Stolz, A. Chwala, and M. Schulz, "SQUID technology for geophysical exploration," *physica status solidi (c)*, vol. 2, no. 5, pp. 1504–1509, Mar. 2005.
- [88] A. Chwala, J. P. Smit, R. Stolz, V. Zakosarenko, M. Schmelz, L. Fritzsche, F. Bauer, M. Starkloff, and H.-G. Meyer, "Low temperature SQUID magnetometer systems for geophysical exploration

- with transient electromagnetics,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 24, no. 12, p. 125006, Dec. 2011.
- [89] M. I. Faley, J. Dammers, Y. V. Maslennikov, J. F. Schneiderman, D. Winkler, V. P. Koshelets, N. J. Shah, and R. E. Dunin-Borkowski, “High- T_c SQUID biomagnetometers,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, no. 8, p. 083001, Aug. 2017.
 - [90] H. Koch, R. Cantor, D. Drung, S. Erne, K. Matthies, M. Peters, T. Ryhanen, H. Scheer, and H. Hahlbohm, “A 37 channel DC SQUID magnetometer system,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 2, pp. 2793–2796, Mar. 1991.
 - [91] H. Koch, “SQUID magnetocardiography : status and perspectives,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 49–59, Mar. 2001.
 - [92] Y.-H. Lee and K. Kim, “Instrumentation for measuring meg signals,” in *Magnetoencephalography : From Signals to Dynamic Cortical Networks*, S. Supek and C. J. Aine, Eds. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2014, ch. 1, pp. 3–33.
 - [93] J. Clarke and A. I. Braginski, Eds., *The SQUID Handbook : Vol. II Applications of SQUIDs and SQUID Systems*. Weinheim, Germany : John Wiley & Sons, 2006.
 - [94] J. Clarke, M. Hatridge, and M. Mössle, “SQUID-detected magnetic resonance imaging in microtesla fields,” *Annual Review of Biomedical Engineering*, vol. 9, no. 1, pp. 389–413, Aug. 2007.
 - [95] L. Trahms and M. Burghoff, “NMR at very low fields,” *Magnetic Resonance Imaging*, vol. 28, no. 8, pp. 1244–1250, Oct. 2010.
 - [96] “Magnicon gmbh,” RUAG Holding AG, Stauffacherstrasse 65, 3000 Bern 22 Switzerland <https://www.ruag.com/en>, accessed : 10-5-2019.
 - [97] W. P. Halperin, “The impact of helium shortages on basic research,” *Nature Physics*, vol. 10, no. 7, pp. 467–470, Jul. 2014.
 - [98] K. Schlenga, R. McDermott, J. Clarke, R. E. de Souza, A. Wong-Foy, and A. Pines, “Low-field magnetic resonance imaging with a high- T_c dc superconducting quantum interference device,” *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 23, pp. 3695–3697, Dec. 1999.
 - [99] S. Kumar, R. Matthews, S. G. Haupt, D. K. Lathrop, M. Takigawa, J. R. Rozen, S. L. Brown, and R. H. Koch, “Nuclear magnetic resonance using a high temperature superconducting quantum interference device,” *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 8, pp. 1037–1039, Feb. 1997.
 - [100] H.-H. Chen, H.-C. Yang, H.-E. Horng, S.-H. Liao, S. Yueh, and L.-M. Wang, “A compact SQUID-detected magnetic resonance imaging system under microtesla field in a magnetically unshielded environment,” *Journal of Applied Physics*, vol. 110, no. 9, p. 093903, Nov. 2011.
 - [101] J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, “Non- Φ_0 -periodic macroscopic quantum interference in one-dimensional parallel Josephson junction arrays with unconventional grating structure,” *Physical Review B*, vol. 63, no. 2, p. 24511, Dec. 2000.
 - [102] C. Häussler, J. Oppenländer, and N. Schopohl, “Nonperiodic flux to voltage conversion of series arrays of dc superconducting quantum interference devices,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 3, pp. 1875–1879, 2001.
 - [103] C. Häussler, T. Träuble, J. Oppenländer, and N. Schopohl, “LC-Resonant voltage response of superconducting quantum interference filters,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 1275–1278, 2001.
 - [104] J. Oppenländer, T. Träuble, C. Häussler, and N. Schopohl, “Superconducting multiple loop quantum interferometers,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 11, no. 1, pp. 1271–1274, Mar. 2001.
 - [105] J. Oppenländer, C. Häussler, T. Träuble, and N. Schopohl, “Highly sensitive magnetometers for absolute magnetic field measurements based on quantum interference filters,” *Physica C : Superconductivity*, vol. 368, no. 1-4, pp. 119–124, Mar. 2002.
 - [106] J. Oppenländer, P. Caputo, C. Häussler, T. Träuble, J. Tomes, A. Friesch, and N. Schopohl, “Effects of magnetic field on two-dimensional superconducting quantum interference filters,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 5, pp. 969–971, Aug. 2003.
 - [107] P. Carelli, M. G. Castellano, K. Flacco, R. Leoni, and G. Torrioli, “An absolute magnetometer based on dc superconducting quantum interference devices,” *Europhysics Letters*, vol. 39, no. 5, p. 569, 1997.

- [108] V. Schultze, R. IJsselsteijn, H.-G. Meyer, J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, “High- T_c superconducting quantum interference filters for sensitive magnetometers,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, no. 2, pp. 775–778, Jun. 2003.
- [109] P. Caputo, J. Oppenländer, C. Häussler, J. Tmes, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, “High-performance magnetic field sensor based on superconducting quantum interference filters,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 8, pp. 1389–1391, Aug. 2004.
- [110] P. Caputo, J. Tmes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, “Superconducting quantum interference filters as absolute magnetic field sensors,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, pp. 1044–1047, Jun. 2005.
- [111] V. Schultze, R. IJsselsteijn, and H.-G. Meyer, “How to puzzle out a good high- T_c superconducting quantum interference filter,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 19, no. 5, pp. S411–S415, May 2006.
- [112] Y. A. Polyakov, V. K. Semenov, and S. K. Tolpygo, “3D active demagnetization of cold magnetic shields,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, pp. 724–727, Jun. 2011.
- [113] P. Caputo, J. Tmes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, “Quadratic mixing of radio frequency signals using superconducting quantum interference filters,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 6, p. 062507, Aug. 2006.
- [114] —, “Two-tone response of radiofrequency signals using the voltage output of a superconducting quantum interference filter,” *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 20, no. 1, pp. 25–30, Feb. 2007.
- [115] A. V. Shadrin, K. Y. Constantinian, and G. A. Ovsyannikov, “Quantum interference filters based on oxide superconductor junctions for microwave applications,” *Technical Physics Letters*, vol. 33, no. 3, pp. 192–195, Mar. 2007.
- [116] A. K. Kalabukhov, M. L. Chukharkin, A. A. Deleniv, D. Winkler, I. A. Volkov, and O. V. Snigirev, “Analysis of the possibility to amplify an RF signal with a superconducting quantum interference filter,” *Journal of Communications Technology and Electronics*, vol. 53, no. 8, pp. 934–940, Aug. 2008.
- [117] P. Caputo, J. Tmes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, “Two-tone response in superconducting quantum interference filters,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no. 2, pp. 722–725, Jun. 2007.
- [118] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, T. V. Filippov, H. Engseth, and O. A. Mukhanov, “Performance advantages and design issues of SQIFs for microwave applications,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, no. 3, pp. 916–919, 2009.
- [119] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, A. V. Sharafiev, and O. A. Mukhanov, “Linear bi-SQUID arrays for electrically small antennas,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, pp. 713–716, Jun. 2011.
- [120] J. Oppenländer, C. Häussler, T. Träuble, P. Caputo, J. Tmes, A. Friesch, and N. Schopohl, “Two dimensional superconducting quantum interference filters,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, no. 2, pp. 771–774, Jun. 2003.
- [121] S. Ouanani, J. Kermorvant, C. Ulysse, M. Malnou, Y. Lemaître, B. Marcilhac, C. Feuillet-Palma, N. Bergeal, D. Crété, and J. Lesueur, “High- T_c superconducting quantum interference filters (SQIFs) made by ion irradiation,” *Superconductor science and technology*, vol. 29, no. 9, p. 94002, 2016.
- [122] S. A. Cybart, E. Y. Cho, T. J. Wong, V. N. Glyantsev, J. U. Huh, C. S. Yung, B. H. Moeckly, J. W. Beeman, E. Ulin-Avila, S. M. Wu, and R. C. Dynes, “Large voltage modulation in magnetic field sensors from two-dimensional arrays of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nano Josephson junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 6, p. 062601, Feb. 2014.
- [123] E. E. Mitchell, K. E. Hannam, J. Lazar, K. E. Leslie, C. J. Lewis, A. Grancea, S. T. Keenan, S. K. H. Lam, and C. P. Foley, “2D SQIF arrays using 20 000 YBCO high R_n Josephson junctions,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 29, no. 6, p. 06LT01, 2016.
- [124] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, “Synthesis of high-linearity array structures,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 11, pp. S362–S366, Nov. 2007.
- [125] V. Kornev, I. Soloviev, N. Klenov, and O. Mukhanov, “High linearity SQIF-like Josephson-junction structures,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, no. 3, pp. 741–744, Jun. 2009.

- [126] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, "Bi-SQUID : a novel linearization method for dc SQUID voltage response," *Superconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 11, p. 114011, Nov. 2009.
- [127] J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, J. Tömes, P. Caputo, T. Träuble, and N. Schopohl, "Superconducting quantum interference filters operated in commercial miniature cryocoolers," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2, pp. 936–939, Jun. 2005.
- [128] P. W. Anderson and J. M. Rowell, "Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect," *Physical Review Letters*, vol. 10, no. 6, p. 230, 1963.
- [129] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd ed. Mineola, NY : Dover Publications, 2004.
- [130] H. Weinstock, Ed., *SQUID Sensors : Fundamentals, Fabrication and Applications*, 1st ed., ser. NATO ASI Series E. Washington, DC : Springer Science & Business Media, 1996, vol. 329.
- [131] A. Barone and G. Paterno, *Physics and applications of the Josephson effect*. New-York, NY : John Wiley & Sons, 1982.
- [132] R. de Bruyn Ouboter, "Heike Kamerlingh onnes's discovery of superconductivity," *Scientific American*, vol. 276, no. 3, pp. 98–103, 1997.
- [133] H. K. Onnes, "The resistance of pure mercury at helium temperatures," *Communications from the Physical Laboratory at the University of Leiden Supplement*, vol. 120, p. 29, 1911.
- [134] I. Giaever, "A dc transformer," *IEEE Spectrum*, vol. 3, no. 9, pp. 117–122, Sep. 1966.
- [135] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, and J. V. Waszczak, "Scanning-tunneling-microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid," *Physical Review Letters*, vol. 62, no. 2, pp. 214–216, Jan. 1989.
- [136] E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman, "Geometrical barriers in high-temperature superconductors," *Physical Review Letters*, vol. 73, no. 10, p. 1428, 1994.
- [137] K. H. Kuit, J. R. Kirtley, W. van der Veur, C. G. Molenaar, F. J. G. Roesthuis, A. G. P. Troeman, J. R. Clem, H. Hilgenkamp, H. Rogalla, and J. Flokstra, "Vortex trapping and expulsion in thin-film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ strips," *Physical Review B*, vol. 77, no. 13, p. 134504, Apr. 2008.
- [138] D. E. McCumber, "Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 7, pp. 3113–3118, Jun. 1968.
- [139] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver, and J. E. Mercereau, "Quantum interference effects in Josephson tunneling," *Physical Review Letters*, vol. 12, no. 7, pp. 159–160, Feb. 1964.
- [140] A. De Waele and R. De Bruyn Ouboter, "On the critical current through a symmetrical double contact between two superconductors as a function of the applied magnetic field," *Physica*, vol. 42, no. 4, pp. 626–632, Jun. 1969.
- [141] J. Clarke and R. H. Koch, "The impact of high-temperature superconductivity on SQUID magnetometers," *Science*, vol. 242, no. 4876, pp. 217–223, Oct. 1988.
- [142] E. Dantsker, S. Tanaka, P. Nilsson, R. Kleiner, and J. Clarke, "Reduction of $1/f$ noise in high- T_c dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field," *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 26, p. 4099, Aug. 1996.
- [143] E. Dantsker, S. Tanaka, and J. Clarke, "High- T_c super conducting quantum interference devices with slots or holes : Low $1/f$ noise in ambient magnetic fields," *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 15, p. 2037, Jun. 1997.
- [144] M. Ketchen, "DC SQUIDS 1980 : The state of the art," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 17, no. 1, pp. 387–394, Jan. 1981.
- [145] —, "Integrated thin-film dc SQUID sensors," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 23, no. 2, pp. 1650–1657, Mar. 1987.
- [146] —, "Design considerations for DC SQUIDS fabricated in deep sub-micron technology," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 27, no. 2, pp. 2916–2919, Mar. 1991.
- [147] D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig, E. Dantsker, and J. Clarke, "High-transition-temperature superconducting quantum interference devices," *Reviews of Modern Physics*, vol. 71, no. 3, pp. 631–686, Apr. 1999.
- [148] D. Drung, "High- T_c and low- T_c dc SQUID electronics," *Superconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 12, pp. 1320–1336, Dec. 2003.

- [149] K. Stawiasz and M. Ketchen, "Noise measurements of series SQUID arrays," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 3, no. 1, pp. 1808–1811, Mar. 1993.
- [150] V. Schultze, R. IJsselsteijn, T. May, and H.-G. Meyer, "Highly balanced single-layer high-temperature superconductor SQUID gradiometer freely movable within the Earth's magnetic field," *Superconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 7, pp. 773–777, Jul. 2003.
- [151] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, A. V. Sharafiev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, "Active electrically small antenna based on superconducting quantum array," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, p. 1800405, Jun. 2013.
- [152] V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, "Design and experimental evaluation of SQIF arrays with linear voltage response," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, pp. 394–398, Jun. 2011.
- [153] G. V. Prokopenko, O. A. Mukhanov, A. L. de Escobar, B. Taylor, M. C. de Andrade, S. Berggren, P. Longhini, A. Palacios, M. Nisenoff, and R. L. Fagaly, "DC and RF measurements of serial bi-SQUID arrays," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, no. 3, p. 1400607, Jun. 2013.
- [154] S. Berggren, P. Longhini, A. L. de Escobar, A. Palacios, O. Mukhanov, and G. Prokopenko, "Modeling the effects of fabrication spreads and noise on series coupled arrays of bi-SQUIDs," in *2013 IEEE 14th International Superconductive Electronics Conference (ISEC)*. IEEE, Jul. 2013, pp. 1–3.
- [155] V. K. Kornev, A. V. Sharafiev, I. I. Soloviev, N. V. Kolotinskiy, V. A. Scripka, and O. A. Mukhanov, "Superconducting quantum arrays," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 24, no. 4, p. 1800606, 2014.
- [156] V. K. Kornev, N. V. Kolotinskiy, A. V. Sharafiev, I. I. Soloviev, and O. A. Mukhanov, "Broadband active electrically small superconductor antennas," *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, no. 10, p. 103001, Oct. 2017.
- [157] M. Gurvitch, M. A. Washington, and H. A. Huggins, "High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers," *Applied Physics Letters*, vol. 42, no. 5, pp. 472–474, Mar. 1983.
- [158] R. Welty and J. Martinis, "A series array of DC SQUIDs," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 2, pp. 2924–2926, Mar. 1991.
- [159] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin, and J. S. Tsai, "Coherent control of macroscopic quantum states in a single-cooper-pair box," *Nature*, vol. 398, no. 6730, pp. 786–788, Apr. 1999.
- [160] K. K. Likharev, O. A. Mukhanov, and V. K. Semenov, "Resistive single flux quantum logic for the Josephson-junction digital technology," in *SQUID '85*. Berlin, Germany : Walter de Gruyter, 1985, pp. 1103–1108.
- [161] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, and F. K. LeGoues, "Orientation dependence of grain-boundary critical currents in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bicrystals," *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 2, pp. 219–222, Jul. 1988.
- [162] P. Chaudhari, J. Mannhart, D. Dimos, C. C. Tsuei, J. Chi, M. M. Oprysko, and M. Scheuer-mann, "Direct measurement of the superconducting properties of single grain boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$," *Physical Review Letters*, vol. 60, no. 16, pp. 1653–1656, Apr. 1988.
- [163] J. Mannhart, P. Chaudhari, D. Dimos, C. C. Tsuei, and T. R. McGuire, "Critical currents in [001] grains and across their tilt boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films," *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 21, pp. 2476–2479, Nov. 1988.
- [164] T. Minotani, S. Kawakami, T. Kiss, Y. Kuroki, and K. Enpuku, "High performance DC superconducting quantum interference device utilizing a bicrystal junction with a 30° misorientation angle," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. Part 2, No. 8B, pp. L1092–L1095, Aug. 1997.
- [165] J. Beyer, D. Drung, F. Ludwig, T. Minotani, and K. Enpuku, "Low-noise $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single layer dc superconducting quantum interference device (SQUID) magnetometer based on bicrystal junctions with 30° misorientation angle," *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 2, pp. 203–205, Jan. 1998.
- [166] I. Gundareva and Y. Divin, " $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bicrystal Josephson junctions with high icrn-products and wide-ranging resistances for THz applications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 26, no. 3, p. 1100204, 2016.

