Faculté des sciences d'Orsay

UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11

THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par : Simon Lambert

Sujet :

Modélisation, réalisation et caractérisation d'antennes supraconductrices pour la micro-IRM du cerveau de souris à 4,7 T

Luc Darrasse	Directeur de thèse
Georges Alquié	Rapporteur
Jerôme Lesueur	Rapporteur
Sylvain Miraux	Président du Jury
Jean-Marc Poncet	

Remerciements

Lorsque j'ai fini mon double diplôme « al famuoso politecnico di torino », après 6 ans d'études je n'avais pas l'impression d'avoir beaucoup de recul sur la physique quantique, l'électromagnétisme, la science des matériaux ou d'autre domaines de la physique en général. Cela a vraiment été une déception qui a beaucoup joué dans le choix de faire une thèse. La thèse me paraissait un bon moyen pour prendre le temps de redécouvrir par soi-même quelques fondamentaux de la physique générale tout en approfondissant à l'extrême un domaine spécifique de la physique. Le domaine de l'IRM me permettait d'en approfondir plusieurs et approcher de loin d'autres domaines, tels que la biologie ou la médecine. A la fin, l'idée était de pouvoir dire aux potos et aux personnes les plus proches : « je suis physicien mais je ne sais pas pourquoi ta télé ne marche pas ! En revanche je peux chercher à comprendre pourquoi ton IRM de salon donne de mauvaises images ». C'est donc pour le côté très pragmatique de la thèse que j'ai choisi d'en faire une et je ne regrette absolument pas.

L'accomplissement de ce travail de thèse a été possible grâce aux discussions de grande qualité et très enrichissantes, que j'ai pu avoir avec mon directeur de thèse Luc Darrasse, qui ont pu, parfois, nous faire oublier que le temps avance et que toutes les bonnes choses ont une fin. Je tiens à remercier plus particulièrement Jean-Christophe Ginefri et Marie Poirier-Quinot qui m'ont épaulé au quotidien sur la réalisation de mon projet de thèse. C'est à eux que je dois mon savoir pratique sur la manipulation des antennes supraconductrice et leur caractérisation. Au niveau de la réalisation des antennes RF pour l'IRM, je tiens à souligner le rôle considérable joué par Florian Meise (Université de Mainz) et Matthias Korn (Post-doctorant au laboratoire) qui m'ont permis d'effectuer un virage à 180 ° en m'apportant le sens pratique à l'Allemande.

Ce travail de thèse a été également possible grâce aux discussions fréquentes avec Anne Leroy-Willig, Geneviève Guillot sur la physique de l'IRM. J'ai beaucoup apprécié le travail effectué pendant ces 4 ans au contact de Jean-Pierre Ruaud qui peut réaliser n'importe quel montage mécanique : le fameux NBT ou « Nitrogen Bottle Transporter ». Le savoir immense de Georges Willoquet en électronique et informatique m'a été d'une aide précieuse. Enfin tous les membres de l'atelier de mécanique de l'IEF sans qui on ne pourrait pas avoir de discussion plus longue que « salut ça va ? ».

Je tiens également à remercier toutes les personnes du CIERM qui étaient à cette époque au CHU Kremlin Bicètre mais qui faisait partie de l'IR4M, Xavier Maitre, Mathieu Saracanie, Roberta Santarelli, Kyle Hill, José el cubano, Maia, Marion, Rose Marie, Emeline, Najat.

Enfin comme dans une famille on a besoin de prendre l'air, j'ai énormément apprécié rencontrer les autres habitants de l'IEF comme nos collocs de l'étage 3, Rapha le Rital, François le Comique, Yannick la Cascade, et Houssaine le GaN.

Et comme en France et dans mon esprit ce qui appartient à la vie privée doit rester anonyme, je tiens à remercier toutes les personnes rencontrées pendant cette thèse qui resteront des amis par la suite et qui se reconnaitront, ainsi que toutes les personnes qui m'ont touché tout au long de ma vie, depuis ses débuts et que je n'oublierai jamais (…Alzheimer) !!!

Je retiens finalement de ces 4 années une phrase de Woody Allen :

« Je n'ai que des questions à vos réponses. »

SOMMAIRE :

Introduction Générale 11

Chapitre 1 La microscopie par résonance magnétique nucléaire : apport spécifique d'antennes miniatures refroidies supraconductrices 15

I. Sensibilité et instrumentation de l'Imagerie par Résonance Magnétique 15
A. Détection du signal en IRM 15
1. Origine et spécificités du signal RMN 15
2. Détection Faraday et principe de réciprocité 17
B. Localisation du signal et formation de l'image 21
C. Le bruit en IRM 24
1. Formulation générale du bruit thermique: des fluctuations à la dissipation 24
2. Les sources de bruit thermique 25
D. Rapport Signal sur Bruit en IRM 28
E. Technologie des antennes radiofréquences pour l'IRM 29
1. Caractéristiques des antennes radiofréquences pour l'IRM 29
2. Caractérisation expérimentale sur banc des antennes IRM 32
3. Connexion de l'antenne à la chaîne 35
4. Différents types d'antennes pour l'IRM 41
II. Emergences des antennes supraconductrices miniatures 47
A. Antennes miniatures et lois d'échelles 48
B. Domaines de prédominance de bruit 50
C. Antennes en matériaux supraconducteurs 52
D. Gain en RSB apporté en IRM par les antennes supraconductrices 54

Chapitre 2 Modélisation électromagnétique d'antennes de surface miniatures radiofréquences en champ proche 59

I. Introduction 59
II. Modélisation analytique et numériques 61
A. Modélisation analytique des MTLR 61
B. Modélisation numérique des MTLR 64
1. Généralité sur les outils de modélisation numérique 64
2. Modélisation des antennes MTLR avec CST-Microwave Studio 66
3. Comparaison avec une méthode en éléments finis (FEM) 79
III. Caractérisation expérimentale 81
A. Antennes radiofréquences 81

B. Influence de l'environnement 83
1. Influence de l'environnement diélectrique lié à l'instrumentation 83
2. Influence de l'environnement diélectrique lié à l'imagerie 86
C. Mesures radiofréquences 87
IV. Résultats et discussion des simulations 87
A. Distribution des courants de surface, confinement du champ électrique et carte de champ magnétique 87
B. Ajustement de la fréquence de résonance du MTLR dans son environnement 89
1. MTLR isolé dans l'air 89
2. Effet de l'environnement 92
C. Estimation des pertes du MTLR 95
1. Facteur de qualité 95
2. Profil de sensibilité selon l'axe du MTLR 98
V. Conclusion 102

Chapitre 3 Etude des effets combinés du champ statique et de la température sur les performances d'une antenne radiofréquence supraconductrice utilisée en IRM 107

I. Introduction 107
II. Matériel et méthode 109
A. Antenne HTC et cryostat préexistant 109
B. Contrôle de la pression 111
C. Extraction de la température de l'antenne HTC 111
D. Mise en place du système dans le champ et méthode de caractérisation 113
E. Quantification de la sensibilité RF et des effets de désaccord. 114
III. Résultats 115
A. Caractéristiques radiofréquences de l'antenne 115
B. Effet de B_0 à température ambiante 115
C. Compensation des effets de B_0 avec la décroissance de température 116
D. Sensibilité RF et effets de désaccord 118
IV. Discussion et conclusion 120
A. Effet du champ et de la température sur le Q de l'antenne 120
B. Effet du champ et de la température sur l'accord de l'antenne 122
C. Amélioration du RSB en IRM 125

Chapitre 4 Mise en œuvre d'une antenne de surface miniature à 4.7 T pour la microimagerie du cerveau de souris 129

I. Etude théorique du gain en RSB 129
A. Dimensionnement de l'antenne 129
B. Estimation du gain en RSB à partir des facteurs de qualités effectifs 131
C. Prise en compte du bruit de la chaîne de réception 132
II. Matériel et Méthode 137
A. Dispositif cryogénique 137
B. Equipement d'imagerie utilisé 139
1. Imageur 4,7 T 139
2. Antennes radiofréquences 141
C. Protocole d'imagerie 146
1. Echantillons 146
2. Séquences d'imagerie 147
3. Mesures du RSB en imagerie 148
III. Résultats et discussion 150
A. Imagerie sur fantôme 150
B. Validation sur fantôme du gain en RSB 152
C. Imagerie *in vivo* 153
IV. Conclusion 155

Conclusion Générale 159

ANNEXES 163

ANNEXE 1 : Facteur de bruit d'une chaîne de réception modélisée par des quadripôles en cascade 163
ANNEXE 2 : Mesure du facteur de bruit d'un quadripôle 164
ANNEXE 3 : Vision d'ensemble des méthodes numériques les plus répandues 165
ANNEXE 4 : MTLR en configuration Helmholtz 165
ANNEXE 5 : Combinaison d'un modèle électrique et numérique pour l'optimisation d'un réseau d'antennes 167
ANNEXE 6 : Cryostat à flux d'hélium gazeux pour des antennes supraconductrices utilisées en IRM 170

Publications 175

- Article de revue 175
- Brevet 175
- Articles de conferences 175

Références 177

Introduction Générale

L'imagerie par résonance magnétique (IRM), qui permet de cartographier de manière non invasive l'aimantation issue des noyaux d'hydrogène dans un échantillon biologique [1] est utilisée quotidiennement pour le diagnostic en clinique depuis plus de 20 ans. Aujourd'hui, elle devient également un outil incontournable pour l'étude et le suivi de modèles de pathologies humaines induites chez le petit animal [2-5]. Le développement d'outils d'imagerie du petit animal *in vivo* est extrêmement important en recherche biomédicale pour valider des hypothèses biologiques, pour contrôler dans le temps l'évolution des pathologies et l'efficacité des moyens thérapeutiques. L'IRM est un outil de prédilection pour l'étude du système nerveux central, et plus particulièrement dans le domaine des maladies neuro-dégénératives (sclérose en plaques, Alzheimer, …) [3]. Cet outil a permis de dresser des atlas de l'anatomie du cerveau en 3D qui sont difficiles à obtenir par des méthodes histologiques. Elle est ainsi utilisée de façon intensive aussi bien pour le phénotypage de modèles génétiques que pour des études pharmacologiques.

L'imagerie du petit animal impose des résolutions spatiales poussées, de l'ordre de la centaine de microns dans au moins une direction de l'espace (contre 1 mm chez l'Homme), compte tenu de la très petite taille des structures étudiées. La faible dimension des éléments de volume qui constituent les points de l'image pose un problème de sensibilité lorsque le signal détecté devient comparable au bruit thermique issu de l'échantillon ou du capteur magnétique radiofréquence, ou « antenne », qui sert à la détection.

En IRM, différentes méthodes existent pour augmenter le rapport signal sur bruit (RSB) d'une image. Une première solution consiste à moyenner le signal au cours du temps. Cette solution est largement utilisée en imagerie *in-vitro* car le temps d'examen n'est pas limité, et l'échantillon peut être parfaitement immobilisé. Dans le cas de l'imagerie *in vivo,* cette possibilité est limitée par des contraintes de temps d'examen et d'artefacts de mouvement. L'approche la plus répandue consiste alors à accroître l'intensité du champ magnétique statique (B_0) pour augmenter l'aimantation et donc le signal. Dans ce cas, l'amélioration du RSB est approximativement proportionnelle à l'intensité de B_0 et est limitée par l'intensité maximale de B_0 accessible à ce jour qui est d'environ 21 T. Cette approche conduit à un coût élevé et une accessibilité réduite. Par ailleurs les mécanismes de relaxation qui déterminent le contraste de l'image présentent une dépendance complexe en fonction de B_0. Le gain en RSB obtenu par augmentation de l'aimantation peut se faire au dépend d'un contraste optimum de l'image vis-à-vis de

l'information recherchée. Une alternative consiste à augmenter la sensibilité de détection de l'antenne utilisée pour capter le signal. Pour cela la taille de l'antenne peut être réduite, ce qui permet d'augmenter son couplage avec une région particulière de l'échantillon à proximité de l'antenne. Le signal reçu de cette région se trouve ainsi renforcé. Dans le même temps, le bruit issu du reste de l'échantillon est fortement atténué du fait du filtrage spatial réalisé par l'antenne. Les approches modernes d'IRM sont ainsi basées sur la mise en œuvre de réseaux d'antennes de petites dimensions, dont les signaux sont combinés de manière à couvrir l'ensemble de la région anatomique étudiée tout en garantissant une sensibilité de réception élevée. Les imageurs cliniques fonctionnent aujourd'hui systématiquement avec des ensembles de réception de 16 à 32 canaux.