- [167] Y. Tarutani, H. Hasegawa, T. Fukazawa, and K. Takagi, "Measurement of the critical current distribution for the resistively shunted junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 9, pp. 5000–5002, May 1998.
- [168] H. Burkhardt, O. Bruggmann, A. Rauther, F. Schnell, and M. Schilling, "Very large $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - Josephson-junction-arrays," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 9, no. 2, pp. 3153–3156, Jun. 1999.
- [169] B. Chesca, D. John, and C. J. Mellor, "Flux-coherent series SQUID array magnetometers operating above 77 K with superior white flux noise than single-SQUIDs at 4.2 K," *Applied Physics Letters*, vol. 107, no. 16, p. 162602, Oct. 2015.
- [170] R. Simon, J. Bulman, J. Burch, S. Coons, K. Daly, W. Dozier, R. Hu, A. Lee, J. Luine, C. Platt, S. Schwarzbek, M. Wire, and M. Zani, "Engineered HTS microbridges," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 2, pp. 3209–3214, Mar. 1991.
- [171] H. R. Yi, M. Gustafsson, D. Winkler, E. Olsson, and T. Claeson, "Electromagnetic and microstructural characterization of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ step edge junctions on (001) LaAlO_3 substrates," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 12, pp. 9213–9220, Jun. 1996.
- [172] J. Du, S. K. H. Lam, and D. L. Tilbrook, "Metallization and interconnection of HTS YBCO thin film devices and circuits," *Superconductor Science and Technology*, vol. 14, no. 10, pp. 820–825, Oct. 2001.
- [173] S. A. Cybart, S. M. Wu, S. M. Anton, I. Siddiqi, J. Clarke, and R. C. Dynes, "Series array of incommensurate superconducting quantum interference devices from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ion damage Josephson junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 18, p. 182502, Nov. 2008.
- [174] S. A. Cybart, S. M. Anton, S. M. Wu, J. Clarke, and R. C. Dynes, "Very large scale integration of nanopatterned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Josephson junctions in a two-dimensional array," *Nano Letters*, vol. 9, no. 10, pp. 3581–3585, Oct. 2009.
- [175] J. Du, J. Y. Lazar, S. K. Lam, E. E. Mitchell, and C. P. Foley, "Fabrication and characterisation of series YBCO step-edge Josephson junction arrays," *Superconductor Science and Technology*, 2014.
- [176] S. S. Tinchev, "Investigation of RF SQUIDs made from epitaxial YBCO films," *Superconductor Science and Technology*, vol. 3, no. 10, pp. 500–503, Oct. 1990.
- [177] —, "Low-frequency noise in high- T_c rf superconducting quantum interference devices made by oxygen-ion irradiation," *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 7, pp. 3563–3565, Apr. 1995.
- [178] —, "Properties of YBCO weak links prepared by local oxygen-ion induced modification," *Physica C : Superconductivity*, vol. 256, no. 1-2, pp. 191–198, Jan. 1996.
- [179] A. S. Katz, A. G. Sun, S. I. Woods, and R. C. Dynes, "Planar thin film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Josephson junctions via nanolithography and ion damage," *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 16, pp. 2032–2034, 1998.
- [180] K. Chen, S. A. Cybart, and R. C. Dynes, "Planar thin film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Josephson junction pairs and arrays via nanolithography and ion damage," *Applied physics letters*, vol. 85, no. 14, pp. 2863–2865, 2004.
- [181] N. Bergeal, "Effet Josephson pour l'étude des supraconducteurs à haute température critique," Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2005.
- [182] N. Bergeal, X. Gison, J. Lesueur, G. Faini, M. Aprili, and J. P. Contour, "High-quality planar high- T_c Josephson junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 10, p. 102502, 2005.
- [183] N. Bergeal, J. Lesueur, G. Faini, M. Aprili, and J. P. Contour, "High- T_c superconducting quantum interference devices made by ion irradiation," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 11, p. 112515, Sep. 2006.
- [184] N. Bergeal, J. Lesueur, M. Sirena, G. Faini, M. Aprili, J. P. Contour, and B. Leridon, "Using ion irradiation to make high- T_c Josephson junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 8, p. 83903, 2007.
- [185] S. Ouannani-Sakhri, "Étude de réseaux de jonctions Josephson à haute température critique," Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2015.
- [186] "COMSOL Multiphysics," <https://www.comsol.fr/>, accessed : 22-05-2019.

- [187] A. Labbé, E. Parzy, E. Thiaudière, P. Massot, J.-M. Franconi, C. Ulysse, Y. Lemaître, B. Marcilhac, D. Crété, and J. Kermorvant, “Effects of flux pinning on the DC characteristics of meander-shaped superconducting quantum interference filters with flux concentrator,” *Journal of Applied Physics*, vol. 124, no. 21, p. 214503, Dec. 2018.
- [188] E. D. Marquardt, J. P. Le, and R. Radebaugh, *Cryogenic Material Properties Database*. Boston, MA : Springer US, 2002, pp. 681–687.
- [189] G. A. Slack, R. Tanzilli, R. Pohl, and J. Vandersande, “The intrinsic thermal conductivity of ain,” *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 48, no. 7, pp. 641–647, Jan. 1987.
- [190] E. R. Pawlowski, J. Kermorvant, D. Crété, Y. Lemaître, B. Marcilhac, C. Ulysse, F. Couëdo, C. Feuillet-Palma, N. Bergeal, and J. Lesueur, “Static and radio frequency magnetic response of high t_c superconducting quantum interference filters made by ion irradiation,” *Superconductor Science and Technology*, vol. 31, no. 9, p. 095005, Sep. 2018.
- [191] E. R. Pawlowski, “Réseaux de SQUID HTS pour applications dans le domaine de récepteurs hyperfréquence,” Ph.D. dissertation, Université de recherche Paris Sciences et Lettres, 2019.
- [192] J. Jaycox and M. Ketchen, “Planar coupling scheme for ultra low noise DC SQUIDS,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 17, no. 1, pp. 400–403, Jan. 1981.
- [193] D. Crété, A. Sene, A. Labbé, E. Recoba Pawlowski, J. Kermorvant, Y. Lemaître, B. Marcilhac, E. Parzy, E. Thiaudière, and C. Ulysse, “Evaluation of Josephson junction parameter dispersion effects in arrays of HTS SQUIDS,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, no. 7, pp. 1–6, Oct. 2018.

Articles



Effects of flux pinning on the DC characteristics of meander-shaped superconducting quantum interference filters with flux concentrator

A. Labbé,¹ E. Parzy,¹ E. Thiaudière,¹ P. Massot,¹ J.-M. Franconi,¹ C. Ulysse,² Y. Lemaître,³ B. Marcilhac,³ D. Crété,³ and J. Kermorvant⁴

¹Center of Magnetic Resonance of Biological Systems, UMR 5536 CNRS, Université de Bordeaux, 146, rue Léo Saigat, 33076 Bordeaux Cedex, France

²Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, CNRS, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, C2N—Marcoussis, 91460 Marcoussis, France

³THALES Research and Technology, Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, 91767 Palaiseau Cedex, France

⁴THALES SIX GTS France, 4 Avenue des Louvresses, 92230 Gennevilliers, France

(Received 14 May 2018; accepted 8 November 2018; published online 7 December 2018)

Superconducting quantum interference filters, or SQIFs, are a promising class of highly sensitive magnetometers benefiting from a highly peaked and symmetric magnetic response at zero-input flux. They can be used in magnetometry, e.g., in wideband applications. A simple solution to increase further their sensitivity is to add a superconducting flux concentrator (SFC) to their design. Using the ion irradiation process, we designed a meander-shaped SQIF enhanced with an SFC. The SFC improved the SQIF transfer factor by a factor of 8.4. However, high temperature superconducting (HTSc) devices are vulnerable to flux pinning, which can severely hinder their response. On the one hand, HTSc technologies alleviate the burden of cryogenics. On the other hand, applications that use SFCs in noisy and unshielded environments will become possible only if a better understanding of how this flux impacts the device's properties is achieved. We studied the relationship between the field present during the cooling process of the SQIF antenna (thereafter called “cooling field”) and the evolution of its DC response. We developed a simple and phenomenological model and were able to reproduce the degradation of the SQIF response. This work demonstrates the usability of SFC-enhanced SQIFs based on ion irradiated junctions in rather harsh conditions, in particular, an unshielded environment, and also gives an insight into the implications that such conditions cause on the application of SFCs in general. *Published by AIP Publishing.*

<https://doi.org/10.1063/1.5040051>

I. INTRODUCTION

Superconducting quantum interference filters (SQIFs) are magnetic flux to voltage converters made from a multi-loop array of Josephson junctions (JJs) or superconducting quantum interference devices (SQUIDs).^{1–3} The high sensitivity of single-SQUID sensors has already led to applications in a vast variety of fields, such as nuclear magnetic resonance (NMR), biomagnetism, and geophysics.^{4,5} But these devices have a highly non-linear Φ_0 -periodic response, with Φ_0 being the magnetic flux quantum. This results in a limited dynamic range, usually increased by using a flux locked loop, and thus their operation usually requires sophisticated electronics.⁶ The most performant commercially available SQUID systems⁷ can work up to 20 MHz and state-of-the-art research grade SQUIDs⁸ have been operated at 100 MHz but compromising with dc precision.

SQIFs, by combining loops of different sizes, do not display this periodicity. The constructive signals from each SQUID at zero-input flux lead to a highly peaked and symmetric magnetic response,^{2,9} called anti-peak thereafter. They can be used for absolute magnetometry³ or act as large band receivers.¹⁰ Since their proposal^{2,3,9} and first experimental demonstration,^{11–13} the SQIF concept is investigated and exploited by a continuously growing number of groups with respect to its basic properties^{14–16} and its suitability in various

fields of application like magnetometry^{17–22} and radio frequency (RF) electronics.^{23–29} SQIF devices can be designed in different architectures, such as 1D-series,^{9,12} 1D-parallel,^{2,12} or 2D-arrays of DC-SQUIDs^{13,18} or bi-SQUIDs,³⁰ in order to attain specific requirements in impedance matching, sensitivity, linearity, dynamic range, and signal-to-noise ratio (SNR).

Low T_c material (mainly niobium) based SQIF benefits from mature technological processes such as the ones developed by HYPRES³¹ and have shown promising performances in both RF and DC applications.¹⁰ For example, using a 1000 bi-SQUIDs SQIF in a series configuration, Prokopenko *et al.*³² designed a low noise amplifier with a noise level of $\sim 10^{-7} \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ and a linearity of ~ 40 dB (in a two-tone experiment) at 160 MHz. However, the cost and engineering constraints associated with a working temperature of about 4 K can impede their use for many applications. SQIFs based on high T_c superconductors (HTSc) such as $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) are therefore natural candidates for a new generation of devices working at higher temperatures ($T \sim 70$ K) easily reachable with a compact and power-efficient commercial cryocooler. So far, a popular process for producing HTSc SQIFs has been the bicrystal grain-boundary junction technique,^{17,21,33} where all the JJs lie on a straight line, thus imposing important design limitations to the SQIF. Using step-edge JJs, a sub-type of bicrystal

grain-boundary JJ, Mitchell *et al.* reported about a 20 000 JJ two-dimensional HTSc SQIF.³⁴ To build integrated superconducting circuits, the ion irradiation technique, first developed by a group in San Diego^{35,36} and then by Bergeal *et al.*,^{37,38} is more flexible. In this process, the superconducting circuit is patterned on a commercial wafer and the superconductor-normal metal-superconductor (SNS) JJs are made by locally reducing T_c with high-energy, ion induced defects. Virtually, JJs can be put anywhere at any angle. With this approach, Cybart *et al.* reported on a 2D-array with more than 36 000 JJ and showing a complex meander geometry.³⁹

To increase the performance of a magnetic field sensor, one can add a superconducting flux concentrator (SFC) or transformer (SFT) to its design. The difference between the two is topological; SFCs are made of a bulk material or large area thin films, while SFTs contain at least one closed loop. Thanks to the Meissner effect, as a response to a magnetic field, they generate a supercurrent on their border to expel the field from the material, which can locally increase the magnetic field. In the SQUID technology, the use of a SFT is almost systematic⁵ and it is also common with SQIF.^{20,23,24,26,40,41} With Giant-Magnetoresistance (GMR) elements, where the geometry is highly favorable, enhancement factors of 500 were reported using SFT.⁴² In the case of a doped Si Hall effect magnetometer with SFT,⁴³ where the geometry befits the SQIF technology, factors of 10 to 25 were achieved.

It is worth mentioning that SFT and SFC act as scale factors and should not alter the device's response shape and properties in a significant manner, except for the noise level, which is out of the scope of this work. However, when field cooled, they are prone to flux pinning and flux trapping (in the case of SFT), which might polarize the device with a nonhomogeneous bias magnetic field. This field can modify the device's response in unpredictable ways. In a prior study by Caputo *et al.*,¹⁹ SQIF technology is proven to be usable in unshielded environments even in harsh conditions like cooling with an active microcooler in close vicinity. In the same work, field cooling experiments were performed up to flux densities in the order of magnitude of the earth magnetic

field without using any SFT or SFC structure. No severe degradation of the SQIF DC characteristics due to pinned of trapped flux was observed. However, if the flux concentrator has to be applied, it is essential to be able to recognize the signature of flux pinning on the device's response to ensure reproducible and optimal results.

This study investigates the effects of flux pinning in SFC on the DC SQIF magnetic response. We compare the responses of two SQIFs made by ion irradiation, differing only by the presence/absence of an SFC. By deliberately trapping flux in the SQIF SFC, the relationship between the field present during the cooling process and the device performance is exposed. Finally, we reproduce these results through a simple and phenomenological model.

II. MATERIALS AND METHODS

A. SQIF antenna design

For this study, two SQIF antennas were produced, one having no SFC (bare SQIF) and the other having an SFC. The SQIF designed for this study is shown in Fig. 1(a). It consists of 1500 DC-SQUIDS in a series configuration laid out as a meander with four branches. This geometry allows a high density of SQUIDS to be positioned within a specified area. The superconducting track containing the loops has a width of $13\mu\text{m}$ and each SQUID is separated by $10\mu\text{m}$. According to the work of Kuit *et al.*,⁴⁴ under these circumstances, complete vortex expulsion from the track should occur for the local magnetic field lower than $\sim 30\mu\text{T}$. The SQUID loops have hole areas randomly chosen between 6 and $60\mu\text{m}^2$ with a fixed width of $3\mu\text{m}$, thus keeping the width of the superconducting track constant. Each JJ is $2\mu\text{m}$ by $0.15\mu\text{m}$ with a nominal barrier thickness of 40nm . The SFC has a U-shape and is 6mm by 18mm with a central slit width of $180\mu\text{m}$. The output of the device (with three gold contacts) is designed with a coplanar waveguide structure to ensure better behavior with RF signals, which is a design choice that can also be found in the work of Cybart *et al.*⁴⁵

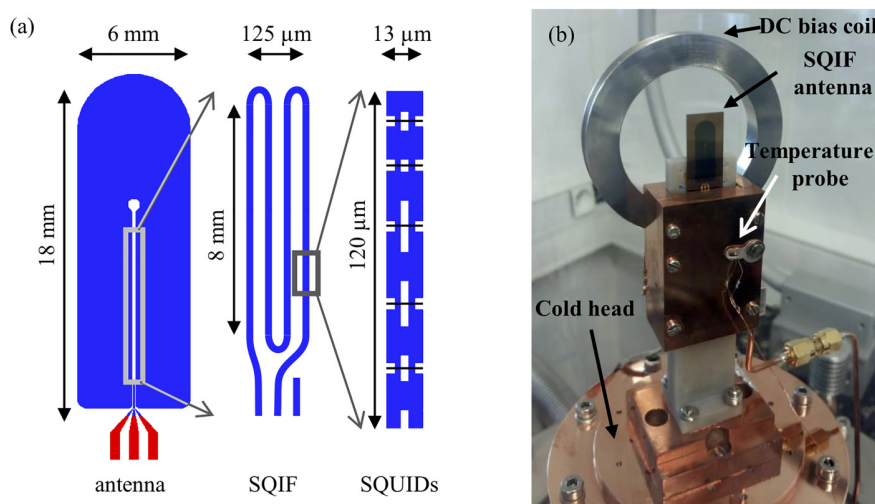


FIG. 1. (a) Schematic view of the SQIF antenna with its flux concentrator and (b) experimental setup. The chip displayed has a superconducting flux concentrator.

B. Superconducting circuits patterned by ion irradiation

The source material is a 150 nm thick YBCO layer and *in situ* covered by a 100 nm thick gold layer. It is an extremely smooth (E-type specification) HTSc film provided by Ceraco.⁴⁶ First, the gold layer is removed by Ar ion beam etching (IBE), leaving only three contact pads. An *in situ* control by secondary ion mass spectrometry (SIMS) is used to stop the etching process at the Au/YBCO interface. Then, the SQIF circuit and the SFC are masked by a bi-layer of PMMA 7 and SPR700 1.2 resists. The unprotected part of the YBCO layer is amorphized by O^+ ion irradiation at 110 keV and a fluence of 5×10^{15} ions cm^{-2} . After mask removal, the JJ slits are patterned by electron beam lithography into another PMMA 7 resist. The junction barriers are also irradiated using O^+ ions but at a lower fluence of 3×10^{13} ions cm^{-2} to locally lower T_c . More information about this technological process can be found in the literature.^{37,47–50} Both SQIF antennas were produced simultaneously on the same wafer.

C. Experimental setup

A picture of the experimental setup can be seen in Fig. 1(b). This type of setup was proven to be quite suitable

to operate SQIFs, in particular for RF measurements.²⁶ The SQIF antenna is thermally coupled to an aluminum nitride (AlN) plate, with high thermal conductivity and high electrical resistance, thus ensuring a low magnetic noise level. A copper block provides both connectivity and shielding against electromagnetic noise. A multi-turn coil of diameter $d = 4.5$ cm is mounted directly behind the antenna to apply a static magnetic field. The assembly is secured on a cold head, inside a vacuum chamber with a glass bell jar, thus allowing unshielded radio-frequency measurements to be performed if wanted. A Gifford Mc-Mahon cryocooler, a standard platinum sensor located on the front of the copper block, and two resistive heaters connected to a PID temperature controller are used to set the temperature between 30 K and 120 K. Finally, a digital microvoltmeter is used to measure the mean voltage from the antenna, while two low noise current sources provide the SQIF bias current and the magnetic field via the bias coil.

D. SQIF working set point

It is a peculiarity of the ion irradiated junctions used in our device that they operate as Josephson junctions only above a critical temperature T' but become fully superconductive below T' . This expected behavior is well understood

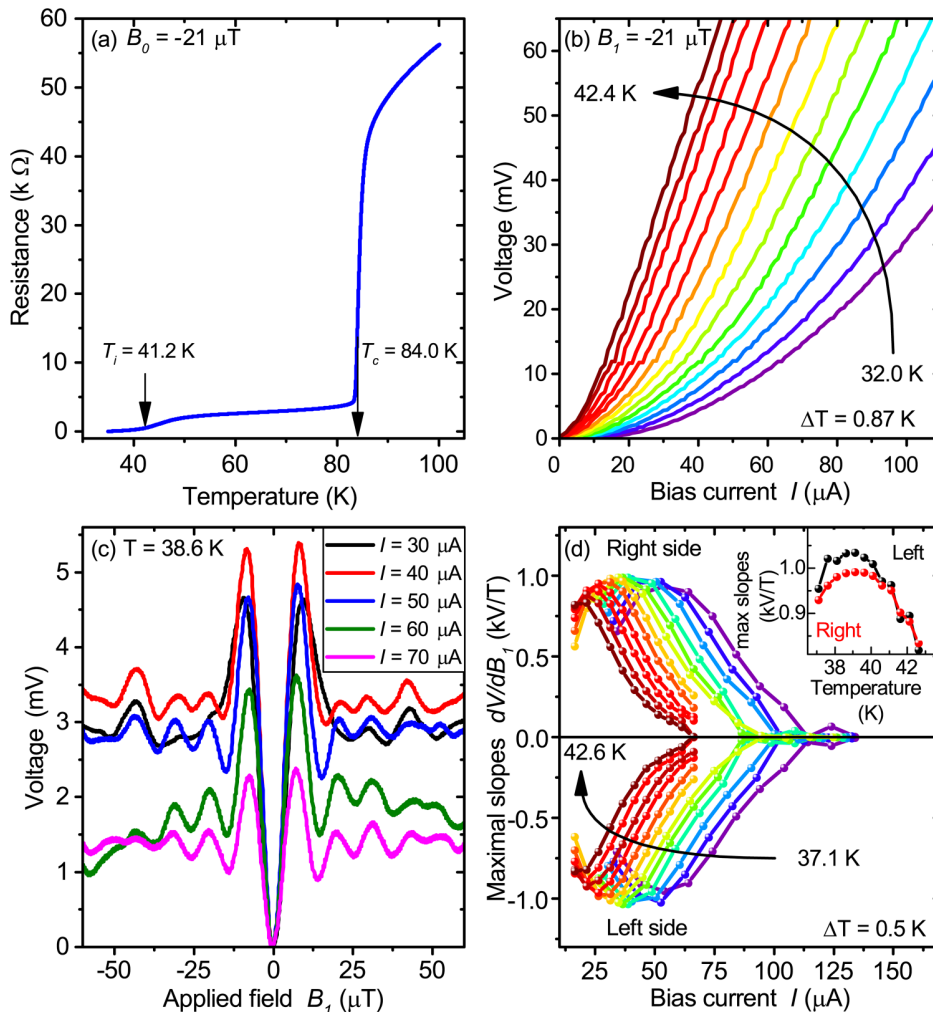


FIG. 2. Results of the characterization procedure for the bare SQIF. (a) Resistance versus temperature under a probing current of $10 \mu A$; $T_c = 84.0$ K and $T_i = 41.2$ K are the superconducting characteristic temperatures of the unirradiated YBCO and the JJs, respectively. The sample was field cooled under the earth magnetic field at $B_0 = -21 \mu T$. (b) V-I characteristics between 32 K and 42.4 K with an applied field of $B_i = -21 \mu T$. (c) Several SQIF magnetic responses for different values of bias current at 38.6 K; each curve was vertically translated to allow comparison. (d) Maximal anti-peak slopes versus bias current for T between 37.1 K and 42.6 K. The negative and positive values refer to the slopes on the left and right sides of the anti-peak, respectively. The inset shows the extremal value of $(\partial V / \partial B_i)$ obtained at each temperature.

and described in detail.^{48,49,51,52} As a consequence, there is an optimal temperature T_{opt} to operate the SQIF with respect to amplitude and slope of the anti-peak. Therefore, the determination of the optimal operation point of the antenna has to be performed by studying the mean output voltage of the device not only versus bias current I , and magnetic field, as usual, but also versus temperature T . For this, we follow the work of Ouanani *et al.*⁵¹

We further define two magnetic quantities, B_0 and B_1 . The former corresponds to the applied field present during the cooling process of the device, thereafter called cooling field B_0 , and the latter is the applied field while the SQIF is in its superconductive state, thereafter called applied field B_1 . Both fields are generated by the field coil plus the contribution of the earth magnetic field and without the focusing effect of SFC.

First, the resistance R of the SQUID array is measured versus T during the cooling process [cf. Fig. 2(a)]. The device is field cooled under a cooling field $B_0 = -21 \mu\text{T}$, which corresponds to the earth magnetic field component perpendicular to the SQIF antenna in our setup. The superconducting transition temperatures of the YBCO film and of the irradiated JJ are then extracted, respectively, T_c and T_i (with $T_c > T_i$). Then, a set of temperatures is defined around T_i , usually in the interval $[T_i - 10 \text{ K}, T_i + 1 \text{ K}]$ and with an increment between 0.5 K and 1 K. For each of these temperatures, V is measured against I to identify a region where $V(I)$ is non-linear [cf. Fig. 2(b)]. From this region, a set of I is extracted for each of which the SQIF magnetic response $V(B_1)$ is measured [cf. Fig. 2(c)]. Finally, from these curves, we obtain the amplitude ΔV of the anti-peak and we also extract the maximal slopes, or transfer factors, which are defined as the value of $|\partial V / \partial B_1|$ at the inflection point of $V(B_1)$ for both sides of the anti-peak [cf. Fig. 2(d)]. We define the optimum, or the operating point of the device, as the bias current and temperature (I_{opt}, T_{opt}) leading to the largest anti-peak response, corresponding also to the steepest slopes.

E. Flux pinning study

There are two ways of pinning flux into a type-two superconductor: by applying a strong magnetic field while the sample is already in its superconducting state and by applying a magnetic field during the superconducting transition. As flux pinning mechanisms represent irreversible processes and heating a superconductor above T_c is a way of resetting its magnetic history, we chose the latter method. This ensures that the amount of pinned flux is both controllable and reproducible. Therefore, between each measurement [i.e., each acquisition of a $V(B_1)$ curve], the system was heated at 120 K and then cooled down under a cooling field B_0 ranging from $-120 \mu\text{T}$ to $100 \mu\text{T}$. The SQIF response $V(B_1)$ was finally acquired for B_1 between $B_0 \pm 20 \mu\text{T}$ at the SQIF optimum (I_{opt}, T_{opt}) .

III. RESULTS

A. Characteristics of a bare SQIF

As mentioned above, the first step in the characterization procedure is to measure the resistance versus temperature

[Fig. 2(a)]. The antenna displays two distinct superconducting characteristics temperatures at $T_c = 84.0 \text{ K}$ and $T_i = 41.2 \text{ K}$, for the unirradiated YBCO and the JJs, respectively. This value of T_i is unexpectedly low, as the Josephson coupling should occur at around $T_i \sim 70 \text{ K}$ with our process parameters. We suspect that the JJs were over-irradiated during the technological process. We then selected 13 temperatures between 32.0 K and 42.4 K. The V - I characteristics are shown in Fig. 2(b) and display a strong dependency on temperature. We measured the SQIF magnetic responses $V(B_1)$ between 37.1 K and 42.6 K. Responses at 38.6 K for different bias currents are presented in Fig. 2(c), and the maximal anti-peak slopes are shown in Fig. 2(d). As can be observed in Fig. 2(c), the anti-peak increases for small values of I and then decreases, passing through a unique maximum, in this case at $40 \mu\text{A}$. This maximum is translated toward smaller currents for increasing temperatures and vice versa. Overall, the SQIF displays an optimal point at $(I_{opt}, T_{opt}) = (40 \mu\text{A}, 38.6 \text{ K})$ with an amplitude of 5.4 mV, maximal slopes of 1.0 kV/T, and a full width at half maximum (FWHM) of $8.5 \mu\text{T}$. The temperature domain for which the maximal slope is close to 1.0 kV/T has a width of about 2 K around 39 K [see inset in Fig. 2(d)]. Finally, the anti-peak is almost symmetric and centered at $B_1 = 0 \mu\text{T}$. Except for its low T_i , this SQIF response is consistent with previous results using a SQIF made with the same technological process and parameters.⁵¹

B. Characteristics of an SFC-enhanced SQIF

The same procedure was used in the SFC-enhanced SQIF. For the sake of concision, we show only the final result. The SQIF optimum was measured at $(I_{opt}, T_{opt}) = (52 \mu\text{A}, 42.5 \text{ K})$. In Fig. 3, the optimal SQIF response is displayed. This anti-peak is asymmetric, having amplitudes of 4.3 mV and 3.8 mV, and maximal slopes of 6.2 kV/T and 4.0 kV/T on its left and right sides,

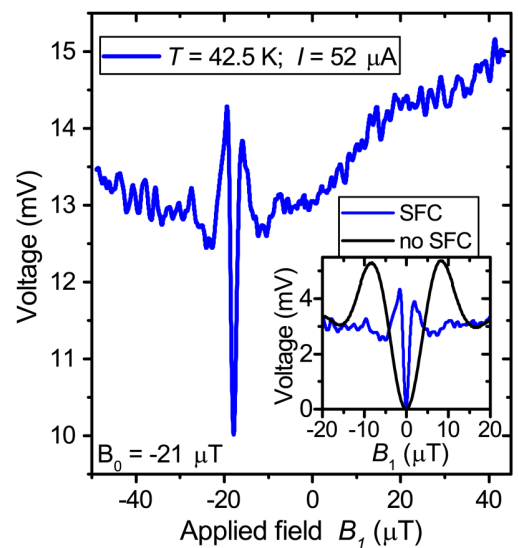


FIG. 3. Optimal response of SQIF with SFC at $(I_{opt}, T_{opt}) = (52 \mu\text{T}, 42.5 \text{ K})$. The inset displays a superposition of the optimal responses for the bare SQIF and the SQIF with SFC. The anti-peaks are horizontally and vertically shifted at the origin to allow comparison.

respectively. It has a FWHM of $1.7\ \mu\text{T}$ and the dip of the anti-peak is now observed for an applied field of $-17.9\ \mu\text{T}$.