En IRM du petit animal, les techniques de réseau d'antennes sont encore peu utilisées car elles posent des problèmes de miniaturisation des éléments. En effet lorsque la taille de l'antenne est réduite, le bruit issu de l'échantillon tend à diminuer plus rapidement que le bruit propre au conducteur de l'antenne. Il est alors intéressant de faire appel à des moyens cryogéniques pour abaisser le bruit de l'antenne. L'équipe de Styles [6] a été la première à refroidir l'antenne pour améliorer la sensibilité de réception. Depuis, les antennes en cuivre refroidies à des températures de l'ordre de 20 K se sont développées commercialement et sont aujourd'hui couramment utilisées en spectroscopie RMN haute résolution. Elles permettent de multiplier le RSB par environ un facteur 4 par rapport à une utilisation à température ambiante. Peu avant le début de ce travail de thèse, la société Bruker Biospin, société leader sur le marché dans le domaine de l'instrumentation IRM pour le petit animal a lancé la commercialisation d'une antenne en cuivre refroidie pour des applications en IRM 9,4 T. De son côté l'équipe « instrumentation » de l'IR4M développe depuis une dizaine d'année une technologie pionnière d'antennes de surface miniatures réalisées en matériau supraconducteur à haute température critique (HTC) pour l'IRM haute résolution chez l'homme et le petit animal à 1,5 T. L'utilisation d'une antenne de très petite dimension (12 mm de diamètre) a ainsi permis l'obtention d'une augmentation de RSB spectaculaire sur le cerveau de souris. L'objectif du projet dans lequel s'inscrit cette thèse est la mise en œuvre d'un réseau d'antennes supraconductrices HTC pour de l'imagerie *in vivo* du cerveau de souris à 4,7 T, dans le cadre d'un contrat de collaboration CIFRE entre le laboratoire IR4M et la société Bruker Biospin (Ettlingen, Allemagne). Cet objectif représente un nouvel enjeu, qui nécessite de pousser la miniaturisation de l'antenne et de maitriser le comportement des dispositifs supraconducteurs radiofréquences dans l'environnement magnétique de l'IRM.

La supraconductivité a été découverte par le physicien Heike Kamerlingh Onnes en 1911 qui a observé une chute brutale, suivie d'une annulation de la résistivité du mercure en dessous de la température de l'hélium liquide (4.2 K). La température de transition de l'état normal à l'état supraconducteur est appelée température critique de transition (T_c). Les applications pratiques des supraconducteurs n'ont pas été immédiates à cause de leur température de transition très basse. Les recherches se sont tout de suite orientées vers une augmentation de cette température. Cependant, jusqu'à la découverte des céramiques supraconductrices ou cuprates d'oxydes, en 1986, par Berdnoz et Muller [7], la plus haute valeur de T_c était seulement de 23.4 K. C'est donc la découverte de ces céramiques supraconductrices qui a véritablement lancé la course à la plus haute température critique et dont le développement a été extrêmement rapide [8]. Par rapport aux antennes en cuivre refroidi à basse température cette découverte a constitué une ouverture considérable pour permettre des applications *in vivo*, du fait de la réduction des contraintes cryogéniques associées.

La mise en œuvre d'antennes de surface miniatures supraconductrices pour l'IRM pose encore de nombreux problèmes qui limitent leur diffusion à grande échelle. Premièrement, c'est l'utilisation d'antennes monolithiques auto-résonantes qui a permis de concevoir des antennes miniatures avec des performances électriques excellentes. Une réduction supplémentaire des dimensions nécessite le développement d'outils de simulation spécifiques. Un modèle analytique approché ne permet pas de prendre en compte tous les paramètres qui influencent les propriétés électriques de l'antenne. Deuxièmement, les excellentes propriétés de conduction des matériaux supraconducteurs HTC sont dégradées en présence du champ magnétique statique de l'IRM, ce qui rend leur utilisation à haut champ très complexe. De plus, ces propriétés sont mal connues dans le domaine des radiofréquences impliqué en RMN (<1 GHz). Enfin la mise en œuvre de telles antennes dans le système d'imagerie doit se faire en tenant compte des autres sources de bruit présentes, ce qui nécessite des développements particulièrement méticuleux.

Le présent manuscrit de thèse est constitué de quatre chapitres.

Le premier chapitre présente le principe de l'IRM en insistant sur le principe de la détection du signal RMN. Après avoir défini le bruit en IRM, nous donnerons une formulation théorique du rapport signal sur bruit. Cette formulation fera apparaître les paramètres qui influencent le RSB d'une image acquise en IRM. Ensuite, nous présenterons les principales antennes radiofréquences utilisées en IRM et leurs caractéristiques radiofréquences. Enfin, nous développerons les arguments qui justifient l'utilisation d'antennes miniatures en matériaux supraconducteurs.

Le chapitre 2 présente le travail réalisé sur la modélisation électromagnétique des antennes miniatures de manière à prévoir leurs caractéristiques radiofréquences en prenant en compte leur géométrie complexe, l'environnement cryogénique contraignant et l'environnement biologique particulier aux expériences d'IRM. En particulier, nous présenterons un travail de modélisation, basé sur un logiciel commercial utilisé dans le domaine des hautes fréquences pour étudier des antennes à la fois en champ proche (λ_0 (longueur d'onde dans le vide)/5000) et en zone intermédiaire ($\lambda/2$ dans le milieu). Ces simulations multi-échelles fourniront une estimation des paramètres essentiels en IRM : fréquence de résonance, facteur de qualité, pertes diverses dans les milieux (antenne, échantillon, …). Les résultats de simulations seront confrontés à l'expérience.

Le chapitre 3 consiste à étudier les caractéristiques radiofréquences des antennes en matériaux supraconducteurs dans l'environnement contraignant de l'IRM en fonction de l'intensité du champ magnétique statique (0-4,7 T) et de la température de refroidissement de l'antenne (66-80 K). Pour ce faire, nous développeront un dispositif expérimental original de caractérisation radiofréquence des antennes supraconductrices HTC.

Grâce aux outils de simulation développés au chapitre 2, et à l'instrumentation développée pour l'étude du chapitre 3, nous présenterons dans le chapitre 4 le travail complet de mise en œuvre d'une antenne supraconductrice miniature à 4,7 T. Nous détaillerons les problèmes du couplage de l'antenne au préamplificateur et l'optimisation en bruit de la chaîne de réception. Enfin nous présenterons les premiers résultats obtenus de micro-IRM *in vivo* du cerveau de souris à 4,7 T.

Chapitre 1

LA MICROSCOPIE PAR RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE : APPORT SPECIFIQUE D'ANTENNES MINIATURES REFROIDIES SUPRACONDUCTRICES

I. Sensibilité et instrumentation de l'Imagerie par Résonance Magnétique

A. Détection du signal en IRM

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) utilise le phénomène de résonance magnétique nucléaire (RMN) qui permet une mesure de l'aimantation d'un échantillon biologique constitué d'atomes qui possèdent un moment dipolaire élémentaire lié à leur nombre impair de nucléons. Dans la matière condensée, en présence d'un champ magnétique statique (B_0), la combinaison d'un grand nombre de ces moments dipolaires développe à l'équilibre thermique une aimantation nucléaire macroscopique (M) orientée selon l'axe de B_0 et proportionnelle à l'intensité de B_0. Ce phénomène existe avec des noyaux tels que l'hydrogène ^{1}H, le carbone ^{13}C, le phosphore ^{31}P, le sodium ^{23}Na. L'imagerie de l'hydrogène est la plus répandue à cause de sa présence en grande quantité dans les tissus biologiques et à cause de son moment magnétique élevé. L'aimantation reste néanmoins très faible : typiquement l'aimantation de l'eau pure à 300 K dans un champ magnétique[1] de 1 T est de $3{,}2\times10^{-3}$ A.m^{-1}.

1. Origine et spécificités du signal RMN

Dans les conditions normales de l'IRM, l'aimantation statique ne peut pas être mesurée directement en raison de sa faible amplitude comparée à celle du champ magnétique directeur ($B_0/\mu_0 \approx 0{,}8\times10^{6}$ A.m^{-1}). Pour pouvoir l'observer une excitation par un champ radiofréquence écarte le vecteur aimantation de sa position d'équilibre d'un certain angle appelé angle de bascule. Le retour à la position d'équilibre après la fin de l'excitation, appelé relaxation, s'effectue avec un

[1] Attention, en électromagnétisme le champ H est appelé champ magnétique et le champ B est appelé induction magnétique. En IRM le champ B est souvent appelé champ magnétique.

mouvement de précession à la pulsation ω_0. C'est ce mouvement de relaxation et plus particulièrement la décroissance de la composante transversale de l'aimantation qui peut être détecté par une bobine radiofréquence.

L'équation phénoménologique de Bloch permet de décrire de manière approchée le comportement dynamique de l'aimantation hors équilibre :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_0 + \frac{1}{T_1}(M_0 - M_Z)\vec{z} - \frac{1}{T_2}\vec{M}_\perp \quad \textit{Équation 1-1}$$

où γ est le rapport gyromagnétique. Le terme « $\gamma\ M \times B_0$ » rend compte du mouvement de précession à la fréquence angulaire de Larmor ($\omega_0 = \gamma \times B_0$). La fréquence de Larmor peut être décalée de quelques ppm car le champ magnétique local au niveau des noyaux est légèrement modifié par l'environnement moléculaire (décalage chimique). Le retour à la position d'équilibre se fait par l'intermédiaire de deux mécanismes indépendants qui sont modélisés par les deux derniers termes de l'équation. Le terme en $1/T_1$ correspond à la repousse, avec une constante de temps T_1, de la composante longitudinale (M_z) vers la valeur de l'aimantation à l'équilibre (M_0) et se fait par échange d'énergie à la fréquence ω_0 entre les moments dipolaires individuels et leur environnement (Figure 1-1a). Comme l'aimantation longitudinale augmente au cours de la relaxation, l'aimantation transversale ($M_\perp$) décroît. Le terme en $1/T_2$ rend compte d'un mécanisme de relaxation supplémentaire qui traduit une décroissance de l'aimantation transversale avec une constante de temps $T_2 \leq T_1$. En effet l'aimantation transverse est la résultante de tous les moments dipolaires transversaux. Tous ces moments dipolaires sont en phase juste après l'excitation. Or chaque moment dipolaire ressent l'effet de B_0 mais aussi l'effet du champ des proches voisins. Par conséquent, ils ont tendance à se déphaser entre eux et cela induit une diminution de $M_\perp$ sur un temps T_2 plus court que T_1 (Figure 1-1b). En pratique la décroissance du signal RMN ou FID (Free Induction Decay) représentée en Figure 1-1c se fait sur un temps plus court $T_2^* < T_2$, à cause d'un déphasage supplémentaire des spins induit par les inhomogénéités locales de B_0.

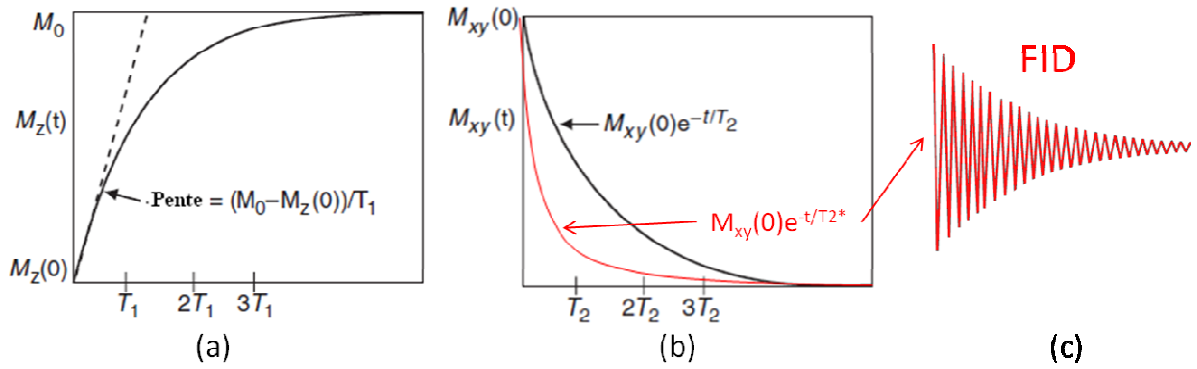


Figure 1-1 : (a) repousse de la composante longitudinale de l'aimantation à partir de sa valeur initiale Mz(0) jusqu'à sa valeur à l'équilibre M_0. (b) décroissance de la composante transverse de l'aimantation à partir de sa valeur initiale $M_{xy}(0)$ avec (rouge-T_2) ou sans les effets d'inhomogénéités locales du champ magnétique statique (noir-T_2). (c)décroissance du signal RMN ou FID (Free Induction Decay) dans le référentiel du laboratoire. Dans le référentiel tournant lié au vecteur aimantation les oscillations ne sont plus observées et on n'observe que l'enveloppe du signal comme en (a) et (b)*

Différentes techniques d'acquisition du signal peuvent être employées pour effectuer des mesures de ω_0, T_1, T_2 et T_2*. La RMN permet d'obtenir, à partir d'une mesure du retour à la position d'équilibre de l'aimantation, des informations sur l'environnement physicochimique des noyaux observés. Nous allons voir dans la section suivante comment le signal peut être détecté par une bobine radiofréquence.