If we compare these results to the previous ones (see inset of Fig. 3), we observe that the adding of the SFC led to a six-fold increase of the transfer factor but also to the loss of symmetry and amplitude in the SQIF response. Even though steeper slopes are desirable, the decrease in amplitude can lead to reduced output signal dynamics, which can strongly impact on applications. Also, the translation of the anti-peak unambiguously implies the presence of pinned flux, as the anti-peak position B_1^{peak} defines the zero-input flux. Accounting for the effect of the concentrator and the vortices field, which we assume to depend only on the cooling field B_0 , we can express the local magnetic field B seen by the SQIF as

$$B = f \cdot B_1^{\text{peak}} + v \cdot B_0 = 0, \quad (1)$$

where f is the focusing factor for the applied field B_1^{peak} and $v \cdot B_0$ is the vortices field. This equation implies that $v/f \sim -0.86$. The same behavior was observed with other SQIF antennas designed with the same SQIF circuit but having other geometries of SFT/SFC (data not shown). The asymmetry was always in the same direction.

C. Flux pinning study

To study the impact of this flux, we cooled down the SQIF with SFC while applying a cooling field B_0 and then acquired the device's magnetic response. We repeated this procedure for different values of B_0 between $-120\ \mu\text{T}$ and $100\ \mu\text{T}$. Figure 4(a) displays a few of these responses. In Figs. 4(b) and 4(c), the peak amplitudes and the maximal slopes are shown against B_0 , respectively.

We observe that when the device is zero-field cooled under $B_0 = 0\ \mu\text{T}$, the anti-peak position is also found at $B_1 = 0\ \mu\text{T}$. This confirms that under these conditions, the SFC is now free of vortices. This magnetic response also displays the best properties. Besides being the most symmetric, it has the maximal peak amplitude ($6.1\ \text{mV}$) and the steepest slopes ($\sim 8.4\ \text{kV/T}$). The addition of an SFC increased the transfer factor by ~ 8.4 , while also reducing the FWHM ($\sim 1.0\ \mu\text{T}$) by the same factor.

When field cooled, the SQIF antenna displays an altered response. The most obvious modification is the translation of the anti-peak. The applied field B_1^{peak} at which the anti-peak is measured is directly proportional to B_0 . This is clearly visible in the inset of Fig. 4(a). We also observe that for increasing values of $|B_0|$, the anti-peak widens and eventually divides into two smaller anti-peaks. This happens at

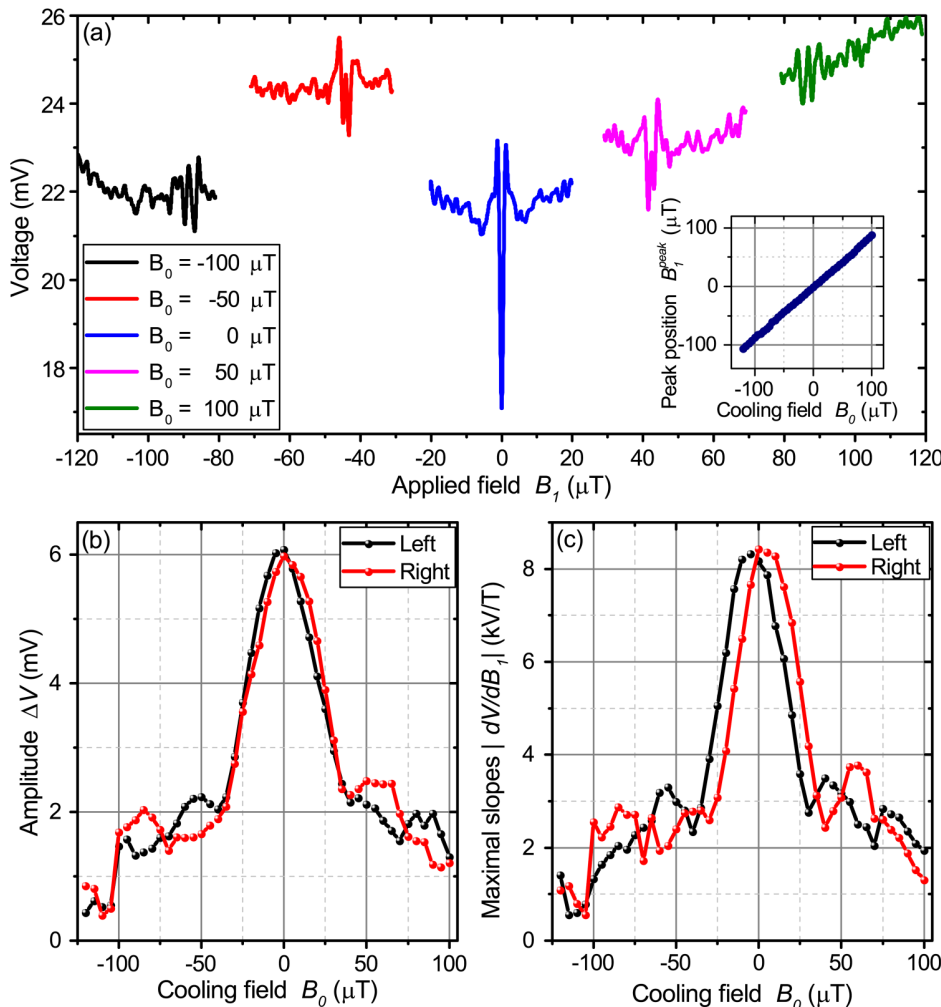


FIG. 4. (a) SQIF responses for different values of cooling magnetic fields B_0 . The peak position B_1^{peak} versus B_0 is shown in inset. (b) Amplitudes and (c) maximal slopes to the left and right sides of the anti-peak versus B_0 .

$|B_0| = 35 \mu\text{T}$ and gives the SQIF response a “W” shape. For higher values of $|B_0|$, the SQIF response becomes ever more distorted and eventually collapses. Therefore, the SQIF amplitudes and maximal slopes shown in Figs. 4(b) and 4(c) for $|B_0| > 35 \mu\text{T}$ should be taken with caution, as these responses are outside the scope of our characterization procedure. Still, for $B_0 = \pm 100 \mu\text{T}$, when the two anti-peaks are well differentiated, it is remarkable that both smaller anti-peaks have a FWHM of order $\sim 1 \mu\text{T}$.

From Fig. 4(a), it is worth noting that for any given value of cooling field B_0 , the magnetic response seems to be a mirror in B_1 of the response obtained for cooling under $-B_0$. Put differently, for any cooling field B_0 , then

$$V(-B_0, -B_1) \sim V(B_0, B_1) + V_{\text{shift}}, \quad (2)$$

where V_{shift} is a vertical offset to account for dispersion in the average voltage between the two responses. For instance, the red curve ($B_0 = -50 \mu\text{T}$) and the purple curve ($B_0 = 50 \mu\text{T}$) can be approximated as mirrors of one another. This property is well reflected in the anti-peak amplitudes and maximal slopes [Figs. 4(b) and 4(c)].

Besides, let us mention that there is a significant dispersion in the response position in voltage [V_{shift} in Eq. (2)]. This is probably the result of the imperfect coupling between the SQIF antenna and the temperature probe. Therefore, their responses were not acquired at precisely the same temperature, which would explain why the baseline of the anti-peaks is not displayed on a single line at $V \sim 22 \text{ mV}$. Also, the overall average voltage is significantly higher for the flux pinning study than for the characterization procedure (see Fig. 2). This indicates that the actual temperature is not the target temperature and is not quoted for the results of Fig. 4. However, this does not seem to have a significant effect on the response properties since both amplitudes and maximal slopes at $B_0 = -20 \mu\text{T}$ displayed in Fig. 4 are consistent with those in Fig. 2. We did not investigate this matter further.

Another remarkable feature in the results is the striking resemblance between the SQIF amplitude dependency in B_0 [cf. Fig. 4(b)] and the Fraunhofer pattern shown in the critical current $I_c(B)$ of a single JJ (see Bergeal *et al.*³⁷ for an example using irradiated JJs). To assess whether or not the order of magnitude of the focused field that we apply to the antenna matches the same scale, we also measured the response of the antenna on a wider range of magnetic field after zero-field cooling. The DC magnetic response can be seen in Fig. 5. The shape of the curve $V(B_1)$ indicates that the minima of the Fraunhofer pattern $I_c(B_1)$ occur at $|B_1| > 200 \mu\text{T}$, whereas the pattern observed in Fig. 4(b) has its first minimum at $B_0 \sim \pm 35 \mu\text{T}$ (the corresponding anti-peak was measured at $B_1 \sim \pm 31 \mu\text{T}$). The “Fraunhofer effect” is thus expected to reduce the critical current to $\text{sinc}(35/200) \sim 95\%$ of its zero-field value, i.e., has only 5% contribution in anti-peak size reduction. Therefore, we dismiss the Fraunhofer pattern in $I_c(B_1)$ as being the cause for the observed modulation in anti-peak amplitudes and maximal slopes. Instead, we propose that these responses are the superposition of two SQIF anti-peaks slightly shifted in the magnetic field.

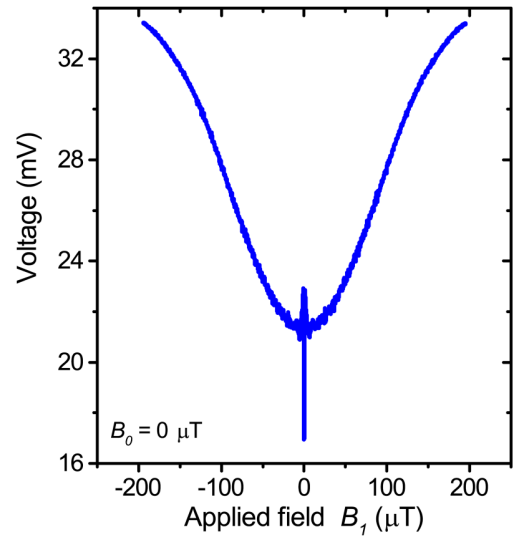


FIG. 5. DC response of the SFC-enhanced SQIF after zero-field cooling for “strong” magnetic fields with regard to the anti-peak width. The anti-peak is centered at $B_1 = 0 \mu\text{T}$. The large $V(B_0)$ dependence is due to the modulation of the critical current of the JJs by the magnetic field.

IV. ANALYSIS

A. Modeling

These results can be reproduced using a simple model based on the geometry of the SQIF antenna [see Figs. 1(a) and 6].

The responses V_i with $i = 1, \dots, 4$ of the 4 branches are assumed to be proportional to the same magnetic field dependence $V_0(B)$, where B is the local field: $V_i(B) = a_i V_0(B)$, with the amplitude coefficients a_i accounting for imperfection in the technological process. This assumption is justified by the fact that each branch in the SQIF contains a high number of SQUIDS, whose areas were chosen randomly using the same probability distribution and should therefore converge toward the same magnetic field dependence. Without the loss of generality, we further demand $a_1 + a_2 + a_3 + a_4 = 1$ rendering $V_0(B)$ to be the voltage response of the whole SQIF. Using the same approach as in Eq. (1), the local magnetic field seen by either

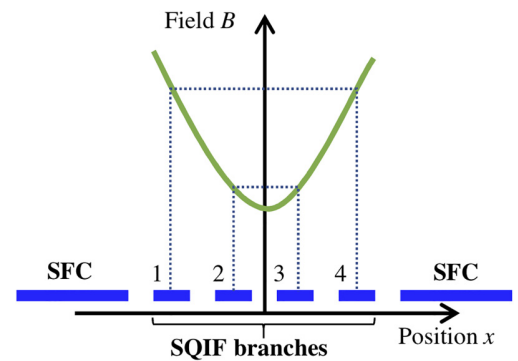


FIG. 6. Schematic representation of the local field inside the SFC slit. From the geometry of the antenna, the field seen by either branch of the meander should depend only on its distance relative to the center of the slit, so that branches 1 and 4 (and 2 and 3) experience the same local field.

branch is $(f_i \cdot B_1 + v_i \cdot B_0)$, where f_i is the magnetic field focusing factor on segment i and $v_i \cdot B_0$ is the field generated on segment i by the flux pinned down as vortices in the SFC during the cooling process. From the antenna geometry, the local field can be assumed to be symmetric to the mirror plane of the antenna and approximated to depend solely on x , the position relative to the symmetry plane. This means that the SQIF branches 1 and 4 (and 2 and 3) experience the same field, and therefore $f_1 = f_4$ and $f_2 = f_3$, and the same applies to v_i , i.e., $v_1 = v_4$ and $v_2 = v_3$. Under these assumptions, the total SQIF response V_{mod} takes the following form:

$$V_{mod}(B_0, B_1) = \frac{1+\alpha}{2} V_0(f_1 B_1 + v_1 B_0) + \frac{1-\alpha}{2} V_0(f_2 B_1 + v_2 B_0), \quad (3)$$

where $\alpha = (a_1 + a_4) - (a_2 + a_3)$ is a measure of the unbalance between the response's amplitudes. Therefore, the response is a combination of 2 anti-peaks translated by the quantity $v_i/f_i \cdot B_0$ with $i = 1, 2$. They overlap completely when $B_0 = 0 \mu\text{T}$ and they split otherwise.

The parameters f_i and v_i in Eq. (3) can be estimated using data from Fig. 4. The relative values $v_{1,2}/f_{1,2}$ are found using the translation of the anti-peak B_1^{peak} and its splintering ΔB_1^{peak} in regard to B_0 (cf. Fig. 4)

$$B_1^{peak}(B_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{v_1}{f_1} + \frac{v_2}{f_2} \right) B_0 = \frac{1}{2} (-0.858 \pm 0.004) \cdot B_0, \quad (4.1)$$

$$\Delta B_1^{peak}(B_0) = \left(\frac{v_1}{f_1} - \frac{v_2}{f_2} \right) B_0 = (0.027 \pm 0.004) \cdot B_0. \quad (4.2)$$

$B_1^{peak}(B_0)$ was estimated using a linear fit on the data displayed in the inset of Fig. 4. $\Delta B_1^{peak}(B_0)$ was estimated by measuring the distance between two minima from a well-defined “W” shaped anti-peak. We averaged over two points at $B_0 = -100 \mu\text{T}$ and $80 \mu\text{T}$. The mean focusing factor $f = (f_1 + f_2)/2 \approx 8.4$ is estimated from the ratio between the bare SQIF maximal slope (1 kV/T) and the SFC-enhanced SQIF with zero-field cooling (8.4 kV/T). The ratio $f_2/f_1 \approx 1.2 \pm 0.1$ is obtained using the ratio between the FWHM for the anti-peaks of a “W” shaped response and averaging over several values. The computed values of f_i and v_i are shown in Table I.