2. Détection Faraday et principe de réciprocité

2.1 Principe de la détection

L'aimantation nucléaire est source de champs électrique et magnétique macroscopiques qui suivent les lois de Maxwell approchées pour les milieux matériels. En réalité, les champs macroscopiques résultent de champs hétérogènes à l'échelle microscopique dont l'analyse détaillée peut se trouver dans les ouvrages de J.-D. Jackson et C. Kittel [9], [10]. Nous nous contenterons dans ce paragraphe d'énoncer les équations de Maxwell macroscopiques pour expliquer la détection du signal en RMN. Pour un milieu non chargé, ces équations s'expriment de la manière suivante:

$$div\,\vec{D} = 0 \qquad \textit{Équation 1-2}$$

$$div\,\vec{B} = 0 \qquad \textit{Équation 1-3}$$

$$r\vec{o}t\,\vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} \qquad \textit{Équation 1-4}$$

$$r\vec{o}t\,\vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \qquad \textit{Équation 1-5}$$

Le champ électrique *E*, l'induction électrique *D*, le champ magnétique *H*, l'induction magnétique *B* et la densité volumique de courant j sont reliés entre elles par les propriétés locales du milieu :

$$\vec{j} = \sigma\,\vec{E} \qquad \textit{Équation 1-6}$$

$$\vec{D} = \varepsilon_r\,\varepsilon_0\,\vec{E} \qquad \textit{Équation 1-7}$$

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} \qquad \textit{Équation 1-8}$$

où σ, $\varepsilon_r\varepsilon_0$, $\mu_0\mu_r$ représentent respectivement la conductivité, la permittivité et la perméabilité du milieu. ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide. Dans les tissus biologiques σ et ε_r sont respectivement de l'ordre de 0,66 $S.m^{-1}$ et 80 au dessus de 10 MHz. La perméabilité relative des tissus μ_r est très proche de 1, et peut varier d'environ -10 ppm en raison de leur nature diamagnétique. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent le magnétisme nucléaire n'est pas détectable en régime statique.

L'Équation 1-2 est l'équation de Maxwell-Gauss dans le cas où il n'y a pas de charges libres. Elle exprime ici l'absence de sources internes de champ électrique à l'échelle macroscopique dans les tissus biologiques.

L'Équation 1-3 est l'équation du flux magnétique. Elle exprime implicitement la conservation du flux à travers une surface fermée.

L'équation 1-4 est l'équation de Maxwell-Ampère. Elle exprime le fait qu'un champ magnétique a pour origine une densité de courant de charges mobiles (j) ou de courant de déplacement (variation temporelle du champ électrique souvent négligée à basse fréquence). Lors de

l'excitation RMN cette équation intervient pour décrire la création d'un champ magnétique radiofréquence B_1 avec une bobine conductrice.

L'équation 1-5 est l'équation de Maxwell-Faraday. Elle caractérise le fait qu'une variation de champ magnétique au travers d'une surface induit une circulation de champ électrique. Lors de la réception du signal RMN le lien entre la composante radiofréquence de l'aimantation nucléaire et le champ électromagnétique peut se formuler en introduisant l'équation 1-8 dans l'équation 1-5 et en remplaçant $\mu_0 H$ par $H+M$:

$$r\vec{o}t\,\vec{E} + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \qquad \textit{Équation 1-9}$$

Cette équation montre qu'une variation temporelle de l'aimantation induit un champ électrique (E) et un champ magnétique (H). Au cours de la relaxation de l'aimantation nucléaire le terme dM/dt se réduit principalement à la variation temporelle de sa composante transversale $M_\perp$. De plus il y a amplification du champ électrique produit proportionnellement à la fréquence de précession. Le mouvement de relaxation longitudinale induit un champ électrique négligeable du fait de la lenteur relative de ce phénomène.

En pratique, la détection avec une bobine radiofréquence repose sur le couplage entre le conducteur de cette bobine et l'aimantation locale contenue dans le volume élémentaire δV que l'on cherche à détecter. En champ proche, ce couplage s'effectue essentiellement par l'intermédiaire du flux magnétique généré par l'élément de volume au travers de la bobine (Figure 1-2). En faisant l'approximation d'un champ magnétique dipolaire simple et en négligeant le terme de déplacement (pas de propagation), la force électromotrice induite dans le circuit de la bobine se déduit de la circulation du champ électrique le long du contour C du conducteur (supposé filiforme) :

$$e = \oint_C \vec{E}.d\vec{l} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_C \frac{\vec{r}}{r^3} \times \frac{\partial}{\partial t}(\vec{\mathbf{M}}_\perp \delta V).d\vec{l} \qquad \textit{Équation 1-10}$$

2.2 Théorème de réciprocité

Le calcul ou la mesure expérimentale de l'efficacité de détection de l'aimantation par la bobine radiofréquence (ou antenne) se simplifie en utilisant le théorème de réciprocité. En effet un

courant i dans la bobine crée dans l'échantillon un champ magnétique B_1 qui s'exprime en champ proche avec la formulation intégrale de l'équation de Maxwell-Ampère (loi de Biot et Savart):

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\oint_C \frac{\vec{r}}{r^3}\times i d\vec{l} \qquad \text{Équation 1-11}$$

Les équations 1-10 et 1-11 montrent la relation de proportionnalité entre $\mathbf{M}\delta V/e$ et $\mathbf{B_1}/i$

$$e = -\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\mathbf{M}}_\perp \delta V . \frac{\vec{B}_1}{i}) \qquad \text{Équation 1-12}$$

Le théorème de réciprocité sous la forme précédente, démontré ici de façon simplifiée, a fait l'objet de nombreuses démonstrations dans le cadre général des équations de Maxwell [11-16].

Une explication plus intuitive de cette relation peut être donnée en considérant la boucle de courant C et les points A et B de la Figure 1-2.b. De manière évidente, B_1 en A est supérieur à B_1 en B. Par invocation du théorème de réciprocité, si l'aimantation est homogène dans l'échantillon, la force électromotrice induite par l'aimantation en A, e_A, est supérieure à e_B[17]. Finalement, l'antenne se comporte de façon équivalente en réception ou en émission.

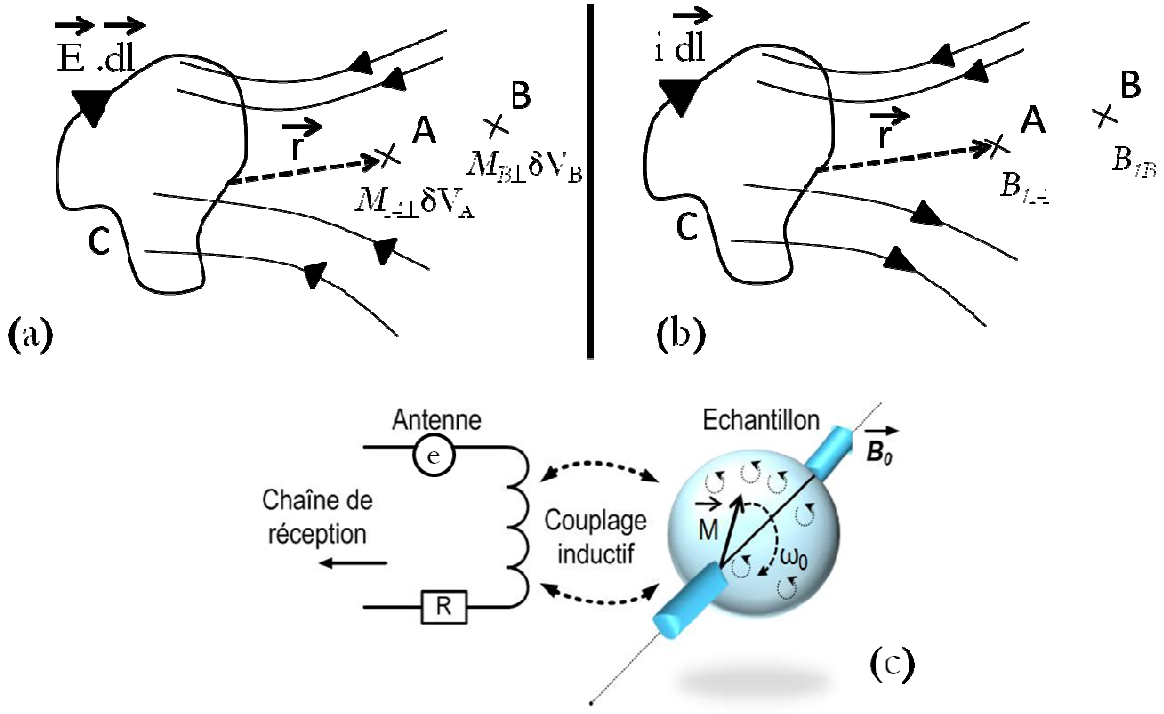


Figure 1-2 : détection du signal et principe de réciprocité. (a) Suite à l'application combiné d'un champ statique (B_0) et radiofréquence (B_1) l'aimantation locale $M_\perp$ contenue dans le volume élémentaire δV induit une circulation du champ électrique le long du contour C lors du retour à sa position d'équilibre. (b) l'efficacité de la bobine à capter l'aimantation est proportionnelle à sa capacité à créer un champ B_1 dans l'échantillon pour un courant donné. (c) représentation schématique du circuit de la bobine de détection de l'aimantation contenue

dans l'échantillon : la force électromotrice (e) due à la circulation de champ électrique au niveau de la bobine est ensuite transportée par la chaîne de réception.

En conclusion, le signal de RMN a pour origine le mouvement de précession de l'aimantation du milieu. Il peut être détecté à l'aide d'une antenne dont l'efficacité à capter l'aimantation est proportionnelle à sa capacité à créer un champ B_1 dans l'échantillon pour un courant donné.

B. Localisation du signal et formation de l'image

Habituellement, les longueurs d'ondes émises par l'aimantation en précession sont supérieures aux dimensions de l'objet dont on veut faire l'image (4.7 m à 64 MHz pour une population de protons dans un champ de 1.5 T). Le signal ne peut donc pas être localisé à l'intérieur de l'objet par une méthode de diffraction classique. L'acquisition d'un signal RMN dans le but de reconstruire l'image d'un objet de taille inférieure à la longueur d'onde du rayonnement utilisé nécessite donc le développement d'une technique spécifique de codage du signal dans l'espace.

En IRM conventionnelle, la localisation spatiale du signal est réalisée à l'aide de bobines de gradient de champ magnétique qui induisent une modulation du champ statique appliqué à l'échantillon dans les trois directions de l'espace [18]. Plus précisément, on superpose au champ magnétique B_0 constant une composante de champ magnétique selon la même direction que B_0 (z par convention), variant linéairement selon l'axe du gradient. Le gradient G s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{G} = \vec{\nabla} B_z \qquad \textit{Équation 1-13}$$

Ainsi, comme la fréquence de précession de l'aimantation est proportionnelle au champ statique dans lequel se trouvent les spins, l'espace est codé par la fréquence de précession de l'aimantation. L'antenne de réception détecte alors un signal complexe constitué d'une distribution de fréquences qui correspond à la position dans l'espace le long de l'axe du gradient. La distribution de $M_\perp$ dans le signal global s'exprime par la relation suivante :

$$S(k) = \int \rho(\vec{r})\, e^{i\vec{k}.\vec{r}}\, d\vec{r} \qquad \textit{Équation 1-14}$$

où la fréquence spatiale $\boldsymbol{k}$ est une fonction du temps t définie de la manière suivante :

$$k(t) = \gamma \int_0^t G(t')\, dt' \qquad \textit{Équation 1-15}$$

et où l'origine des temps ($t = 0$) coïncide avec la bascule l'aimantation lors de l'excitation radiofréquence initiale (supposée idéalement créer une distribution de phase uniforme). La reconstruction de l'image, c'est-à-dire l'obtention de la distribution $M_\perp(\mathbf{r})$, apparaît donc comme

une transformée de Fourier inverse des données acquises dans l'espace k. Différentes techniques, appelées séquences d'acquisition, sont basées sur la modulation de l'amplitude et de l'orientation du gradient $\boldsymbol{G}$ pour balayer séquentiellement les 3 dimensions de l'espace k au cours du temps, afin d'acquérir la totalité de l'information nécessaire pour reconstruire l'image. Le signal étant échantillonné, la couverture d'un espace k sur une largeur $\pm\Delta k/2$ permet d'obtenir une image discrétisée avec un pas de résolution spatiale δr égal à $2\pi/\Delta k$, Le signal global S représente ainsi après discrétisation une distribution de moments magnétiques élémentaires portés par des petits volumes élémentaires appelés voxels (« volumetric pixel »). D'après, l'équation 1-15, l'obtention d'une résolution spatiale poussée nécessite une grande amplitude et/ou une longue durée d'application du gradient d'encodage.

Deux grandes classes de séquences existent en IRM qui sont les séquences en écho de gradient et celles en écho de spin. L'écho correspond à l'annulation de l'aire temporelle du gradient exprimée par la relation 1-15, produite à la suite d'une inversion de polarité du gradient (écho de gradient), ou alternativement au moyen d'une symétrie de phase réalisée par une impulsion 180° (écho de spin). L'écho correspond au rétablissement d'un maximum de cohérence de phase. Il permet donc de recréer une référence du centre de l'espace k à un instant donné de la séquence avec un délai t_E par rapport à l'excitation. Le signal est recueilli pendant un temps d'observation t_{obs} égal à l'inverse de la bande passante de réception. La séquence en écho de spin présente l'avantage de restaurer les cohérences de l'aimantation dues aux déphasages internes aux voxels (inhomogénéité B_0, décalage chimique, variation de susceptibilité locale). Dans la séquence d'écho de gradient, où les cohérences ne sont pas restaurées, le temps de relaxation de l'aimantation transversale T_2^* est plus petit que T_2. En revanche l'utilisation de cette séquence combinée avec des petits angles d'excitation permet une acquisition plus rapide. Deux exemples simples de ces séquences sont présentés par leur chronogramme dans la Figure 1-3. Il existe de nombreuses variantes plus ou moins efficaces en termes de vitesse d'acquisition ou de sensibilité. Des explications détaillées sur le codage spatial et la méthode de remplissage de cet espace peuvent être trouvées dans l'ouvrage de Haacke et al. [11] .

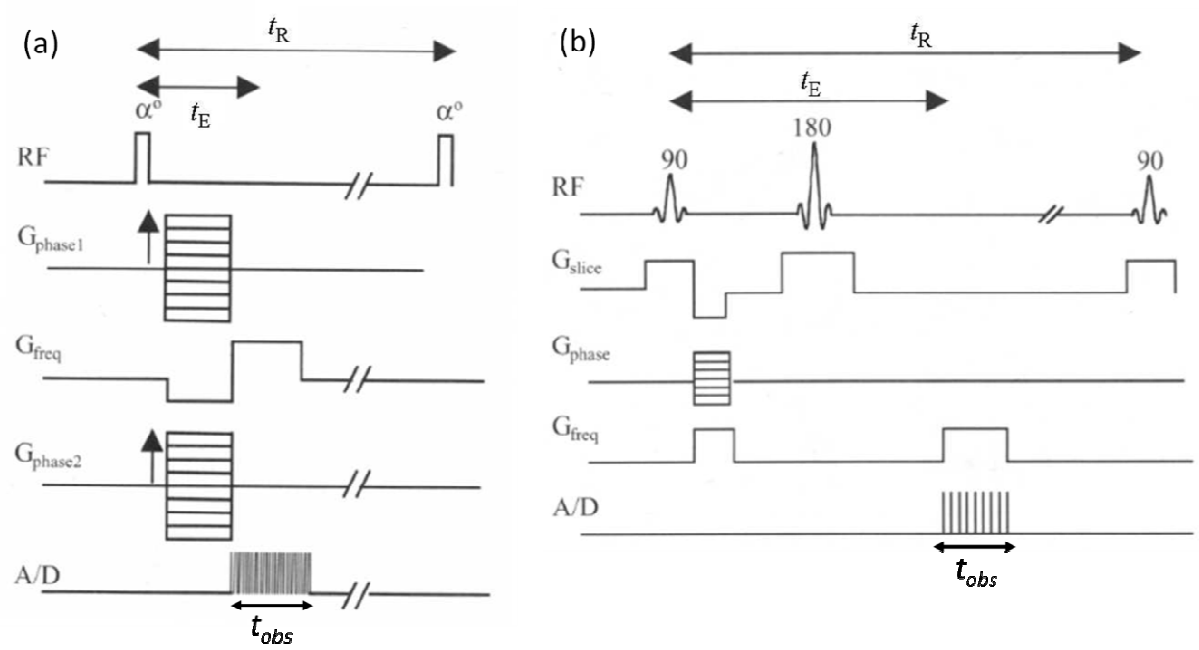


Figure 1-3 : Exemple d'une séquence d'écho de gradient et d'écho de spin [19].(a) séquence en écho de gradient 3D. La première ligne présente la séquence des impulsions radiofréquences (RF) d'angle a°. La séquence est répétée tous les t_R. A chaque t_R les deux gradients de phase sont incrémentés et le signal (ligne du bas) est recueilli pendant un temps t_{obs} durant l'application du gradient de lecture (G_{freq}). (b) séquence en écho de spin multi-coupes 2D. Une impulsion sélective RF 90° est appliquée en même temps qu'un gradient (G_{slice}) pour sélectionner une coupe 2D dans l'échantillon. Le gradient de phase est appliqué suivant une direction et une impulsion 180° permet de créer l'écho de spin en t_E.

La solution de l'équation de Bloch de l'aimantation transversale (signal détecté) en fonction des paramètres t_E et t_R de la séquence pour un échantillon caractérisé par un couple (T1, T2) est la suivante :

$$M_{\perp} = M_0 (1 - e^{-t_R/T_1}) e^{-t_E/T_2}$$

Équation 1-16

Le choix des paramètres de la séquence agissent sur l'amplitude du signal et sur le contraste obtenu dans l'image entre des tissus de temps de relaxation différents. Si le t_E choisi est court, les tissus de T_2 les plus longs apparaîtront sur l'image avec un signal plus intense. Si t_R est court les tissus à T_1 long apparaitront en signal de faible intensité. La séquence permet donc de pondérer l'image en T_1, T_2. Des séquences plus élaborées (impulsions de gradients supplémentaires) permettent d'obtenir d'autres types de contraste tels que le coefficient de diffusion apparent, la température, les différences de susceptibilité, ou les propriétés viscoélastiques des tissus. D'autres techniques font appel au suivi dynamique d'agents de contrastes exogènes (injectés par voie vasculaire) [20], qui modifient localement la distribution de champ et donc les processus de relaxation.

En conclusion, la localisation du signal d'IRM étant effectuée par l'intermédiaire d'une condition de résonance spectrale imposée localement par des gradients de champ magnétiques, il n'existe pas de limite physique évidente (comme le critère de Rayleigh en diffraction) à la résolution spatiale accessible, c'est-à-dire la distance minimale sur laquelle deux volumes élémentaires peuvent être distingués. En pratique, cette limite est alors imposée par le Rapport Signal à Bruit, RSB, de l'image, qui décroît rapidement lorsque la résolution spatiale augmente.

C. Le bruit en IRM

La section précédente a permis de montrer que le signal RMN est capté par une antenne sous forme d'une force électromotrice. Il faut ajouter au signal une tension de bruit qui provient généralement de l'agitation thermique de charges (électrons, ions) présentes au niveau de l'antenne elle-même, de l'électronique de réception associée ou de l'échantillon conducteur observé. D'autres sources de bruit peuvent exister telles que le bruit de numérisation lié à la quantification du signal ou le bruit de composants électroniques en matériaux semi-conducteurs. Ces dernières sources de bruits seront négligées dans une expérience idéale de RMN. Dans un système de RMN optimal, la principale source de bruit provient de l'échantillon. Les considérations sur le bruit de la détection interviennent lorsque le système ramène plus de bruit que l'échantillon lui-même.

Cette section est divisée en deux parties. Dans un premier temps, nous donnerons une description et une formulation générale du bruit thermique. Dans un deuxième temps, nous verrons comment l'échantillon et l'antenne peuvent être des sources de bruit qui induisent une tension aux bornes du circuit de détection.

1. Formulation générale du bruit thermique: des fluctuations à la dissipation

Les charges d'un milieu conducteur (électrons ou ions), même si ce dernier n'est pas traversé par un courant, ne sont pas parfaitement au repos. A une température non nulle, le matériau conducteur est le siège d'agitation thermique des charges. Le mouvement aléatoire de ces charges peut être modélisé par un mouvement de type brownien. On peut montrer à partir de l'équation stochastique de Langevin appliquée à une charge que ce mouvement engendre deux phénomènes liés que sont la fluctuation (force de Langevin) et la dissipation (force de frottement). Plus précisément le théorème de fluctuation-dissipation stipule que si un système est à l'équilibre

thermodynamique, il ne peut pas y avoir de fluctuations sans dissipations. Des détails supplémentaires et la démonstration complète de ce théorème sont exposés dans l'ouvrage de physique du solide de Charles Kittel [10]. En 1928, Nyquist et Johnson furent les premiers à démontrer ce théorème pour les fluctuations de la tension et du courant dans un conducteur en régime quasi stationnaire [21], [22]. Ils ont montré que les fluctuations de la tension (σ) dans un conducteur sont liées à sa résistance (R) et sa température (T) selon l'équation suivante :

$$\sigma = \sqrt{4k_B RTB_w}$$

Équation 1-17

où k_B et B_w sont respectivement la constante de Boltzmann et la bande passante du système de détection. σ^2 représente la variance des fluctuations de la tension de bruit. Le bruit thermique est une fluctuation aléatoire de moyenne nulle et présente une densité spectrale de puissance indépendante de la fréquence (bruit blanc).

2. Les sources de bruit thermique

2.1 Bruit de l'échantillon

Le premier article qui prend en considération le bruit de l'échantillon est l'article de Hoult & Lauterbur de 1979 [23]. Avant cette date, les seuls bruits pris en compte en IRM étaient le bruit de l'antenne et celui de la chaîne de détection. Puis, la notion de bruit de l'échantillon [24-26] a ensuite été développée avec différentes approches de modélisation pour représenter le couplage du bruit de l'échantillon à l'antenne.

2.1.1 *Par couplage Inductif*

Un échantillon conducteur est le siège de fluctuations de charges électriques (électrons ou ions). Les composantes circulaires de ces fluctuations de charges engendrent des fluctuations de l'aimantation qui sont induites dans l'antenne (en réception), par couplage inductif, de la même manière que le signal. Ce problème de bruit induit par l'échantillon peut être vu en faisant appel au théorème de réciprocité exposé à la section A.2.2. Considérons un échantillon conducteur caractérisé par une conductivité σ et une permittivité complexe ε= ε'+ i ε". Le courant I qui circule dans l'antenne crée un champ électromagnétique dans l'échantillon qui interagit avec ce dernier. Il induit des courants de conduction J=σE ou courants de Foucault qui donnent lieu à des pertes par effet joule dans l'échantillon. D'après le théorème de Poynting exprimé sous forme intégrale la puissance dissipée P_E dans l'échantillon de volume V est la suivante :

$$P_E = \frac{1}{2}\iiint_V (\sigma + \omega_0 \varepsilon'')\left|\vec{E}\right|^2 dV$$

Équation 1-18

Cette puissance peut être liée l'amplitude du courant i qui circule dans l'antenne par la relation suivante :

$$P_E = \frac{1}{2} R_E \, i^2 \qquad \text{Équation 1-19}$$

où R_E représente la résistance équivalente des pertes de l'échantillon vues au niveau de l'antenne. Ainsi, en négligeant les courants de déplacement (variations temporelles du champ électrique à l'ordre 1) et en utilisant la loi de Maxwell Faraday pour le potentiel vecteur A, on obtient pour R_E la relation suivante :

$$R_E = \sigma \iiint_V \left| \frac{\vec{E}}{i} \right|^2 dV \qquad \text{Équation 1-20}$$

D'après le théorème de fluctuation dissipation, cette résistance donne lieu à une tension de bruit au niveau de l'antenne dont la valeur efficace est donnée par l'équation 1-17. Cette source de bruit doit être prise en compte inévitablement puisque sa voie de transmission à l'antenne est la même que celle empruntée par le signal. En basse fréquence, R_E augmente comme le carré de la fréquence de précession puisque le champ électrique est proportionnel à cette dernière (équation 1-5). Elle est importante aux fréquences habituelles de l'IRM. Il est donc nécessaire de l'estimer expérimentalement ou par calcul. Dans le cas de géométries simples du système antenne échantillon (symétrie cylindrique) il est possible d'obtenir une formulation analytique de R_E en fonction de la fréquence, et des dimensions de l'antenne et de l'échantillon. Cependant ce calcul est en général très complexe et doit faire appel à des méthodes numériques de modélisation des équations de Maxwell (cf. chapitre 2).

2.1.2 *Par couplage Capacitif*

La fluctuation des charges à la surface de l'échantillon peut se transmettre à l'antenne par l'intermédiaire des lignes de champ électrique qui se forment entre l'antenne et l'échantillon : la surface de l'échantillon conducteur et l'antenne se comportent comme les deux électrodes d'un condensateur. En pratique ces effets peuvent être mis en évidence par une variation de la fréquence de résonnance de l'antenne avec et sans échantillon [23], [24], [26]. Ils peuvent être

minimisés en utilisant des techniques d'équilibrage du potentiel électrique de l'antenne[2] et en distribuant les capacités d'accord le long de l'antenne. L'utilisation d'une antenne de RMN couplée de manière inductive à la chaîne de réception permet également de limiter ce bruit capacitif en équilibrant le potentiel de l'antenne par rapport à l'échantillon [27].

2.2 Bruit de l'antenne

Avec une antenne conventionnelle le bruit dans le conducteur provient de l'agitation électronique. Ce phénomène peut être modélisé par un générateur de tension avec une force électromotrice équivalente σ et une résistance R_A qui correspond à la résistance propre du conducteur (bruit de Johnson donné par l'équation 1-17). En radiofréquence ce bruit tend à augmenter avec la fréquence du fait de la diminution de la pénétration du courant dans le conducteur (effet de peau).

Les considérations précédentes permettent de définir une résistance équivalente de bruit au niveau de l'antenne qui inclue le bruit ramené par l'échantillon. Ainsi pour l'ensemble constitué de l'antenne et de l'échantillon la résistance équivalente totale est la somme des résistances équivalentes:

$$R_{eq} = R_A + R_E \qquad \textit{Équation 1-21}$$

La température équivalente de bruit se définit comme la moyenne des résistances pondérées par leur température. Ainsi la température de bruit de l'ensemble constitué de l'antenne et de l'échantillon s'exprime de la manière suivante :

$$T_{eq} = \frac{R_A T_A + R_E T_E}{R_{eq}} \qquad \textit{Équation 1-22}$$

Cette température équivalente de bruit prend tout son sens quand l'antenne et l'échantillon présentent des températures effectives très différentes, comme par exemple dans les expériences avec des antennes refroidies. La comparaison des produits « résistance de dissipation × température » permettra d'estimer la contribution de chacune des sources de bruits (c.à.d. puissance de bruit) des différents éléments impliqués dans l'expérience de RMN.