To find a valid V_0 function, one can decompose V_0 onto a set of $N+1$ functions, where N is chosen for suitable accuracy. As the experimental response $V_{exp}(0 \mu\text{T}, B_1)$ (cf. Fig. 4) does not display significant asymmetry, we impose the parity of V_0 in regard to B . A natural choice of set is therefore the cosine functions

$$V_0(B) = \sum_{i=0}^N \tilde{V}_i \cdot \cos(k_i B), \quad (5)$$

where k_i are the “field periods,” with $k_0 = 0$, and $\tilde{V}_i$ are the coefficients to be found. Equation (3) now takes the

TABLE I. Parameter values of f_i and v_i .

f_1	f_2	v_1	v_2
7.6	9.2	-6.4	-8.0

following form:

$$V_{mod}(B_0, B_1) = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^N \tilde{V}_i \{ (1+\alpha) \cos[k_i(f_1 B_1 + v_1 B_0)] + (1-\alpha) \cos[k_i(f_2 B_1 + v_2 B_0)] \}. \quad (6)$$

The values of $\tilde{V}_i$ and α can be found solving the following least square problem:

$$\min_{\{\tilde{V}_k, \alpha\}} \sum_{j=1}^N \frac{(V_{j,exp} - V_{j,mod})^2}{N}, \quad (7)$$

where each j represents a given field coordinate $(B_0, B_1)_j$. However, $\tilde{V}_k$ and α are correlated. They can be solved iteratively using a two-step algorithm, first solving for $\tilde{V}_k$ and then for α , posing $\alpha = 0$ as the initial condition.

B. Model results

We used this approach to find a function V_0 . The dataset chosen to fit the parameters was the $V_{j,exp} = V_{exp}(B_{0,j}, B_{1,j})$ for which $|B_{1,j} - B_1^{peak}(B_{0,j})| \leq 8 \mu\text{T}$ and $|B_{0,j}| \leq 15 \mu\text{T}$, i.e., seven SQIF responses truncated around the anti-peak region. The experimental results were vertically translated to have the same baseline so that $V_{shift} = 0$ between each curve [cf. Eq. (2)]. This dataset is large enough to ensure quick convergence; it puts more weight on the peak region and it uses undistorted responses. The chosen “field periods” are $\{k_0 = 0; k_1 = 0.10; k_2 = 0.15; \dots; k_9 = 0.50\}$ (in μT^{-1}). This interval captures the relevant periods in the data, and the increment is large enough to avoid an ill-conditioned matrix used to solve Eq. (7). Figure 7 displays $V_{mod}(0 \mu\text{T}, B_1)$ in comparison to $V_{exp}(0 \mu\text{T}, B_1)$ and the contribution of each pair of branches. The model reproduces the experimental response with great accuracy, even though the experimental anti-peak is 0.4 mV deeper than the modeled anti-peak. $\tilde{V}_k$ are displayed in the inset of Fig. 7 and the relative uncertainties in these values are of order 10^{-4} or less. Besides, we found $\alpha = 0.12 \pm 0.09$. This value was consistent using other reasonable sets of $\{k_i\}$. However, α has shown strong variations with even slight modifications in the values of f_i/v_i (data not shown). Therefore, it might be ill-advised to directly link this computed value to the physical meaning of α introduced before. Nevertheless, having $|\alpha| \ll 1$ is a reassuring result that points toward the validity of this approach.

Having found an acceptable function V_0 , we studied the responses $V_{mod}(B_0, B_1)$ (cf. Fig. 8) and we submitted each response to the same characterization process as before to extract the amplitude ΔV and the maximal slopes $|\partial V / \partial B_1|$ [see Figs. 8(b) and 8(c)]. It can be seen that the modeled responses display the same main behavior as the experimental results. For increasing values of $|B_0|$, the anti-peak is continuously altered from the single anti-peak

shape “V” to a double anti-peak shape “W.” Also, the “mirror-like” feature observed before is captured by the model, as V_{mod} is pair and follows the property described in Eq. (2). Besides, the model reproduces the asymmetry

present in the experimental anti-peak, which has two contributions: α and the difference in amplification factor ($f_1 - f_2$). This can be demonstrated using the Taylor expansion of V_{mod} :

$$V_{mod}(\bar{B}, \Delta B) = \frac{1+\alpha}{2} V_0(\bar{B} + \Delta B) + \frac{1-\alpha}{2} V_0(\bar{B} - \Delta B) \quad (8a)$$

$$= \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{\partial^{2n} V_0}{\partial B^{2n}} \bigg|_{\bar{B}} \left(\frac{f_1^{2n}(1+\alpha)}{2} + \frac{f_2^{2n}(1-\alpha)}{2} \right) \Delta B^{2n} \right) + \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)!} \frac{\partial^{2n+1} V_0}{\partial B^{2n+1}} \bigg|_{\bar{B}} \left(\alpha \frac{f_1^{2n+1} + f_2^{2n+1}}{2} + \frac{f_1^{2n+1} - f_2^{2n+1}}{2} \right) \Delta B^{2n+1} \right), \quad (8b)$$

where $2\bar{B} = (f_1 + f_2)B_1 + (v_1 + v_2)B_0$ and $2\Delta B = (f_1 - f_2)B_1 + (v_1 - v_2)B_0$. The series is divided between odd and pair components. As V_0 is even in $\bar{B}$, all its pair derivatives are pair in $\bar{B}$. Consequently, its odd derivatives are odd in $\bar{B}$. Therefore, only the odd components of Eq. (8b) contribute to the observed asymmetry and if both α and $(f_1 - f_2)$ are zero, then V_{mod} will display a symmetric yet altered anti-peak when $B_0 \neq 0$. Another impact of α is to flatten the loss in anti-peak amplitude and maximal slopes, making it less dependent on B_0 . As $|\alpha| \rightarrow 1$, only the response of the outer/inner branches of the SQIF becomes significant, and therefore, the response remains unaltered (besides the anti-peak position) regardless of B_0 .

Still, one important feature of the experimental results is not captured by this model: for high values of $|B_0|$, when the two anti-peaks are well differentiated, the properties of the modeled responses converge toward stable values, whereas

they continue declining for the experimental data [Fig. 8(b)]. For cooling fields stronger than $\sim 30 \mu\text{T}$, the superconducting leads will pin vortices which will generate a strongly inhomogeneous field into the SQIF, further enhanced by the SFC. This magnetic contribution will polarize every loop with a different amount of fluxes and hence put every SQUID out of phase. This will cause the anti-peak of each branch to collapse. As V_0 was assumed to be independent of B_0 , this effect is absent from the model.

V. DISCUSSION

SFC is an efficient way of enhancing the SQIF response. When zero-field cooled, the SFC-enhanced SQIF had slopes 8.4 times steeper than the bare SQIF. Unfortunately, SFC is also highly vulnerable to flux pinning and in the case of the meander-shaped SQIF, this led to a significant degradation of its DC response: loss of amplitudes, slopes, and symmetry. This is summarized in Fig. 9. Also, the anti-peak position was translated in regard to its zero-field cooled position, which is a highly distinctive and unambiguous consequence of pinned flux.

Without a reference measurement (the bare SQIF in this experiment), it would have been difficult to discriminate between the pinned flux altered SQIF response and its intrinsic response. Notably, the symmetry of the bare SQIF anti-peak is of great importance as the meander shape of the SQIF itself has the potential to break it. A first effect specific to our geometry is the self-field associated with the bias current. As this current flows through either branch of the meander, it generates a field at the location of the other branches, shifting their individual responses relative to one another. However, (i) the field generated by a current of $40 \mu\text{A}$ in a wire at $40 \mu\text{m}$ is equal to $0.2 \mu\text{T}$, (ii) the meander shape tends to reduce the field created by the closest wire, and (iii) the bias current being quite far from the edges of the SFC, the focusing effect is much smaller than f . For these reasons, we evaluate that in these experiments the self-field effect is negligible. Another mechanism for anti-peak asymmetry arises from the mutual

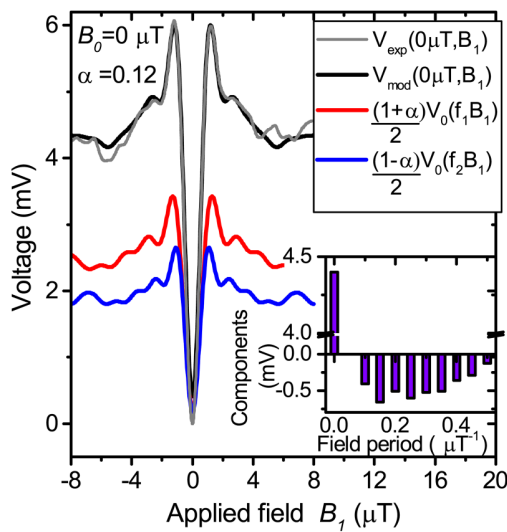


FIG. 7. Modeled response $V_{mod}(0 \mu\text{T}, B_1)$ superposed to $V_{exp}(0 \mu\text{T}, B_1)$. The two components of $V_{mod}(0 \mu\text{T}, B_1)$ corresponding to the response of the inner and outer pairs of SQIF branches are displayed in red and blue, respectively. The inset displays the value of each $\tilde{V}_k$ used in the decomposition of $V_0(B)$.

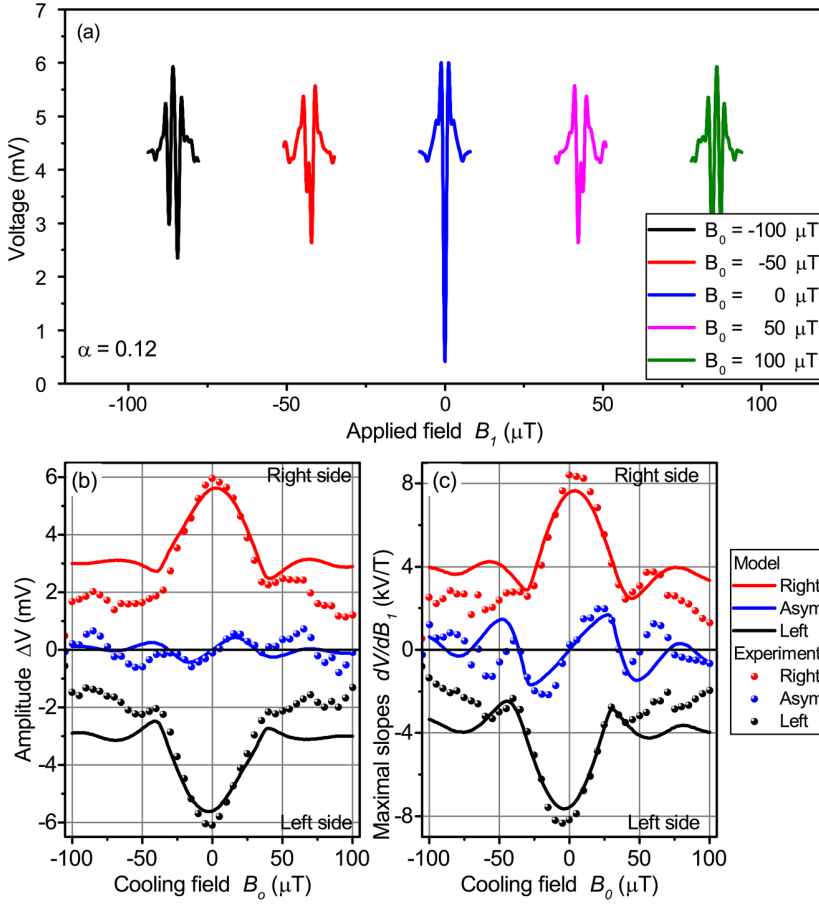


FIG. 8. (a) Modeled SQIF responses for different values of B_0 and $\alpha = 0.1$. (b) Amplitudes and (c) maximum slopes of the anti-peak versus the cooling field for different values of the α . The experimental results are the dotted black line.

inductance between loops in different branches of the SQIF meander. We used InductEx to calculate the mutual inductance of 2 SQUIDs separated by $40 \mu\text{m}$ (without neighboring SFC): for the largest SQUIDs, it is less than 20 fH, corresponding to a mutual flux 500 smaller than the flux threading one SQUID, and for the smaller SQUIDs, 1.5 fH or a factor of

3000 for the fluxes. These figures will tend to increase when we introduce an SFC but again with a focusing factor much less than f . Therefore, the meander geometry is resilient to these effects.

The model offers a phenomenological understanding of the consequences of inhomogeneous flux focusing in a meandered SQIF. By adding a non-uniform bias flux through each loop of the device, flux vortices in SFC and in the SQIF can lead to the collapse of the SQIF response. The same analysis holds in the presence of SFT with trapped flux. Of course, the SQIF antenna vulnerability to pinned flux strongly depends on its geometry. Symmetric one/two-branch SQIF antennas should be the most resilient.

To avoid flux pinning in SFC, the earth magnetic field or any other slowly varying field (rigorously their normal component to the SQIF surface) has to be evaluated and opposed with precision to ensure zero-field cooling. This can be performed with an *in situ* directional non-superconducting magnetic sensor such as a Hall magnetometer with a sensitivity of at least $\sim 1 \mu\text{T}$. In case this is impossible, the vortex-altered SQIF response itself can be of use. After a first cooling is performed, the SQIF anti-peak will be shifted away and if the f/v ratio from Eq. (1) is known (focusing factor over “vortices factor”), it follows that the optimal cooling field to apply with the coil will be

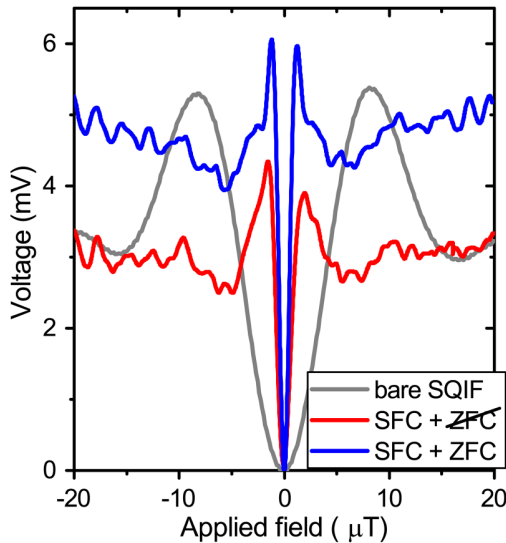


FIG. 9. Superposed responses for the bare SQIF (gray), and the superconducting flux concentrator enhanced SQIF with (blue) and without (red) zero-field cooling (referred as ZFC in the legend). All curves are centered at the origin.

$$B_{0,c}^{opt} = \frac{-1}{1 + v/f} \left(B_{1,c}^{peak} + \frac{v}{f} B_{0,c} \right), \quad (9)$$

where the subscript c refers to coil generated fields, as the true values of B_0 and B_1 are unknown. Therefore, $B_{1,c}^{peak}$ and $B_{0,c}$ are the coil generated magnetic fields for which the anti-peak is detected and for which the antenna is cooled, respectively. If f/v is unknown, $B_{0,c}^{opt}$ can still be found with a second cooling and the approach used to adjust the parameters of Eq. (4.1).

VI. CONCLUSION

We have shown that a SQIF made with the ion irradiated junction technique and enhanced with an SFC can be used in harsh conditions such as an unshielded environment. However, these conditions can have significant consequences for the applications of SFT, as field cooling in the presence of SFT severely hindered the performance of the meander-shaped SQIF. The anti-peak went from a mean amplitude (resp. transfer factor) of 4.0 mV (resp. 5.0 kV/T) when field cooled, to an amplitude of 6.0 mV (resp. 8.4 kV/T) when zero-field cooled. This corresponds to an increase of 50% (resp. 66%). In comparison, the bare antenna had an anti-peak amplitude of 5.4 mV (resp. 1.0 kV/T). Therefore, when zero-field cooled, the adding of an SFC led to an increase by a factor of 8.4 of the device's transfer factor. With a simple and phenomenological model, we traced back this loss in performance to flux pinning in the SFC when field-cooled. The model reproduces the loss in symmetry, amplitude, and transfer factor observed in the experimental results.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the French National Research Agency—ANR (No. 15-CE19-0015-01).