[2] De nombreuses techniques d'équilibrage des antennes sont présentées dans le livre de Joel Mispelter sur la réalisation des sondes RF pour la RMN (chapitre 4 p93 mispelter).

D. Rapport Signal sur Bruit en IRM

En imagerie on s'intéresse à la quantification du signal de chaque voxel pris de manière indépendante. Le bruit quant à lui provient de tout l'échantillon et se répartit uniformément dans l'image car il n'est affecté par le codage spatial des gradients. La qualité d'une image dépend du rapport entre le signal et le bruit (RSB). Le rapport signal sur bruit pour un voxel individuel s'exprime de la manière suivante :

$$RSB = F^{-1/2} \frac{\omega B_1 / i \, M_\perp \delta V}{\sqrt{4 k_B R_{eq} T_{eq} B_w}} \sqrt{\frac{t_{acq}}{t_R}} \qquad \textit{Équation 1-23}$$

où F est le facteur de bruit de la chaîne de réception qui représente la dégradation du RSB par la chaîne (cf. section E.3.2) La chaîne est dite idéale quand F est égal à 1. Nous verrons dans la section E.3.2 le principe de mesure de ce paramètre. Dans le dernier chapitre la mesure de ce facteur sur une chaîne d'un appareil 4.7 T montre comment il peut influencer de manière critique le RSB. B_w est la bande passante par pixel et représente la bande passante de la réception divisée par le pas d'échantillonnage dans le domaine fréquentiel. Dans le domaine temps, c'est le temps d'observation ou durée de la fenêtre d'échantillonnage du signal. Ce paramètre est défini par la séquence. t_{acq} et t_R sont aussi des paramètres de la séquence. D'après l'Équation 1-16, $M_\perp$ dépend du champ ($M_0 \propto B_0$), du tissu (T1, T2) et de la séquence (TR,TE). Le RSB peut s'exprimer de manière équivalente en remplaçant B_w par le temps d'observation (t_O) [28] :

$$RSB = F^{-1/2} \frac{\omega B_1 / i}{\sqrt{4 k_B R_{eq} T_{eq}}} \delta V \; M_\perp \sqrt{\frac{t_O}{t_R}} \sqrt{t_{acq}} \qquad \textit{Équation 1-24}$$

La contribution de l'antenne de détection dans le RSB est attribuée au facteur de sensibilité de l'antenne (S_{RF}) et s'exprime de la manière suivante :

$$S_{RF} = \frac{\omega B_1 / i}{\sqrt{4 k_B R_{eq} T_{eq}}} \qquad \textit{Équation 1-25}$$

La détection est dite idéale quand le facteur de sensibilité n'est pas dégradé par les pertes de l'antenne, c'est-à-dire pour $R_{eq}T_{eq} = R_E T_E$. On parle alors de sensibilité intrinsèque [29], [30]. Bien que S_{RF} présente un facteur en ω explicite, la sensibilité d'une antenne ne dépend pas de la

fréquence d'application (c.à.d. du champ statique) car les pertes de l'échantillon augmentent en ω^2.

Le terme $M_{\perp}\sqrt{t_O / t_R}$ ($M_{réserve}$) représente la quantité d'aimantation collectée pendant le temps d'acquisition de la séquence IRM. C'est le terme d'intérêt lorsque l'on cherche à optimiser la réserve d'aimantation fournie par le voxel.

L'équation du rapport signal sur bruit se résume sous la forme suivante :

$$RSB = F^{-1/2}\, S_{RF}\, M_{réserve}\, \delta V \sqrt{t_{acq}} \qquad \textit{Équation 1-26}$$

Cette formulation du RSB fait apparaître le compromis propre à l'IRM entre RSB, résolution et temps d'acquisition. En un temps d'acquisition donné, la limite de résolution spatiale est fixée par la réserve de RSB disponible. Au-delà de cette limite, il faut renforcer la réserve d'aimantation ou augmenter la sensibilité de détection.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'amélioration de la sensibilité des antennes.

E. Technologie des antennes radiofréquences pour l'IRM

Le principe de réciprocité sert habituellement de base pour optimiser la sensibilité des antennes IRM. Deux méthodes de caractérisation adaptées à ce problème sont exposées dans ce paragraphe. Nous présentons ensuite les notions d'adaptation de l'antenne à l'électronique de réception, le facteur de bruit de cette dernière et le principe de sa mesure. Enfin nous donnons un aperçu des trois grandes familles d'antennes en donnant une formulation analytique des bruits de l'antenne et de l'échantillon dans un cas simple.

1. Caractéristiques des antennes radiofréquences pour l'IRM

1.1 Représentation RLC d'une antenne

La représentation la plus simple d'une antenne d'IRM est un circuit RLC résonnant à la fréquence de Larmor de l'espèce nucléaire étudiée. Elle est constituée d'une inductance L, d'un condensateur C.

Le schéma de la Figure 1-4 représente le circuit RLC en série avec deux sources qui représentent respectivement le signal RMN (e) et le bruit (σ_{eq} échantillon et antenne) de la détection.

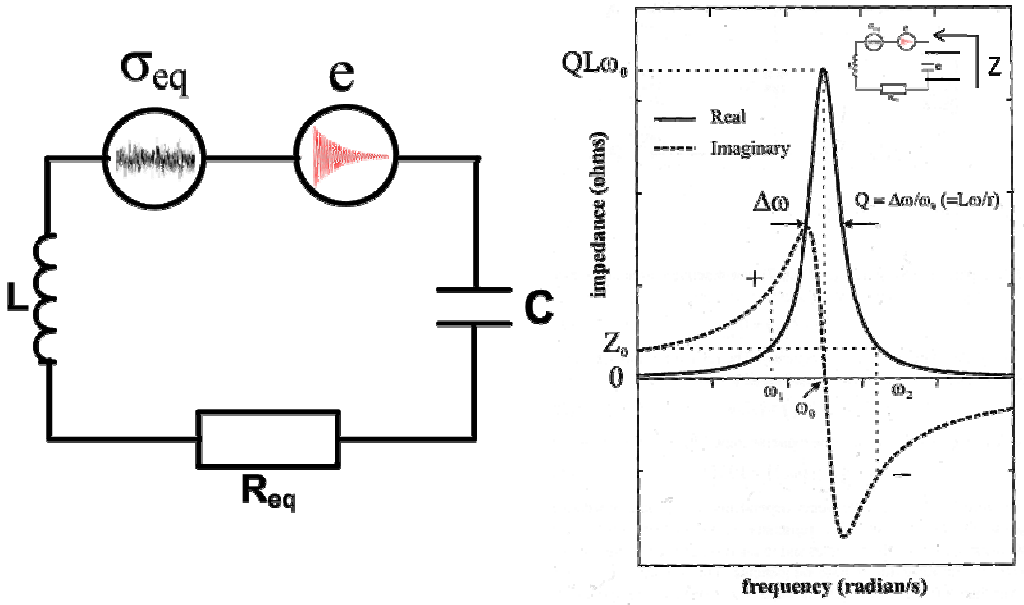


Figure 1-4 : Modèle du bruit et du signal au niveau de l'antenne et courbe des parties réelles et imaginaires de l'impédance (Z) d'un résonateur RLC série.

La condition de résonance en mode série est $LC\omega_0^2=1$. En mode parallèle, cette condition est modifiée et est égale à $LC\omega_0^2=1-R^2C/L$. En IRM R^2C/L reste très inférieur à 1 et peut donc être négligé [13]. Le facteur de qualité de l'antenne est défini par la relation suivante :

$$Q = \frac{L\,\omega_0}{R_{eq}} \qquad \text{Équation 1-27}$$

Ce facteur de qualité est mesurable et correspond au rapport entre la fréquence de résonance et la largeur à mi hauteur du pic de résonance. D'un point de vue énergétique Q peut se réécrire sous la forme suivante :

$$Q = \omega_0 \frac{\text{énergie emmagasinée}}{\text{puissance dissipée}} \qquad \text{Équation 1-28}$$

L'énergie est stockée sous forme magnétique dans l'inductance équivalente de l'antenne pour un courant i donné et est égale à $½Li^2$. Une partie de l'énergie captée est dissipée par effet joule dans l'antenne. Elle s'exprime, sous forme d'une puissance, en fonction de la résistance équivalente de l'antenne R_{eq} et du courant i qui la traverse par $½R_{eq}i^2$.

La représentation RLC n'est en principe valable que tant que les longueurs d'ondes mises en jeu sont très supérieures à la longueur du conducteur de l'antenne. Dans le cas contraire les phénomènes de propagations ne sont plus négligeables. Il faut introduire des modèles plus

complexes à la fois pour représenter correctement le circuit équivalent et pour tenir compte de l'ajout effectif de composants supplémentaires. En particulier il peut être nécessaire à haute fréquence de distribuer plusieurs capacité discrètes en série dans le circuit pour maintenir un courant constant le long de l'enroulement [27]. Une alternative consiste à utiliser des circuits à lignes de transmission (ou plus généralement en guides d'ondes) pour distribuer de manière contrôlée le courant dans les conducteurs. L'approximation de tels circuits, qui présentent plusieurs modes de résonance, par un circuit RLC équivalent reste néanmoins envisageable au voisinage de la fréquence de résonance dans la mesure où le mode considéré présente un facteur de qualité suffisamment élevé.

1.2 Estimation de la sensibilité d'une antenne

Le facteur de qualité d'une antenne est un paramètre particulièrement pertinent dans la mesure où il est facilement mesurable sur banc et donne accès à une estimation globale de la sensibilité de détection d'une antenne [17]. En effet S_{RF}, peut s'exprimer en fonction de Q par la relation suivante [28]:

$$S_{RF} = \sqrt{\frac{\mu_0 \, \omega_0 \, \eta \, Q}{4 \, k_B \, T_{eq} \, V_S}}$$

Équation 1-29

où Vs est le volume de l'échantillon et μ_0 la perméabilité du vide. Le coefficient η est appelé facteur de remplissage. C'est le rapport entre l'énergie stockée dans l'échantillon par rapport à l'énergie stockée dans l'antenne. Ce coefficient est d'autant plus grand que l'antenne possède un maximum de ses lignes de champs confinées dans l'échantillon. Cependant, d'après le théorème de réciprocité, la majeure partie de l'énergie délivrée par l'antenne doit être dissipée dans l'échantillon pour garantir l'obtention de la sensibilité intrinsèque.

La mesure du facteur de qualité en charge[3] (Q_l), c'est-à-dire en présence d'un échantillon conducteur, et hors charge (Q_u) permet d'estimer les mécanismes de pertes qui limitent la sensibilité de l'antenne. En effet, en charge les pertes proviennent à la fois de l'antenne et de l'échantillon et $Req=R_A+R_E$. En revanche hors-charge les pertes proviennent uniquement de l'antenne et $Req=R_A$. Q_u est le facteur de qualité intrinsèque de l'antenne. Plus le rapport de Q_u/Q_l est élevé et plus on se rapproche de la limite de sensibilité intrinsèque (cf. chapitre 1 section 3.2)

[3] Les indices u et l des facteurs de qualité sont les première lettres de « unloaded » et « loaded » en anglais qui signifient respectivement hors charge et en charge.

L'estimation de la sensibilité à l'aide du facteur de qualité repose sur des considérations énergétiques intégrées sur tout l'espace. Par conséquent, cette estimation ne prend pas en compte les inhomogénéités locales éventuelles du champ B_1 émis par l'antenne. Or ces inhomogénéités peuvent induire des inhomogénéités de l'angle de bascule et donc une perte de signal. Pour caractériser complètement la sensibilité d'une antenne, il faut aussi tenir compte de ces inhomogénéités. Il est préférable dans ce cas de revenir à la définition locale de la sensibilité (Équation 1-25) qui s'exprime plus simplement comme le rapport de l'intensité du champ B_1 sur la racine carrée de la puissance dissipée ($P=R_{eq}\, i^2$) :

$$S_{RF} \propto \frac{B_1}{\sqrt{P}} \qquad \textit{Équation 1-30}$$

La mesure de ce paramètre est plus compliquée. La solution la plus simple consiste à faire une cartographie du B_1 de l'antenne par une méthode IRM [31]. Cependant, le résultat dépend des paramètres d'imagerie et monopolise un appareil d'IRM dont les coûts d'utilisation sont importants par rapport à une caractérisation RF effectuée sur un banc de mesure. Nous verrons dans la section suivante qu'il est possible de mesurer localement et rapidement le S_{RF} comme on caractérise le Q de l'antenne.

2. Caractérisation expérimentale sur banc des antennes IRM

Nous présentons ici, deux méthodes de mesure utilisées au cours de cette thèse permettant d'accéder à la fréquence de résonance, au facteur de qualité et à la sensibilité d'une antenne. Elles sont toutes les deux fondées sur un couplage mutuel entre l'antenne et une sonde de caractérisation.

2.1 Méthode de la double boucle

La mesure est faite en transmission. La sonde de caractérisation est constituée de deux boucles identiques (même surface S et même impédance Z_0) découplées [32]. Les deux boucles sont positionnées dans un plan de manière à ce que le champ B_1 créé par l'une n'induise pas de courant dans la seconde. La mesure consiste à envoyer une onde de tension au travers de la boucle dite d'émission (E). Celle-ci induit alors un courant dans l'antenne. La tension induite par l'antenne dans la seconde boucle, dite de réception, est ensuite mesurée. La fréquence de résonance et le facteur de qualité sont obtenus à partir de la courbe du gain T/E en fonction de la fréquence qui correspond à la résonance en mode série de l'antenne. De plus le gain mesuré au pic de résonance donne accès à la sensibilité de l'antenne par la relation suivante :

$$\frac{B_1}{\sqrt{P}} = \frac{\sqrt{Z_0}}{\omega_0 S}\sqrt{\frac{T}{E}}$$

Équation 1-31

Un schéma du dispositif expérimental est présenté dans la figure ci-dessous. Les détails du calcul sont présentés dans l'article de L. Darrasse et. al de 1993 [32].

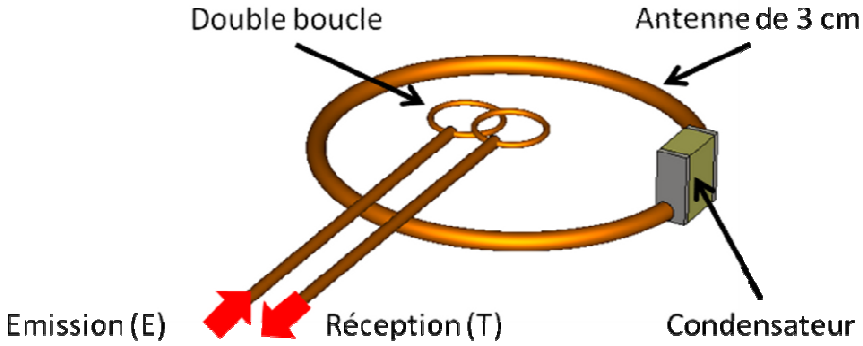


Figure 1-5 : dispositif expérimental de caractérisation radiofréquence d'une antenne avec une sonde double boucle. La sonde est composée d'une boucle d'émission et d'une boucle de réception géométriquement découplées.

Quelques précautions expérimentales doivent être prises pour garantir la qualité de la mesure. Tout d'abord les deux boucles doivent être suffisamment petites par rapport à l'antenne pour ne pas perturber le champ de l'antenne et pour s'assurer que les deux boucles sont soumises à la même valeur de champ. Ensuite la sonde ne doit pas être trop couplée à l'antenne car elle peut induire une résistance équivalente supplémentaire dans l'antenne qui conduit à une sous estimation du facteur de qualité et de la sensibilité. Enfin le gain de l'antenne doit être suffisant (+20 dB par rapport au niveau de référence défini par la sonde seule -100 dB) pour pouvoir extraire Q, avec une précision meilleure que 2%, à partir de la courbe de gain en fonction de la fréquence. Ce problème peut être résolu par une calibration de la sonde à l'aide d'un analyseur de réseau.

Cette méthode peut s'avérer inappropriée et compliquée à mettre en œuvre lorsqu'il s'agit de caractériser des antennes miniatures. En effet, pour assurer une homogénéité suffisante du champ (variation maximum de 5%) à l'échelle des deux boucles, il faut les miniaturiser. Le découplage devient alors très difficile à réaliser. Nous allons voir dans la section suivante une autre méthode de caractérisation qui permet de résoudre ce problème.

2.2 Méthode de la simple boucle

Dans la méthode de la simple boucle [33], la mesure est faite en réflexion. Une représentation du dispositif de mesure est présentée sur la figure suivante :

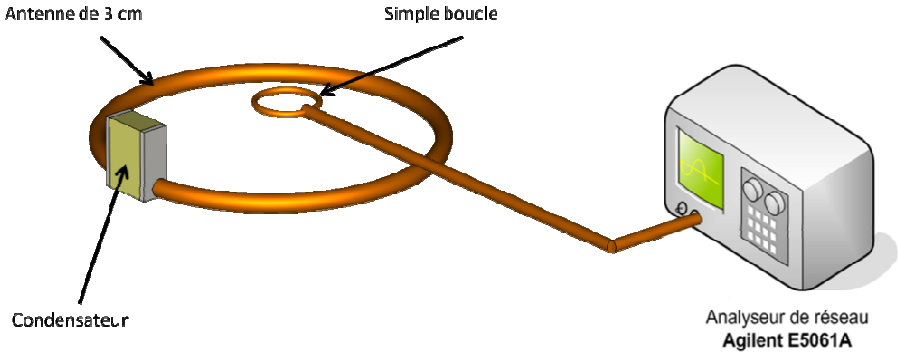


Figure 1-6 : dispositif expérimental de caractérisation radiofréquence d'une antenne avec une sonde simple boucle. La sonde est connectée à un analyseur de réseau.

La mesure s'effectue en deux temps. Tout d'abord une mesure du coefficient de réflexion (rapport de la tension réfléchie sur la tension incidente) en fonction de la fréquence est effectuée en l'absence de l'antenne. Cette première mesure est soustraite à une deuxième mesure du coefficient de réflexion effectuée en présence de l'antenne qui donne accès au coefficient de réflexion compensé (ϱ_{comp}). Cela a pour effet d'améliorer la sensibilité de la méthode en éliminant les contributions de la sonde de mesure. L'analyse de la courbe de ce coefficient, en fonction de la fréquence, permet l'extraction de la fréquence de résonance et du facteur de qualité. La sensibilité de l'antenne est reliée à ϱ_{comp} par la relation suivante :

$$\frac{B_1}{\sqrt{P}} = \frac{R+R_q}{S\omega_0}\sqrt{\frac{2\,\rho_{comp}}{2R_g-(R+R_g)\,\rho_{comp}}}$$

Équation 1-32

La détermination du facteur de qualité ($Q_{réel}$) peut être améliorée en prenant en compte les pertes de la sonde qui dépendent du couplage entre la sonde et l'antenne au travers de ϱ_{comp}. Cette correction est à la base d'une méthode, développée au laboratoire, qui permet de déterminer, en régime non-linéaire, le Q d'une antenne supraconductrice [34]. La relation suivante donne le $Q_{réel}$ en fonction du Q mesuré :

$$Q_{réel} = \frac{Q}{1-\rho_{comp}}$$

Équation 1-33

Par exemple considérons une antenne dont le facteur de qualité intrinsèque est de 100000. Si le couplage sonde/antenne est grand et qu'on mesure ϱ_{comp}=-3 dB (0,7 en linéaire) à la résonance, le facteur de qualité mesuré serait de 30000. Par conséquent, sans la prise en compte de la dissipation de puissance dans la sonde, liée à un couplage fort entre l'antenne et la boucle, l'erreur relative sur l'estimation du facteur de qualité serait de 70 %. Finalement, si une grande partie de

l'onde est réfléchie, cela signifie qu'on surestime la puissance dissipée dans l'antenne. Cette méthode est très intéressante car on peut corriger les effets du couplage sur la mesure du Q dans une phase de post-traitement. Le positionnement de la sonde par rapport à l'antenne n'est donc pas critique. Cette méthode s'est avérée très utile pour la caractérisation précise des propriétés radiofréquences d'une antenne supraconductrice en fonction du champ qui fait l'objet du chapitre 3 de cette thèse. En revanche elle nécessite une calibration du coefficient de réflexion de la sonde qui impose une immobilité parfaite du système de mesure. Ainsi pour chaque point de l'espace où l'on souhaite mesurer la sensibilité, il faut refaire la mesure du coefficient de réflexion de la sonde. La méthode double boucle réalise intrinsèquement cette compensation grâce à l'utilisation de ces deux boucles découplées. Cette méthode sera privilégiée dans le cas d'antennes de grand volume de sensibilité pour lesquelles on souhaite sonder les composantes vectorielles du champ en différents points de l'espace.

3. Connexion de l'antenne à la chaîne

La chaîne de réception transporte le signal de l'antenne d'impédance de sortie Z_s (ou impédance source) au préamplificateur d'impédance d'entrée Z_e (ou impédance de charge) avant d'être transmise au spectromètre. Deux principes de base peuvent être utilisés dans la transmission de l'information. Le premier est l'adaptation en puissance qui permet le transfert du signal avec une amplitude maximale. Le deuxième est l'adaptation en bruit, qui permet la transmission du signal et du bruit issus de l'antenne de manière à limiter la dégradation du RSB due au bruit additionnel ajouté par la chaîne.

3.1 Adaptation en puissance

L'impédance d'entrée du préamplificateur est en générale différente de celle de l'antenne. Par conséquent une connexion de l'antenne directement sur le préamplificateur ne permet pas de récupérer l'intégralité de la puissance utile du signal. Il faut donc réaliser ce qui s'appelle une adaptation d'impédance avec un circuit de transformation dont l'impédance d'entré (Z_{in}) et son impédance de sortie (Z_{out}) soient respectivement égales aux impédances conjuguées de Z_s et Z_e.

Le circuit d'adaptation est modélisé par un quadripôle, caractérisé par une entrée et une sortie (Figure 1-7). Il peut être intégralement décrit à partir d'une matrice 2×2 appelée matrice de transfert (ou matrice impédance suivant les conventions de signe prises pour le courant de sortie) qui lie les tensions et courant d'entrée à ceux de sortie.

L'écart entre l'impédance de l'antenne et du préamplificateur, généralement égal à 50 ohms, peut être mesuré et représenté par le coefficient de réflexion du signal ρ défini par :

$$\rho = \frac{Z_S - Z_C}{Z_S + Z_C} \qquad \text{Équation 1-34}$$

Le quadripôle réalise la condition d'adaptation quand ρ=1.

En général le circuit d'adaptation est réalisé à l'aide de composant réactifs à faibles pertes pour ne pas introduire d'atténuation ou de bruit de transmission. Différentes techniques d'adaptation sont passées en revue dans l'ouvrage de J. Mispelter et. Al [13]. Le circuit le plus classique utilise deux condensateurs variables pour réaliser un transformateur capacitif. Le problème de ce montage est que l'accord et l'adaptation sont interdépendants. Une alternative consiste à utiliser un transformateur inductif qui permet en particulier de réaliser une connexion sans fils de l'antenne. Pour la mise en œuvre d'antennes supraconductrices, le couplage inductif est privilégié et est exposé de manière plus détaillé dans le chapitre 4. Il présente d'énormes avantages quant à l'équilibrage électrique de l'antenne et l'absence de connexion sur le résonateur qui pourrait dégrader la très faible résistance des matériaux supraconducteurs. Un autre intérêt de cette méthode réside dans l'optimisation de la bande passante du système [35]. Cette dernière est particulièrement utile dans le cas où l'on utilise une antenne supraconductrice de bande passante très étroite qu'on désire élargir sans dégrader le RSB. Une étude exhaustive de ce type de couplage a été conduite précédemment dans notre laboratoire [36].

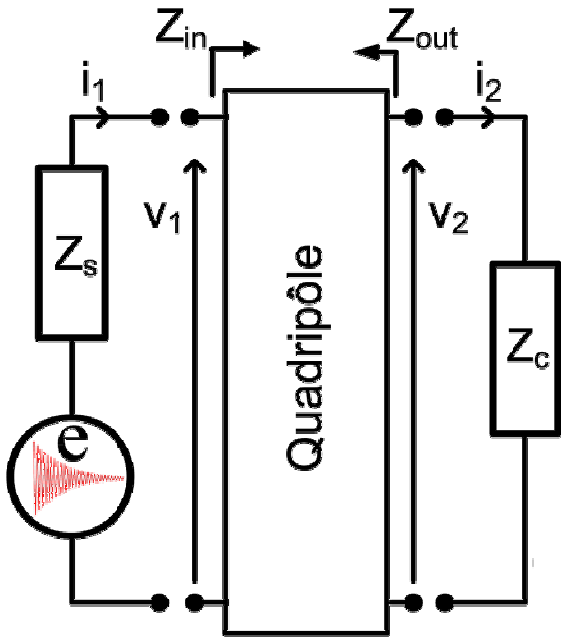


Figure 1-7 : schéma équivalent de l'antenne et du préamplificateur, d'impédances respectives Z_s et Z_p,, avec un quadripôle qui permet l'adaptation de puissance. Le quadripôle est composé de composants réactifs. Il existe différentes combinaisons de ces composants pour satisfaire la condition d'adaptation [13].

3.2 Facteur de bruit de la chaîne

Le facteur de bruit (*F*) est un coefficient sans dimension qui permet de comparer la puissance de bruit en sortie d'un dispositif (quadripôle) par rapport à celle qu'il y aurait si le dispositif ne rajoutait pas de bruit. *F* peut être défini de manière générale par la relation suivante:

$$F = \frac{puissance\ de\ bruit\ totale\ en\ sortie\ (source + dispositif)}{puissance\ de\ bruit\ en\ sortie\ (source)} \qquad \text{Équation 1-35}$$

Cette définition suppose trois propriétés importantes de *F*. Tout d'abord *F* ne dépend pas de la charge. Ainsi sa mesure peut être faite indépendamment de la charge. Ensuite *F* dépend de la source. Si la mesure est faite avec une source différente de celle présente dans la véritable chaîne de mesure, la valeur de *F* est mal évaluée. Une autre conséquence de cette dépendance est que pour comparer le facteur de bruit de deux dispositifs, il faut utiliser la même source de bruit. Enfin, si le dispositif est idéal et qu'il n'ajoute aucun bruit, *F* est égal à l'unité. Il est important de noter que si le dispositif rajoute très peu de bruit, l'erreur sur la mesure peut être très importante. En effet il faut comparer deux puissances de bruit très proches.