- ¹J. Oppenländer, in *Advances Solid State Physics*, edited by B. Kramer (Springer, Berlin, Heidelberg, 2003), pp. 731–746.
- ²J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *Phys. Rev. B* **63**, 24511 (2000).
- ³P. Carelli, M. G. Castellano, K. Flacco, R. Leoni, and G. Torrioli, *Europhys. Lett.* **39**, 569 (1997).
- ⁴J. Clarke and A. I. Braginski, *The SQUID Handbook: Applications of SQUIDs and SQUID Systems* (John Wiley & Sons, 2006).
- ⁵R. L. Fagaly, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 101101 (2006).
- ⁶D. Drung, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 1320 (2003).
- ⁷Barkhausenweg 11, 22339 Hamburg, Germany (2018).
- ⁸D. Drung, C. Aszligmann, J. Beyer, M. Peters, F. Ruede, and T. Schurig, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 777 (2005).
- ⁹C. Häussler, J. Oppenländer, and N. Schopohl, *J. Appl. Phys.* **89**, 1875 (2001).
- ¹⁰O. Mukhanov, G. Prokopenko, and R. Romanofsky, *IEEE Microw. Mag.* **15**, 57–65 (2014).
- ¹¹J. Oppenländer, T. Träuble, C. Häussler, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 1271 (2001).
- ¹²J. Oppenländer, C. Häussler, T. Träuble, and N. Schopohl, *Phys. C Supercond.* **368**, 119 (2002).
- ¹³J. Oppenländer, C. Häussler, T. Träuble, P. Caputo, J. Tomes, A. Friesch, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 771 (2003).
- ¹⁴V. K. Kornev, I. I. Soloviev, J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S406 (2004).
- ¹⁵J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, J. Tomes, P. Caputo, T. Träuble, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 936 (2005).
- ¹⁶V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 741 (2009).
- ¹⁷V. Schultze, R. IJsselsteijn, H.-G. Meyer, J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 775 (2003).
- ¹⁸J. Oppenländer, P. Caputo, C. Häussler, T. Träuble, J. Tomes, A. Friesch, and N. Schopohl, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 969 (2003).
- ¹⁹P. Caputo, J. Oppenländer, C. Häussler, J. Tomes, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1389 (2004).
- ²⁰P. Caputo, J. Tomes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 1044 (2005).
- ²¹V. Schultze, R. IJsselsteijn, and H.-G. Meyer, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, S411 (2006).
- ²²Y. A. Polyakov, V. K. Semenov, and S. K. Tolpygo, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 724 (2011).
- ²³P. Caputo, J. Tomes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 062507 (2006).
- ²⁴P. Caputo, J. Tomes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, *J. Supercond. Nov. Magn.* **20**, 25 (2007).
- ²⁵A. V. Shadrin, K. Y. Constantinian, and G. A. Ovsyannikov, *Tech. Phys. Lett.* **33**, 192 (2007).
- ²⁶P. Caputo, J. Tomes, J. Oppenländer, C. Häussler, A. Friesch, T. Träuble, and N. Schopohl, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 722 (2007).
- ²⁷A. K. Kalabukhov, M. L. Chukharkin, A. A. Deleniv, D. Winkler, I. A. Volkov, and O. V. Snigirev, *J. Commun. Technol. Electron.* **53**, 934 (2008).
- ²⁸V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, T. V. Filippov, H. Engseth, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 916 (2009).
- ²⁹V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, A. V. Sharafiev, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 713 (2011).
- ³⁰V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 114011 (2009).
- ³¹HYPRES, 175 Clear. Road, Elmsford, NY 10523, USA (2018).
- ³²G. V. Prokopenko, O. A. Mukhanov, A. Leese de Escobar, B. Taylor, M. C. de Andrade, S. Berggren, P. Longhini, A. Palacios, M. Nisenoff, and R. L. Fagaly, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**, 1400607 (2013).
- ³³H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
- ³⁴E. E. Mitchell, K. E. Hannam, J. Lazar, K. E. Leslie, C. J. Lewis, A. Grancea, S. T. Keenan, S. K. H. Lam, and C. P. Foley, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 06LT01 (2016).
- ³⁵A. S. Katz, A. G. Sun, S. I. Woods, and R. C. Dynes, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2032–2034 (1998).
- ³⁶K. Chen, S. A. Cybart, and R. C. Dynes, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2863 (2004).
- ³⁷N. Bergeal, X. Grison, J. Lesueur, G. Faini, M. Aprili, and J. P. Contour, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 102502 (2005).
- ³⁸N. Bergeal, J. Lesueur, G. Faini, M. Aprili, and J. P. Contour, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 112515 (2006).
- ³⁹S. A. Cybart, E. Y. Cho, T. J. Wong, V. N. Glyantsev, J. U. Huh, C. S. Yung, B. H. Moeckly, J. W. Beeman, E. Ulin-Avila, S. M. Wu, and R. C. Dynes, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 062601 (2014).
- ⁴⁰V. K. Kornev, I. I. Soloviev, A. V. Sharafiev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**, 1800405 (2013).
- ⁴¹V. Schultze, R. IJsselsteijn, R. Boucher, H.-G. Meyer, J. Oppenländer, C. Häussler, and N. Schopohl, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 1356 (2003).
- ⁴²M. Pannetier, C. Fermon, G. Legoff, J. Simola, E. Kerr, M. Welling, and R. J. Wijngaarden, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 892–895 (2005).
- ⁴³K. H. Kuit, W. van de Camp, S. Waanders, H. Rogalla, and J. Flokstra, *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 114006 (2009).
- ⁴⁴K. H. Kuit, J. R. Kirtley, W. van der Veur, C. G. Molenaar, F. J. G. Roesthuis, A. G. P. Troeman, J. R. Clem, H. Hilgenkamp, H. Rogalla, and J. Flokstra, *Phys. Rev. B* **77**, 134504 (2008).
- ⁴⁵S. A. Cybart, S. M. Wu, S. M. Anton, I. Siddiqi, J. Clarke, and R. C. Dynes, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 182502 (2008).
- ⁴⁶Ceraco ceramic coating GmbH, Rote-Kreuz-Str. 8, 85737 Ismaning, Germany (2018).
- ⁴⁷N. Bergeal, J. Lesueur, M. Sirena, G. Faini, M. Aprili, J. P. Contour, and B. Leridon, *J. Appl. Phys.* **102**, 83903 (2007).
- ⁴⁸M. Malnou, C. Feuillet-Palma, C. Ulysse, G. Faini, P. Febvre, M. Sirena, L. Olanier, J. Lesueur, and N. Bergeal, *J. Appl. Phys.* **116**, 74505 (2014).
- ⁴⁹M. Malnou, A. Luo, T. Wolf, Y. Wang, C. Feuillet-Palma, C. Ulysse, G. Faini, P. Febvre, M. Sirena, J. Lesueur, and N. Bergeal, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 233505 (2012).
- ⁵⁰S. Ouanani-Sakhri, *Étude de Réseaux de Jonctions Josephson à Haute Température Critique* (Université Paris-Saclay, 2015).
- ⁵¹S. Ouanani, J. Kermorant, C. Ulysse, M. Malnou, Y. Lemaître, B. Marilhac, C. Feuillet-Palma, N. Bergeal, D. Crété, and J. Lesueur, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 94002 (2016).
- ⁵²D. Crété, A. Sene, A. Labbé, E. Recoba Pawlowski, J. Kermorant, Y. Lemaître, B. Marilhac, E. Parzy, E. Thiaudiere, and C. Ulysse, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 1 (2018).

Evaluation of Josephson Junction Parameter Dispersion Effects in Arrays of HTS SQUIDs

Denis Crété, Amacoumba Sène, Aimé Labbé, Eliana Recoba Pawlowski, Julien Kermorvant, Yves Lemaître, Bruno Marcilhac, Elodie Parzy, Eric Thiaudière, and Christian Ulysse

Abstract— We report on the experimental evaluation of dispersion effects on SQUID arrays made with high temperature superconductor technology. The dispersion of Josephson junction parameters not only results in different operational temperature ranges, but also in a flux-shift of the voltage versus flux response of the SQUID. Another contribution to the phase-shift originates from unbalanced inductances of each branch of the SQUID loop. Measurements show that both contributions can be discriminated. Optimal operation of SQUID arrays is obtained in principle only when these self-induced fluxes are negligible. Degradation of the response is more important when the involved currents are larger, i.e. at lower temperature. We compensated these phase-shifts for an array of a few SQUIDs connected in series by direct current injection in one of the branches of each SQUID, thereby recovering the characteristic “antipeak” response. This demonstrates that in the lower temperature range of SQUID operation, phase-shifts are mainly responsible for the degradation of the SQUID array response.

Index Terms — Critical current, dispersion, high-temperature superconductors, Josephson junctions, self-induced flux, SQUID arrays, yttrium barium copper oxide

I. INTRODUCTION

SQUID arrays are attractive for their performance combining simultaneously large dynamic range and very large bandwidth compared to detectors based on a single Superconducting Quantum Interference Device (SQUID) [1]-[4]. Ideally, the frequency range should be limited by the frequency range of the SQUIDs and size effects for very large arrays. The dynamic range should scale as the square root of the number of Josephson junctions (JJ) in the array [2],[5]. However, for high temperature superconductor (HTS) technologies, deviation from this scaling law is

This paragraph of the first footnote will contain the date on which you submitted your paper for review.

This work was supported in part by “Agence Nationale de la Recherche” under PRCE contract “SuperQIF” ANR 15-CE19-0015-01. E. Recoba Pawlowski thanks A.N.R.T. for CIFRE contract.”

Amacoumba Sène was with Unité Mixte de Physique, CNRS/THALES, Univ. Paris-Sud, Univ. Paris-Saclay, France

D. Crété, E. Recoba Pawlowski, Y. Lemaître, and B. Marcilhac are with Unité Mixte de Physique, CNRS/THALES, Univ. Paris-Sud, Univ. Paris-Saclay, France (e-mail: denis.crete@thalesgroup.com)

Aimé Labbé, E. Parzy, and E. Thiaudière are with RMSB UMR 5536, CNRS/Bordeaux-2, France (e-mail: thiaudiere@rmsb.u-bordeaux2.fr).

Julien Kermorvant is with THALES Com. and Security, Gennevilliers, France (e-mail: julien.kermorvant@thalesgroup.com).

Christian Ulysse is with Labo. Photonique & Nanostructures, CNRS, Marcoussis, France. (e-mail: christian.ulysse@c2n.upsaclay.fr).

observed [6], [7]. This is presumably due to dispersion of SQUID characteristics and in particular to Josephson junction parameter dispersion. Dispersion affects the SQUID-to-SQUID reproducibility. In particular, optimal points of operation in bias current and temperature are distributed, preventing simultaneous optimal operation of all the SQUIDs in an array. It also affects the symmetry within the SQUID, creating a bias-induced flux threading the SQUID loop and shifting the periodic response to an externally applied magnetic field. This flux offset is detrimental for SQUID arrays and in particular for arrays of SQUIDs connected in series (SSA) [8]. This effect is largest at lower temperature when the bias currents and the critical current difference are largest. It also affects non-periodic SSA originally proposed by Carelli *et al.* [9] for application in absolute magnetometry and by Oppenländer *et al.* for RF applications [10].

Two kinds of asymmetry may occur. Layout asymmetry is due to the geometry of the loop branches and bias lines, resulting in an inductance asymmetry ΔL . It essentially arises from the layout, and to a lesser extent from fabrication imperfections. Josephson asymmetry is due to a difference ΔI_c in the critical currents of the JJ. It generally arises from fabrication imperfections, although it may also come from the design of the JJ. The flux $\Delta\phi$ induced by asymmetry in a SQUID with loop inductance L is [11]:

$$\Delta\phi = \Delta LI_p/2 + \text{sign}(I_p)L\Delta I_c \quad (1)$$

A layout asymmetry induces an evolution of the flux-shift with bias current I_p . For a Josephson asymmetry, the induced flux-shift depends on I_p through its sign only. The temperature effect is twofold: on inductance and on the difference of the critical currents. In this paper, we investigate on the importance of each flux contribution to $\Delta\phi$. We first present the experimental conditions used to measure the devices. Then we present results obtained on some of the 5 measured SQUIDs to compare their behavior with bias current I_p and temperature T . Also, the effect on voltage modulation amplitude for an individual SQUID is discussed. Finally, we have characterized a SSA, with optimal operation points for individual SQUIDs ranging from 52 to 61 K. We could compensate individually the bias-induced flux in 5 SQUIDs and the observation of an antipeak is reported at 54 K.

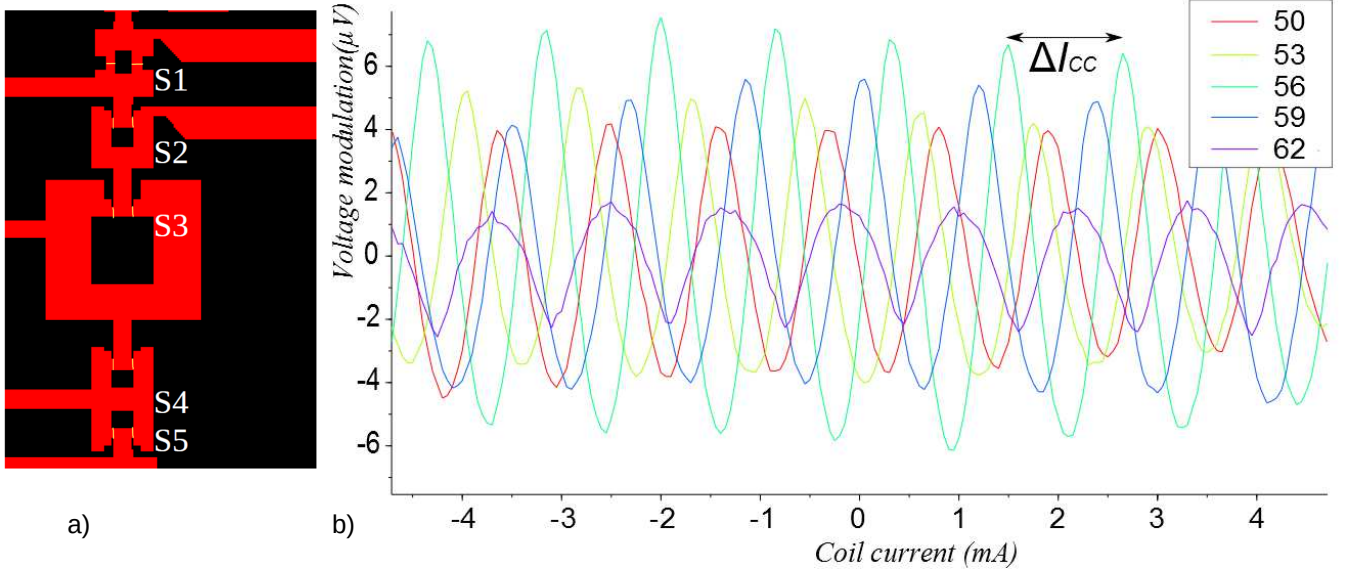


Fig. 1. a) Layout of the 5 SQUIDs; JJs are represented by the yellow lines; b) voltage modulation of SQUID S1 for $50 < T < 62$ K (by steps of 3 K using a rainbow color scale with $T=50$ K for red and $T=62$ K for violet). The difference in self-induced flux at $T=62$ K and $T=50$ K almost reaches one flux quantum Φ_0 . For easier comparison, each curve has been shifted by subtraction of its average voltage.