F peut être défini pour chaque étage de la chaîne et peut ainsi être exprimé en fonction des paramètres électriques qui caractérisent le quadripôle équivalent. L'idée générale associée au facteur de bruit d'un quadripôle est que toutes les sources de bruits internes peuvent être ramenées en entrée d'un quadripôle idéal sans bruit.

Dans le cas de l'antenne ou du coupleur utilisé dans le couplage inductif, le quadripôle équivalent réalise une transformation d'impédance de manière passive et présente des pertes dissipatives (gain en puissance G inférieur à 1). Pour analyser cette situation, l'antenne chargée par un échantillon peut être représentée avec le schéma équivalent suivant :

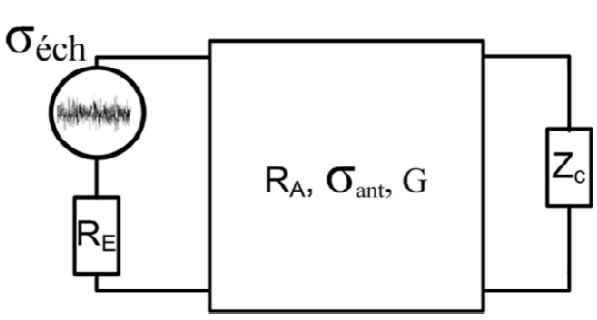


Figure 1-8 : modèle équivalent de bruit du système antenne/échantillon. L'échantillon est représenté par son impédance réelle et par la tension de bruit associée, $\sigma_{éch}$. L'antenne est représentée comme un quadripôle bruyant de résistance équivalente R_A et de tension de bruit σ_{ant}. L'antenne est chargée par une charge d'impédance équivalente Z_c.

Le facteur de bruit s'exprime de la manière suivante :

$$F = 1 + \frac{\sigma_{ant}^2}{\sigma_{éch}^2} \qquad \text{Équation 1-36}$$

où σ_{ant} représente la tension de bruit ramenée par l'antenne. Et en utilisant l'Équation 1-17 on obtient :

$$F = 1 + \frac{R_A T_A}{R_E T_E} \qquad \text{Équation 1-37}$$

Ce facteur représente le bruit ajouté par l'antenne relativement au bruit de l'échantillon. Cette notion est largement utilisée dans l'article de Kumar et. al [37]. La possibilité de déterminer ce facteur permet de montrer les gains potentiels en RSB qu'on peut obtenir en diminuant ou en éliminant complètement le bruit de l'antenne. Plus le facteur de bruit du système antenne/échantillon est proche de 1, plus la réception est optimisée en bruit. Ce paramètre peut être extrait facilement à partir d'une mesure du facteur de qualité en charge et hors charge et s'exprime de la manière suivante :

$$F = 1 + \frac{T_A}{T_E}\left(\frac{Q_l / Q_u}{1 - Q_l / Q_u}\right) \qquad \text{Équation 1-38}$$

La représentation du préamplificateur sous forme d'un quadripôle actif équivalent est donnée sur la figure suivante.

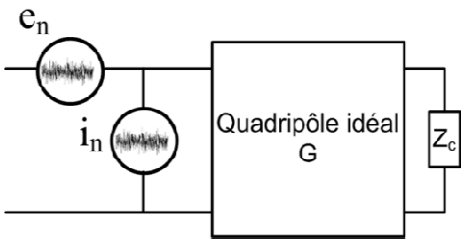


Figure 1-9 : modèle des sources libres e_n-i_n utilisé pour décrire le préamplificateur de gain G et chargé par une impédance Z_c

Le préamplificateur est donc représenté par un quadripôle idéal possédant un gain en puissance G et où, grâce au théorème de Thévenin et Norton, toutes les sources de bruit internes sont ramenées en entrée sous forme d'une source de courant (i_n) et de tension (e_n).

La Figure 1-10 représente l'ensemble de la chaîne de détection jusqu'au préamplificateur avec l'impédance totale de l'antenne, du circuit d'adaptation et de la connectique ramenés en entrée du préamplificateur. Les sources de bruit et de signal de la chaîne sont aussi ramenées en entrée du préamplificateur.

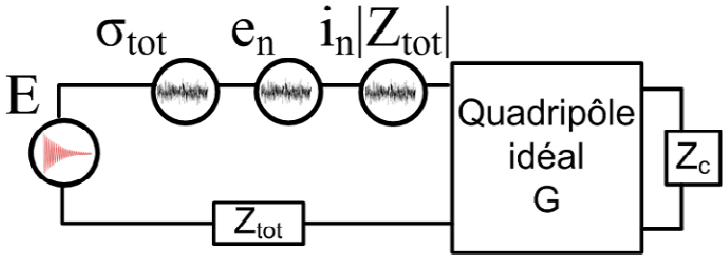


Figure 1-10 : modèle de bruit équivalent au niveau du préamplificateur. L'antenne chargée par l'échantillon ainsi que le circuit d'adaptation sont représentés par l'impédance totale Ztot ramenée en entrée du préamplificateur. La source de bruit associée, d'écart type σ_{tot}, représente le bruit total de l'antenne, de l'échantillon et du circuit d'adaptation ce qui permet de quantifier la dégradation relative du bruit par le préamplificateur. Le courant de bruit in est ramené à son générateur de Thévenin équivalent.

Le facteur de bruit du préamplificateur s'exprime de la manière suivante :

$$F_P = 1 + \frac{e_n^2 + |Z_{tot}|^2 i_n^2}{\sigma_{tot}^2 / B_w}$$

Équation 1-39

Dans cette formulation les sources de bruit en tension et en courant sont supposées décorrélées[38], [39]. Ce facteur de bruit est minimal quand l'impédance de source est égale à e_n / i_n.

Ainsi après avoir défini le facteur de bruit de chaque élément de la chaîne, il est possible de ramener la source de signal et de bruit au niveau de l'antenne. Les sources de bruit additionnelles sont prises en compte par l'intermédiaire des facteurs de bruit de chaque composant de la chaîne (Figure 1-1).

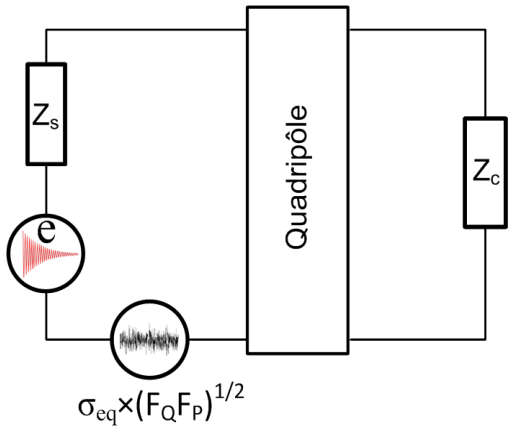


Figure 1-11 : modèle complet de la chaîne de réception. La source de signal et de bruit sont ramenés au niveau de l'antenne. Le quadripôle (chaîne de réception) et le préamplificateur sont idéales et sont représentés au niveau de l'antenne (entrée du quadripôle) par le biais de leur facteur de bruit respectif F_Q et F_P.

Le facteur de bruit exprime aussi le rapport entre le RSB en entrée sur le RSB en sortie du quadripôle. Il donne une information sur la dégradation du rapport signal sur bruit par un dispositif électronique. Nous rappelons dans les annexes 1 et 2 le principe de la mesure du facteur de bruit d'une chaîne de réception modélisée par des quadripôles en cascade.

3.3 Adaptation en bruit

L'impédance source qui minimise la dégradation du rapport signal sur bruit par le préamplificateur n'est en général pas la même que celle qui maximise le transfert de puissance moyenne. On définit alors un coefficient de réflexion en bruit (ρ_B) qui représente l'écart entre l'impédance source et l'impédance de source optimale du préamplificateur (Z_{opt}) pour laquelle la dégradation du RSB par le préamplificateur est minimale :

$$\rho_B = \frac{Z_S - Z_{opt}}{Z_S + Z_{opt}}$$

Équation 1-40

De façon analogue au coefficient de réflexion classique vis-à-vis de la transmission de puissance, le coefficient de réflexion en bruit détermine la qualité de transfert du signal en termes de RSB. Il peut être qualifié de virtuel ou fictif puisqu'il représente la désadaptation vis-à-vis d'une

impédance fictive Z_{opt}. Pour autant il peut être évalué directement par réflectométrie en utilisant une source d'impédance Z_{opt}.

Le facteur de bruit du préamplificateur s'exprime alors de la manière suivante :

$$F_P = 1 + \frac{e_n \, i_n}{2 k_B T_{eff}} = 1 + \frac{T_N}{T_{eff}} \frac{1 + |\rho_B|^2}{1 - |\rho_B|^2} \qquad \textit{Équation 1-41}$$

où T_{eff} est la température équivalente de bruit de l'ensemble des éléments de la chaîne de réception situés en amont du préamplificateur. Dans le cas particulier où l'impédance de source est égale à l'impédance de source optimale (ρ_B=1) on obtient l'expression du facteur de bruit minimal :

$$F_P = 1 + \frac{T_N}{T_{eff}} \qquad \textit{Équation 1-42}$$

4. Différents types d'antennes pour l'IRM

Le but de cette section est de se familiariser avec la technologie des antennes radiofréquences. Il existe deux grandes familles d'antennes. Premièrement les antennes de volume qui entourent complètement l'échantillon. Deuxièmement les antennes de surface qui ont un champ de vue restreint en surface de l'échantillon et qui peuvent être combinées au sein d'un réseau d'antennes. Les antennes volumiques sont caractérisées par une réponse spatiale homogène à l'opposé des antennes de surface dont la sensibilité varie intrinsèquement en fonction de la distance à l'antenne. Quelques exemples d'antennes les plus utilisées en IRM sont présentés dans les sections suivantes. La formulation analytique des sources de bruit de l'antenne et de l'échantillon dépend de manière critique de la géométrie des antennes, de la fréquence, de la distance antenne/échantillon. Nous donnons les formulations analytiques des résistances équivalentes de bruit de l'échantillon et de l'antenne pour différentes géométries.

4.1 Les antennes volumiques

Le solénoïde est une antenne volumique constituée, dans sa forme la plus simple, d'un enroulement des conducteurs le long d'un cylindre. Sa sensibilité est élevée du fait d'un couplage efficace avec l'échantillon [17]. L'homogénéité du champ est parfaite pour un solénoïde infiniment long et tend vers celle d'une antenne de surface lorsque l'on diminue le nombre de tours. De nombreuses techniques existent, en particulier dans le domaine des micro-antennes

pour la RMN, pour améliorer l'homogénéité en utilisant des techniques d'enroulement particulières [40]. A cause de leur inductance intrinsèquement élevée ce type d'antenne trouve des applications soit dans le domaine des micro-bobines (microscopie et spectroscopie RMN), soit en IRM bas champ. Le problème majeur de ce type de géométrie réside dans le fait que le champ est axial et donc que l'antenne doit être placée perpendiculairement au champ tout en facilitant l'accès à l'échantillon. La figure suivante présente les cartes de champ E et H d'un solénoïde de 7 mm de longueur utilisé en spectroscopie IRM ([13] p327).

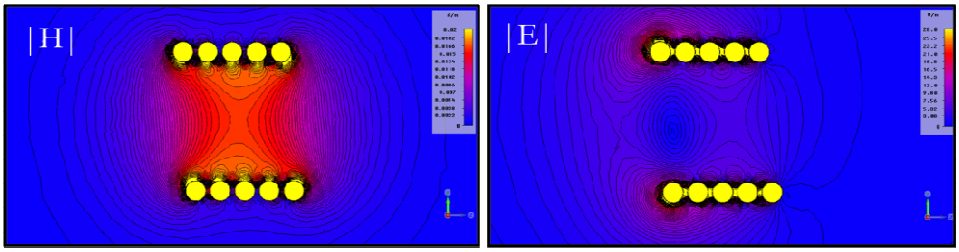


Figure 1-12 : cartes de champ E et H d'un solénoide de 7 mm simulées avec CST-Microwave Studio.

Un autre type d'antenne volumique avec un champ axial est l'antenne d'Helmholtz qui est composée d'une paire de spires circulaires parcourues par des courants en phase. L'homogénéité du champ magnétique pour cette antenne est optimale lorsque les deux spires sont distantes d'un rayon. En pratique, dans le cas d'une adaptation par couplage capacitif à la chaîne de réception, les deux spires sont connectées entre elles par des connecteurs croisés pour forcer le mode en phase des courants. Une autre méthode consiste à coupler inductivement le mode d'intérêt à l'aide d'une troisième spire coaxiale reliée à la chaîne de réception. Le montage ainsi réalisé est équilibré en potentiel et limite les couplages capacitifs avec l'échantillon qui peuvent désaccorder l'antenne. Une conception adaptée du support facilite l'accès à l'échantillon, plus pratique qu'avec le solénoïde. Les deux spires sont accordées à la même fréquence soit à l'aide d'un condensateur (Figure 1-13 b), soit en distribuant l'effet capacitif dans le substrat d'une ligne de transmission (Figure 1-13). Cette configuration peut être modifiée en antenne « selle de cheval ». Dans ce cas le champ de l'antenne est transverse et son axe de symétrie de révolution peut être aligné avec la direction de B_0. L'accès à l'échantillon est facilité et les effets de distorsion du champ sont diminués par rapport au solénoide. En revanche la sensibilité de détection est diminuée par un facteur trois par rapport au solénoïde [17].