II. EXPERIMENTAL CONDITIONS

We used an ion damage barrier technology for HTS [12] to fabricate SQUIDs and SSAs. The superconducting film is a 150 nm-thick $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) film, where $x < 7$. The junction barriers are made by oxygen ion irradiation with 110 keV energy through a 40 nm-wide slit. The junction length is 2 μm . The temperature dependence of the JJ made with this technology is well characterized. The critical current I_c is quadratic [13] and vanishes when $T=T_j$ with values of T_j in the range 62–66 K. The chips contain SQUIDs with individual access lines. Our experimental set-up allows characterization of up to 40 SQUIDs during the same run. The HTS chip is placed in the vacuum chamber of an inverted cryostat from Oxford Instruments, dipped in the liquid helium bath of a tank. The connection lines have low-pass filters at low temperature to eliminate noise. Temperature is controlled using a heater made with a heavily twisted manganin wire to avoid the creation of a parasitic magnetic field in the vicinity of the chip. All the measurements are done under the Earth's magnetic field, as there is no magnetic field screening. A pair of coils with equivalent diameters of about 3 cm is located in the vacuum chamber. Feeding it with a current I_{cc} generates a magnetic field with reasonable uniformity on the scale of the devices (about 0.45 mm).

III. MEASUREMENTS

In order to evaluate the importance of both flux contributions appearing in (1), we have measured 5 individual SQUID responses to an applied magnetic field under various temperature and bias current conditions. The SQUIDs design represented in Fig. 1 a) is essentially symmetric. In Table 1, X_o and Y_o (resp. X_i and Y_i) are the outer (resp. inner) dimensions of the SQUID loops. Inductances are evaluated

using InductEx [14] and thus include kinetic inductance. As the magnetic field generated by the pair of coil was not properly calibrated, we evaluated the SQUID effective area A_{eff} from its geometry. The arithmetic average is calculated by multiplying the averages of inner and outer dimensions of the loop. The geometric average, as suggested by Ketchen [15], is the square root of the product of the 4 dimensions given in Table 1, with a small correction to account for the narrowing at the JJ location. The exact value lies between the geometrical and arithmetical averages of the inner and outer surface of the loop, probably closer to the geometrical average.

TABLE 1: DIMENSIONS OF THE 5 SQUIDS DEPICTED IN FIG. 1A

	Dimensions (μm)				SQUID effective surface (μm^2)		L (pH)
	X_o	Y_o	X_i	Y_i	<Geom.>	<Arith.>	
S1	15	16	5	6	77	102	9.12
S2	16	14	6	5	80	103	8.37
S3	40	30	17	17	580	663	28.9
S4	16	14	6	5	80	103	8.14
S5	16	14	6	5	80	103	8.14

The response curves of SQUID S1 at different temperatures are shown in Fig. 1 b). These were obtained by adjusting the bias current for the largest modulation of the SQUID voltage V . The phase shift $\Delta\phi(T)$ is measured by fitting the full $V(I_{cc})$ curve to the function $V_0 - V_1 \cdot \cos(2\pi S_{eq} \cdot I_{cc} + \Delta\phi)$. Here V_0 and V_1 represent the DC and fundamental component amplitudes of the response $V(I_{cc})$ respectively, and S_{eq} the reciprocal of the modulation period ΔI_{cc} represented in Fig. 1 b). The latter can be defined as M_{SQ}/Φ_0 , where M_{SQ} is the mutual inductance between the pair of coils and the SQUID. The coils are much larger than the area enclosing the SQUIDs, thus S_{eq} is

proportional to the effective area of the SQUID A_{eff} and depends on the geometry of the coils. Fig. 1 b) shows that the phase-shifts can be larger than π , i.e. the self-induced flux $\Delta\phi = \Phi_0 \cdot \Delta\phi / 2\pi$ exceeds one half flux quantum $\Phi_0/2$ (with $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb).

These five SQUIDS were measured between 50 and 62 K. In Fig. 1 a), horizontal access lines are used for voltage measurement. Bias current I_p flows along the vertical axis, ranging from $I_C(T)$ to $2I_C(T)$. This range generally encompasses the optimal point of operation of the SQUIDS. The phase-shifts $\Delta\phi$ were measured on each of the SQUIDS. Only results for SQUID S5 are reported in Fig. 2. The points almost lie on only 2 well-defined curves, with “+” and “×” symbols used for positive and negative bias currents I_p , respectively. For all the SQUIDS tested, the phase shift strongly depends on temperature and on the sign of the bias current. In other words, the 2^{nd} term in (1) dominates $\Delta\phi$. Only in the lower temperature range, the phase-shift dependence on bias current I_p is noticeable. This demonstrates that associating a symmetrical design with proper bias current distribution makes the impact of the layout asymmetry acceptably small. Note that the two curves are symmetric with respect to $\Delta\phi = \pi$. This just comes from 2π shifts of one or both curves for a more compact presentation of the data. For some of the SQUIDS (at least for S1 and S5), we claim that the curves obtained for positive bias currents are absolute phase-shifts, i.e. no additional 2π shift is expected. For these SQUIDS, the effect of dispersion on the phase-shift is larger for lower temperatures, essentially because the difference in critical currents ΔI_C is larger. This is also expected for any SQUID for which ΔI_C is larger at lower temperature.

We estimated the expected phase-shift values originating from Josephson asymmetry. SQUID loop inductances were calculated (with InductEx, see Table 1) to evaluate the impact

of different critical currents for each SQUID: $\partial\Delta\phi/\partial\Delta I_C = 2\pi L/\Phi_0 \sim 25$ rd/mA (S1, S2, S4 and S5); and ~ 90 rd/mA (S3).

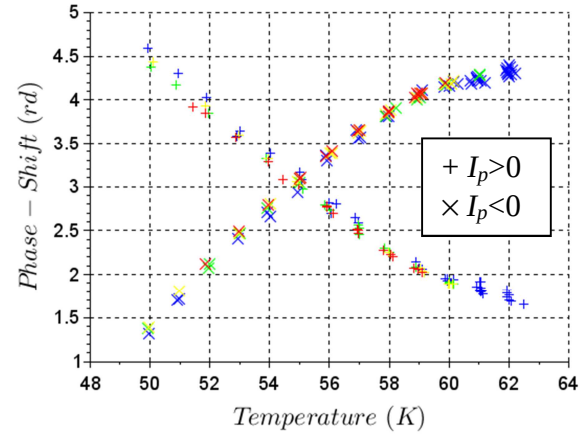


Fig. 2. Evolution of $\Delta\phi$ for SQUID S5 vs. T for $\sim 2 \times 11$ bias currents I_p spanning from $I_C(T)$ to $2I_C(T)$ and their opposite values. Colors follow a rainbow color scale; red symbols are associated with largest voltage modulation depths; blue symbols with weak voltage modulation depths.

A phase-shift variation of a few radians over the temperature range is observed. This corresponds to an asymmetry ΔI_C varying between 100 and 300 μA , when the typical value of the critical currents vary from 200 μA to 1 mA. This is in fair agreement with usual critical current dispersion values (in the 12 to 20% range at temperatures much below T_j , i.e. for I_C larger than 1 mA).

With a loop inductance more than 3 times larger than the other SQUIDS, S3 is 3 to 4 times more sensitive to I_C dispersion. This phase-shift effect limits the use of large SQUIDS or limits their use in SSAs for operation in a narrower temperature range (where critical currents are small).

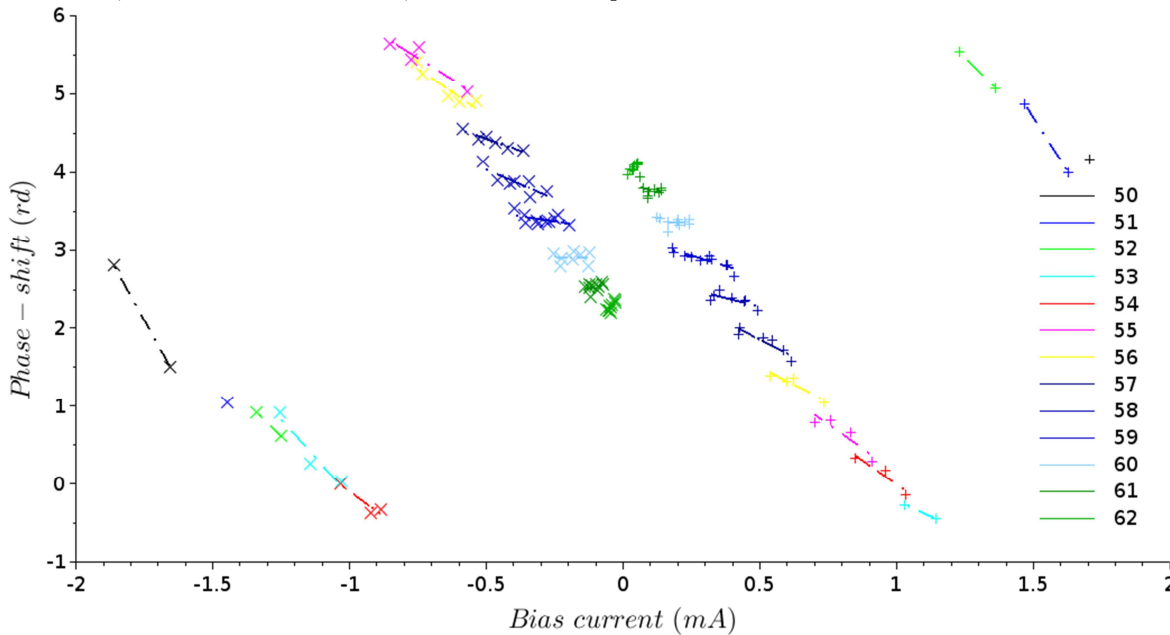


Fig. 3. Extracted values of phase-shifts $\Delta\phi$ for SQUID S1 at different temperatures versus bias current I_p . Symbol colors are associated to temperatures indicated in the legend; + symbols are used for positive bias currents, × symbols for negative bias currents. The dash-dotted lines represent least square fits of $\Delta\phi(I_p)$.

Fig. 3 shows the phase shift dependence on the bias current for SQUID S1 at different temperatures with the associated linear regressions (dashed lines). We observe that the slope of these dashed lines, which is proportional to the geometrical asymmetry ΔL , varies with temperature and vanishes around 60 K. At 59 K, we observe that the fits for positive and negative bias currents are lying on the same straight line. This indicates that the critical current asymmetry is very small. The temperature dependence of the slope for each SQUID is summarized in Fig. 4.

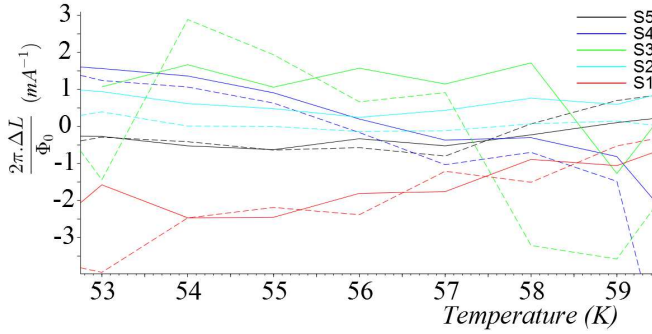


Fig. 4. Evolution of the geometrical asymmetry with temperature for all 5 SQUIDs.

Here, curves are guides to the eye, with plain lines for positive bias currents and dashed lines for negative bias currents. For each SQUID the effect is comparable for positive and negative bias. Also, the general trend is a reduced effect at higher temperatures. The effect is largest for the largest SQUID (S3) and for SQUID S1. It should be noted that S1 is the closest from the (5-SQUID SSA) top bias line breaking the axial geometry (not shown in Fig. 1). As seen in Fig. 4, the derivative $\partial\Delta\phi/\partial I_p$ is less than 3 rd/mA, i.e. much less than typical values for $\partial\Delta\phi/\partial I_C$ (at least 25 rd/mA).

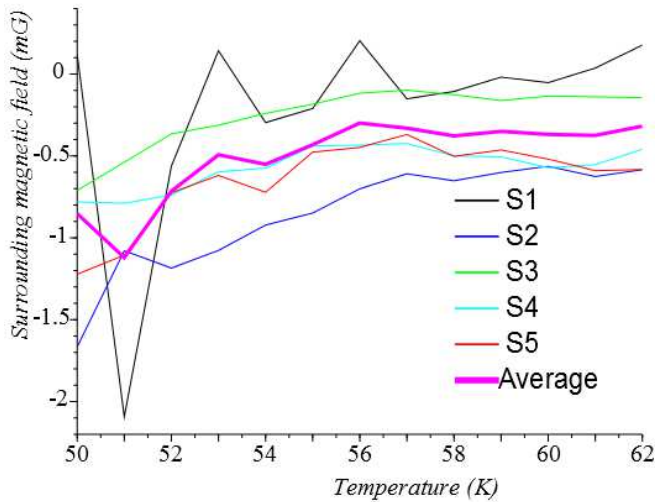


Fig. 5. Evaluation of the external magnetic induction contribution versus temperature in the measurement of $\Delta\phi(T)$.

As we characterized the SQUID in an unshielded environment, we evaluated a possible contribution of the surrounding B-field on the extracted phase shifts $\Delta\phi$. The

phase shift of the SQUID response results from "an applied offset flux" and a "self-induced flux". Taking the average $\langle\Delta\phi\rangle = (\Delta\phi(I_p) + \Delta\phi(-I_p))/2$ eliminates the contributions from the self-induced flux and measures the "applied offset flux" due to the surrounding magnetic field. For each SQUID, and at each temperature, we have calculated $\langle\Delta\phi\rangle$, and divided by the effective area of the corresponding SQUID to define B_{shift} as:

$$B_{shift} = \langle\Delta\phi\rangle \cdot \Phi_0 / 2\pi A_{eff} \quad (2)$$

We obtained the results presented in Fig. 5, where the thinner lines are each for one SQUID and the thicker line is the average. Except for a plausible experimental problem with SQUID S1 around 51 K, the variation of B_{shift} with temperature are comparable for all the SQUIDs. The average variation is ascribed to the variation of the external magnetic induction with temperature. This external magnetic induction can be compensated for if it is uniform on the array of SQUIDs. However, experimental results indicate that the extracted values for each SQUID are fluctuating by ± 3 mG (i.e. by $\pm 1/8^{\text{th}}$ of a period for the largest SQUID). In any case, the contribution of the surrounding magnetic induction is small compared to the contribution of the bias current and SQUID asymmetry.

IV. EFFECT OF SQUID ASYMMETRY ON AMPLITUDE

SQUID asymmetry also impacts the SQUID response amplitude. An approximate analytic expression can be established when the asymmetry is only due to the JJ critical current dispersion:

$$\Delta V = \frac{R_n \sqrt{I_{C1} I_{C2}}}{1 + L(I_{C1} + I_{C2})/\Phi_0} \quad (3)$$

which reduces to the usual expression when the JJ are identical ($I_{C1} = I_{C2} = I_C$) and have each a normal resistance R_n [11]:

$$\Delta V = \frac{R_n I_C}{1 + 2LI_C/\Phi_0} \quad (4)$$

This shows that the SQUID asymmetry also degrades the SQUID response amplitude. In Fig. 6, the combined impact of SQUID inductance and JJ asymmetry is compared to the impact of SQUID inductance only, using experimental data. The maximum voltage modulation amplitude of a single SQUID was measured at different temperatures. Assuming a symmetrical SQUID, its inductance L_{tot} is extracted using (4) [17]. The inductance variation is supposed to originate from the kinetic inductance change, because of the London penetration depth variation with temperature:

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^2}} \quad (5)$$

As seen in Fig. 6, assuming symmetrical SQUID leads to unsatisfactory values of the fitting parameters as the critical temperature T_c was independently determined to be 88 K.

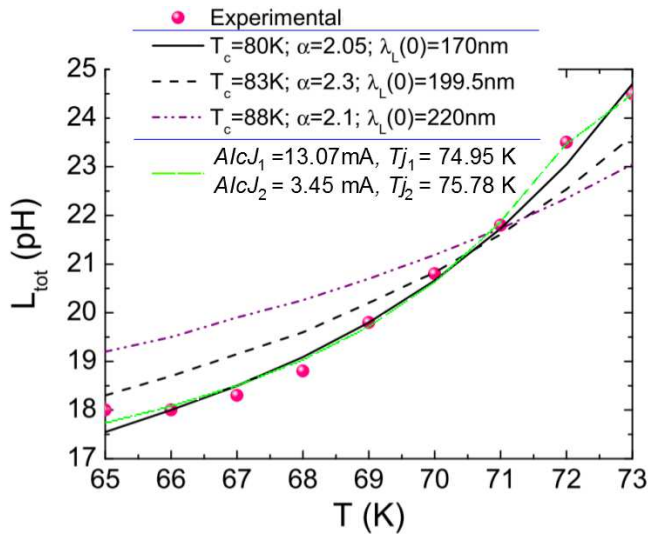


Fig. 6. Extracted values of inductance L_{tot} (assuming symmetrical SQUID) plotted with bullets. The solid black and two dashed lines are tentative fits to the theoretical values with parameters describing the evolution of $\lambda_L(T)$ [17]. The dashed green line is a fit obtained when the SQUID asymmetry is taken into account (see text).

We evaluated the London penetration depth using parameters taken either from the literature ($\lambda_L(0)=140$ nm and $\alpha=2$), or from experimental data ($T_c=88$ K) and fed it to InductEx [14] to obtain the SQUID inductance vs. T . With (3) we obtain the expected voltage modulation amplitude when some asymmetry is allowed in the critical currents, assuming a variation with temperature given by $I_{Cx} = A/cJ_x(1-T/T_{jx})^2$ [13], where x is the index of the JJ. Because the experimental amplitude modulation was not available for direct comparison, the results of (3) were converted using (4) in terms of “inductance assuming symmetrical SQUID” (L_{tot}) and plotted in Fig. 6 (green curve). An excellent agreement is obtained for the case with asymmetry with plausible parameters for the ion-damaged barrier technology used for this SQUID. This method can probably be improved by using K. Enpuku’s formula [16], which accounts for noise rounding effects, and by using a bias-current dependence of the normal resistance to model the behavior of ion-damaged barrier JJs [18]. Using $\alpha=4$ does not change the conclusions of this discussion.

V. EFFECT OF ASYMMETRY ON SSAS

To further demonstrate the impact of the self-induced phase-shift on SQUID array performance, we have used a small SSA with $\Delta\Phi$ compensation capability by direct injection, as shown in Fig. 7. For each SQUID, a pair of wires can be used for individual flux compensation by direct current injection.

We have first characterized the magnetic field response of the individual SQUIDS; optimal operation points range from 52 to 61 K. Then we evaluated the periodic response of each SQUID versus flux direct injection and compared the reciprocal of the period with simulation: current distributions created by direct injection were simulated using InductEx. The resulting magnetic induction was calculated and is shown in

the inset of Fig. 7 for SQUID S16. Finally, the fluxes injected in the SQUID loops were evaluated, and converted in terms of S_{eq} . Fig. 8 shows that an excellent agreement is obtained for most of the SQUIDS.

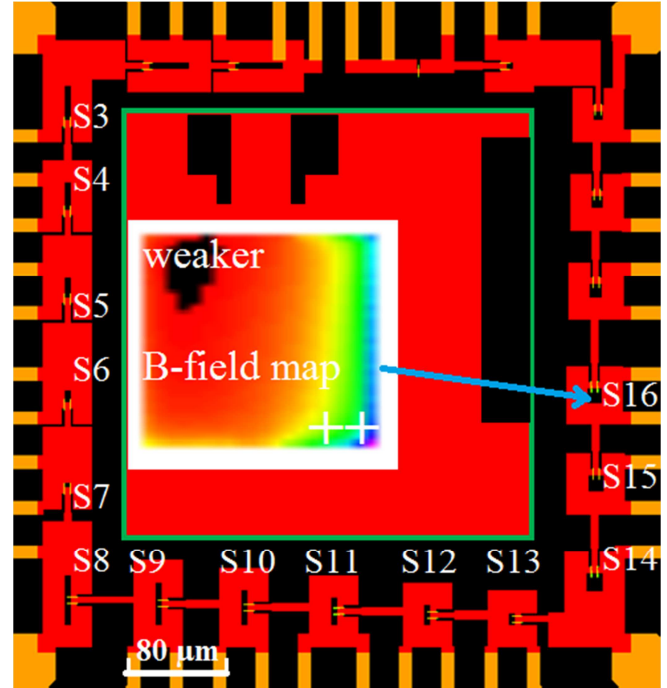


Fig. 7. Layout of the 14 SQUID SSA. The red color corresponds to superconducting film; access lines for flux compensation are made with HTS covered by gold and appear at the edge of the figure in orange. The inset in the green frame is a blow-up of S16 (not to scale) and a map of the magnetic field in the hole of S16 obtained by modelling direct injection (rainbow color scale, black/red is weaker, blue/violet is stronger magnetic field).

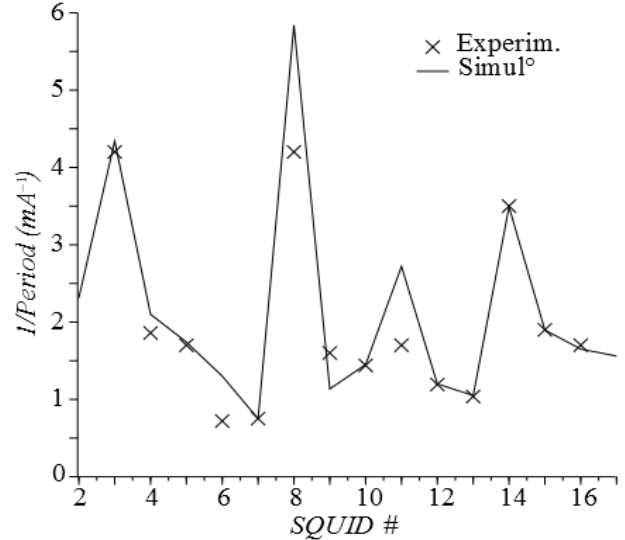


Fig. 8. Comparison of experimental values of Seq («x») and simulation using InductEx (line) for 14 SQUIDS (S3 to S16).

Fig. 9 shows the voltage modulation of SSA S03-S16 with a current for flux injection in S14. We observe a rapid oscillation and a much slower oscillation. The rapid oscillation has an amplitude ~ 0.3 μ V and $S_{eq} \sim 3700$ A^{-1} . Both data are consistent with the behavior of S14 at 54 K and $I_p=240$ μ A.

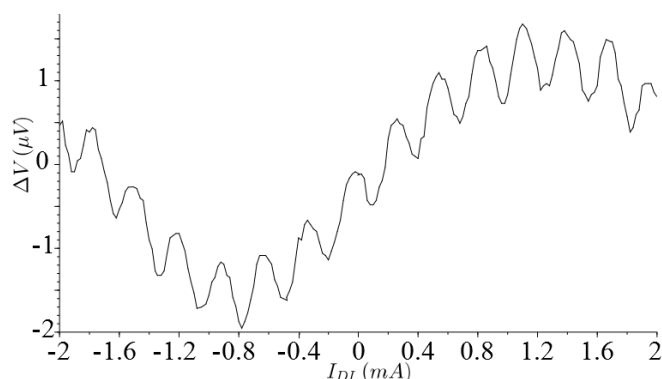


Fig. 9. Voltage modulation of the SQUID array when flux is coupled by current direct injection in SQUID S14.

The slow oscillation has an amplitude $\sim 1.6 \mu\text{V}$ and $S_{eq} \sim 250 \text{ A}^{-1}$. This value of S_{eq} was not previously measured on any SQUID when the flux injection current is fed to the same SQUID; the oscillation is due to a neighboring SQUID whose flux is changed by the current running in the wires attached to S14. The amplitude is a signature of S15. Moreover, under these temperature and bias current conditions, S13 is not expected to respond. The other SQUIDs are even less coupled to this flux injection current, and their response would only be observable for much stronger flux injection current.

We choose to operate at 54 K as a trade-off between 2 objectives. First, the phase-shift impacts are larger at lower temperatures. Therefore it is more demonstrative to operate at the lowest temperature. Secondly, we need to stay in the operating range of a few SQUIDs. We have injected flux compensation currents using 14 generators powered with batteries, tuning the currents for 0 phase-shift individual SQUID responses, i.e. the voltage is minimum when the coil current I_{CC} equals 0. This step requires iterative tuning because of the cross-coupling evidenced by Fig. 9. Finally, the voltage variation across the whole array versus the coil current I_{CC} is measured. The result, displayed in Fig. 10, is nearly symmetric and centered around 0 coil current. The central oscillation is significantly larger than the other oscillations, and resembles the characteristic antipeak of a SQUID array with distributed effective areas [2].

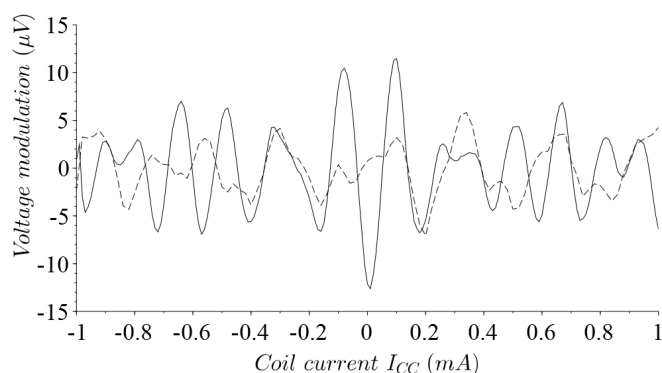


Fig. 10. Response of the 14 SQUID array versus coil current at $T=54 \text{ K}$ and $I_p=240 \mu\text{A}$; plain curve, with flux compensation; dashed curve, without it. An antipeak is recovered and centered at $I_{CC}=0$. Note: only ~ 4 SQUIDs are dominating the overall response at such a low temperature.

VI. CONCLUSION

We have characterized the impact of asymmetry in SQUIDs and SSAs. We compared the importance of the effects when originating from layout asymmetry and Josephson junction asymmetry. This was done by evaluating the phases of the magnetic-field responses under various temperature and bias current conditions for different SQUIDs. A symmetric layout is important in SSAs to avoid self-induced magnetic flux in the SQUID loops. This contribution can be sufficiently reduced by careful design. Also, pairing of Josephson junction within one SQUID is important to avoid uncontrolled coupling of magnetic flux originating from bias currents to the SQUID loop. Both causes severely limit operation of SSAs at low temperature.

In addition, the impact of SQUID asymmetry on the voltage modulation decrease was evaluated, leading to an excellent agreement with previous observation.

REFERENCES

- [1] K. Kazami, J. Kawai, G. Uehara, and H. Kado, "A 35-series superconducting quantum interference device array for high-dynamic-range magnetic measurements," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 4322-4326, 1996.
- [2] J. Oppenländer, Ch. Häussler, and N. Schopohl, "Non- Φ_0 -periodic macroscopic quantum interference in one-dimensional parallel Josephson junction arrays with unconventional grating structure", *Phys. Rev. B*, vol. 63, 024511, 2000.
- [3] M.E. Huber, P.A. Neil, R.G. Benson, D.A. Burns, A.M. Corey, C.S. Flynn, Y. Kitaygorodskaya, O. Massihzadeh, J.M. Martinis, and G.C. Hilton, "DC SQUID Series Array Amplifiers with 120 MHz Bandwidth", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, no.1, p.1251; 2001.
- [4] V.K. Kornev, I.I. Soloviev, N.V. Klenov, and O.A. Mukhanov, "High Linearity SQIF-Like Josephson-Junction Structures", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 19, no. 3, p. 741, 2009.
- [5] J. H. Miller, G. H. Gunaratne, J. Huang, and T. D. Golding, "Enhanced quantum interference effects in parallel Josephson junction arrays", *Appl. Phys. Lett.* 59, 3330 (1991); doi: 10.1063/1.105721
- [6] E.E. Mitchell, K.E. Hannam, J. Lazar, K.E. Leslie, C.J. Lewis, A. Grancea, S.T. Keenan, S.K.H. Lam, and C.P. Foley, "2D SQIF arrays using 20000 YBCO high Rn Josephson junctions", *Supercond. Sci. Technol.* 29 (2016) 06LT01, doi:10.1088/0953-2048/29/6/06LT01
- [7] Susan Berggren, and Anna Leese de Escobar, "Effects of Spread in Critical Currents for Series- and Parallel-Coupled Arrays of SQUIDs and Bi-SQUIDs", *IEEE Trans. Appl. Superc.*, vol. 25, no. 3, 1600304, June 2015.
- [8] J Beyer, and D Drung, "A SQUID series array dc current sensor", *Supercond. Sci. Technol.* 21 (2008) 095012, doi:10.1088/0953-2048/21/9/095012.
- [9] P. Carelli, M.G. Castellano, K. Flacco, R. Leoni, and G. Torrioli, "An absolute magnetometer based on dc Superconducting QUantum Interference Devices". *EPL (Europhysics Lett.)* 39, 569 (1997).
- [10] J. Oppenländer, T. Trauble, C. Häussler, and N. Schopohl, "Superconducting Multiple Loop Quantum Interferometers", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol.11, no. 1, p.1271, 2001.
- [11] Boris Chesca, Reinhold Kleiner, and Dieter Koelle, "SQUID Theory" in *SQUID Handbook vol.1*, J. Clarke & A. Braginski Ed., Weinheim, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. 2004, ch. 2 pp. 67-68.
- [12] N. Bergeal, X. Grison, J. Lesueur, G. Faini, M. Aprili, and J. P. Contour, "High-Quality Planar High-Tc Josephson Junctions", *App. Phys. Lett.* 87, 102502, 2005.
- [13] P.-G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* 36, 225 (1964) and E. Guyon, *Phys. Lett.* 3, pp.168-169, 1963.
- [14] InductEx: <http://www0.sun.ac.za/ix/>
- [15] M.B. Ketchen, "Integrated Thin-Film dc SQUID Sensors", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 23, 2, p.1650, 1987.

- [16] K. Enpuku, G. Tokita, T. Maruo and T. Minotani, “Parameter dependencies of characteristics of a high-Tc dc superconducting quantum interference device”, *J. Appl. Phys.* 78, pp. 3498–3503, 1995.
- [17] S. Ouanani, Ph.D. dissertation, Unité Mixte CNRS/THALES, Univ. Paris-Sud, France, 2015.
- [18] A.S. Katz, S.I. Woods and R.C. Dynes, “Transport properties of high-Tc planar Josephson junctions fabricated by nanolithography and ion implantation”, *J. Appl. Phys.* 87, p. 2978, 2000.