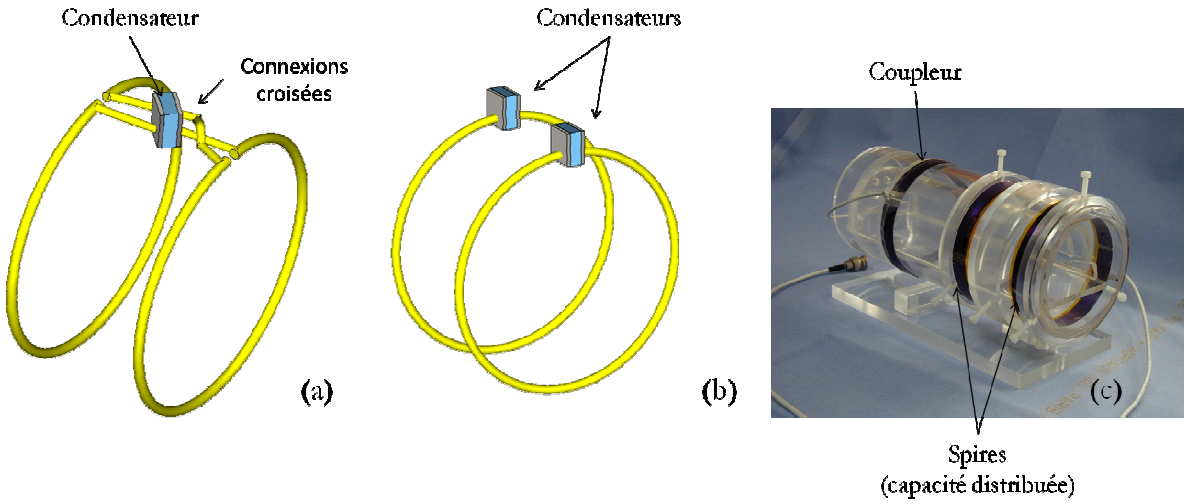


Figure 1-13 : exemple d'antennes Helmholtz. (a) schéma d'une antenne Helmholtz avec des conducteurs croisés pour privilégier le mode en phase des courant : couplage capacitif à la chaine de réception .(b) schéma d'une antenne helmotz avec deux antennes accordés à l'aide de condensateur : couplage inductif à la chaine de réception(c) photographie d'une antenne Helmholtz développé au laboratoire. Les spires sont constituées de deux résonateurs en bracelet [41] où l'effet capacitif est distribué dans le diélectrique. Le mode en phase des courants est couplé inductivement par un coupleur relié à la chaîne de réception.

La géométrie d'antenne volumique la plus répandue en imagerie clinique (64 MHz) est la « cage d'oiseau» [42] ((Figure 1-14).). Elle est constituée de barreaux disposés en cylindre et connectés entre eux aux extrémités par deux anneaux conducteurs. C'est une antenne à champ transverse et présentant une très grande homogénéité. Le principe de base est de faire circuler un courant le long des conducteurs, dont l'amplitude varie sinusoïdalement avec la position azimutale dans l'antenne cylindrique. La structure est rendue résonante en insérant un condensateur au niveau de chaque barreau ou entre chaque paire de barreau dans les anneaux conducteurs. La difficulté de réalisation d'une telle antenne dont la résonance est multimodale est l'accord du mode qui donne le maximum d'homogénéité et qui nécessite la condition de phase correcte des courants dans les barreaux. L'accroissement du nombre de barreaux permet d'améliorer l'homogénéité du champ mais renforce la complexité de l'accord. Cette antenne peut être alimentée par deux ports en quadrature de phase (position sur des barreaux à 90 degrés l'un de l'autre) et permet alors de gagner un facteur $\sqrt{2}$ en sensibilité. En effet le terme quadrature signifie que l'antenne est capable de détecter le champ dans le référentiel tournant c'est-à-dire un champ polarisé circulairement. Cette polarisation nécessite la superposition de deux champs polarisés linéairement suivant deux directions à 90° l'une de l'autre dans le référentiel du laboratoire. Or la plupart des antennes produisent un champ d'amplitude A polarisé suivant une direction dans le référentiel du laboratoire. Ce champ peut être décomposé en deux champs polarisés circulairement d'amplitude A/2 et donc la sensibilité de détection est diminuée d'un facteur $\sqrt{2}$.

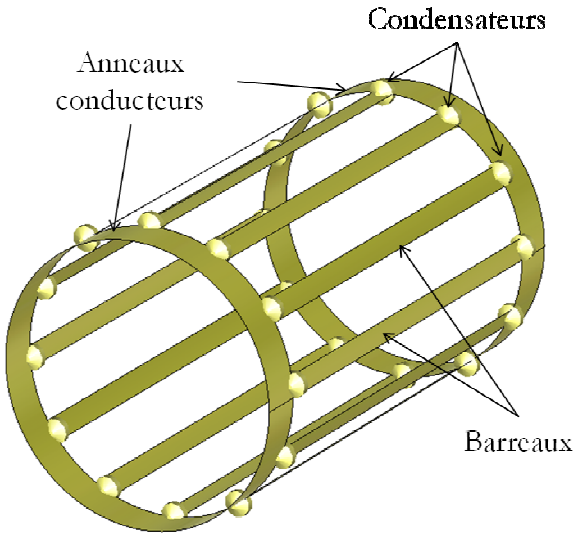


Figure 1-14 : schéma d'une antenne de volume « cage d'oiseau »

A plus haut champ l'augmentation de la fréquence de fonctionnement nécessite le développement d'antennes « cage d'oiseau » en faisant fonctionner les barreaux dans un mode électromagnétique transverse (TEM) au sein d'une cavité cylindrique [43]. Un autre problème à haut champ est celui de l'apparition d'ondes stationnaires (longueur d'onde dans les tissus de 10 cm environ à 400 MHz) qui sont à l'origine d'inhomogénéité du contraste de l'image et de points chauds, où la puissance vient se déposer de manière privilégiée augmentant le risque d'échauffement pour le patient. En poussant encore plus loin ce type d'approche, une publication récente propose de faire de l'IRM en utilisant le tunnel de l'IRM comme un guide d'onde progressive alimenté à une de ses extrémités par une source d'excitation coaxiale [44]. Un des avantages de cette méthode est de couvrir de manière plus homogène l'échantillon à l'émission et à la réception.

La résistance équivalente (R_E) d'un échantillon conducteur sphérique de rayon b induite dans une antenne volumique et de coefficient d'induction B1/i homogène dans tout l'échantillon peut s'exprimer par la relation suivante [23]:

$$R_E = \frac{2\pi}{15}\sigma\omega_0^2 b^5\left(\frac{B_1}{i}\right)^2 \qquad \textit{Équation 1-43}$$

Cette expression fait intervenir la conductivité σ des tissus biologiques dont les variations en fonction de la fréquence sont négligables dans le calcul de R_E par rapport à la dépendance direct de R_E avec ω_0^2. En effets, les tissus biologiques possèdent une conductivité moyenne de 0.65

S/m à 64MHz et de 0.78 S/m à 400 MHz [45]. La variation relative de conductivité entre 1.5 T et 9.4 T est de 20 % pour une variation d'un facteur environ 6.3 de la fréquence.

4.2 Les antennes de surface

Les antennes de volumes reçoivent un bruit venant de l'ensemble de l'échantillon alors qu'une antenne de surface va filtrer spatialement le bruit venant de l'échantillon comme le montre la Figure 1-15.

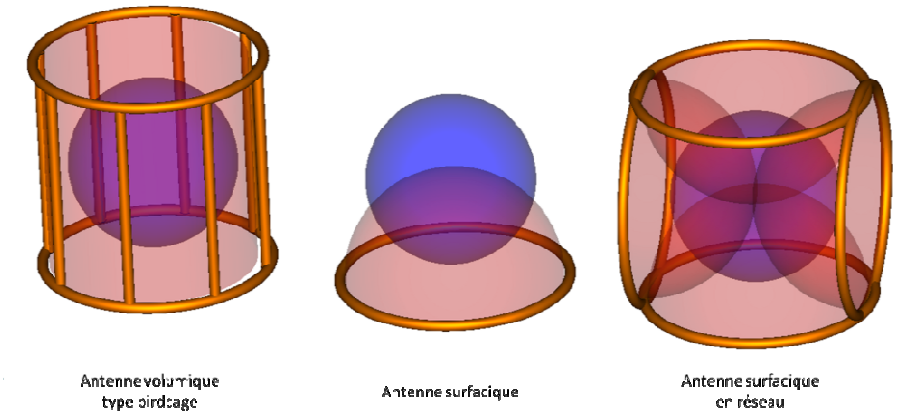


Figure 1-15 : configuration standard d'antennes radiofréquences. Les volumes de détection des antennes sont représentés en rouge. L'échantillon est la sphère bleue. La carte de sensibilité de l'antenne de volume est homogène, mais collecte le bruit de tout l'échantillon. L'antenne de surface permet d'obtenir une meilleure sensibilité en réduisant le volume de l'échantillon effectivement excité. En revanche sa carte de sensibilité n'est pas uniforme et son champ de vue est limité. Le réseau d'antennes de surface permet de tirer profit de la grande sensibilité de surface tout en conservant le volume de sensibilité des antennes de volumes. Les réseaux d'antennes permettent aussi d'accélérer les acquisitions car chaque antenne possède une information spatiale sur l'origine du signal. [Figure inspirée de biochimie]

Une expression analytique de R_E peut être obtenue pour une antenne de surface circulaire de rayon a placée à la surface d'un échantillon conducteur semi-infini de conductivité σ [23]*:*

$$R_E = \frac{1}{3}\sigma \mu_0^2 \omega_0^2 a^3 \qquad \textit{Équation 1-44}$$

Les pertes de l'antenne de surface dépendent de la taille de l'antenne [23].

Pour une antenne de surface circulaire de rayon a réalisée avec un fil conducteur de rayon r, de résistivité ρ_c, et possédant n tours, la résistance propre de l'antenne a pour expression analytique:

$$R_A = \frac{\xi a}{r} n^2 \sqrt{\frac{\rho_c \omega_0 \mu_0}{2}} \qquad \textit{Équation 1-45}$$

où ξ est un facteur de proximité qui rend compte de la proximité des différents tours entre eux. En effets la répartition des courants peut changer avec le rapprochement des conducteurs les uns

par rapport aux autres [17], [46]. R_A est proportionnel à $\sqrt{\omega_0}$ car cette relation tient compte de la difficulté du champ et du courant radiofréquence à pénétrer dans le matériau conducteur (effet de peau). En première approximation, le terme $\sqrt{\xi a/r}$ est indépendant de la taille et de la fréquence de l'antenne si on suppose un rapport constant entre le diamètre du fil utilisé pour faire l'antenne et la taille de l'antenne. Une valeur typique de 40 a été déterminée expérimentalement [47].

La sensibilité d'une antenne de surface est accrue par rapport à une antenne de volume à cause d'un facteur de remplissage plus élevé et d'un filtrage spatial du bruit provenant des tissus. En revanche son volume de sensibilité est diminué par rapport à une antenne de volume. Par ailleurs les antennes de surface présentent des cartes de champ B_1 (c.-à-d. une distribution dans l'espace du champ) moins homogènes que celles de volume. Cela pose un problème d'homogénéité de basculement de l'aimantation si l'antenne est utilisée pour l'excitation (mode émission/réception). Lorsque l'on utilise une antenne de surface pour augmenter la sensibilité, il est avantageux de réaliser l'excitation avec une antenne de volume séparée (mode réception seule).

Nous allons voir dans la section suivante que l'utilisation de réseaux d'antennes permet de tirer profit de la très grande sensibilité des antennes de surface tout en gardant un volume de sensibilité important.

4.3 Les réseaux d'antennes

Le principe de base du réseau réside dans le fait de recueillir simultanément les signaux provenant de plusieurs antennes de surface [48]. Le signal d'un voxel est donc acquis en parallèle par chacune des antennes. L'image est le résultat d'une combinaison judicieuse des signaux de chacune des antennes. C'est la phase et la sensibilité de chacune des antennes qui doit être pris en compte pour maximiser le RSB. Dans ces conditions, un réseau d'antennes permet de tirer profit de la grande sensibilité locale des antennes de surface, tout en conservant un volume de sensibilité comparable à celui des antennes de volumes.

La sélectivité spatiale de chacune des antennes du réseau permet également une accélération des acquisitions car elle contient intrinsèquement une information spatiale sur l'origine du signal. En effet les informations manquantes dues à un sous échantillonnage de l'espace de Fourier peuvent être récupérées grâce aux informations complémentaires des différentes cartes de sensibilité de chacune des antennes. Si chaque antenne possède une zone de sensibilité complètement disjointe des autres, l'accélération est proportionnelle au nombre d'antennes. Dans la réalité, les zones de sensibilité de chaque antenne ne sont pas disjointes et le facteur d'accélération est plus faible.

La réalisation d'un réseau est très complexe à cause des interactions électromagnétiques entre les différentes antennes [49-51]. Ces interactions doivent être éliminées pour deux raisons. Tout d'abord le signal induit dans une antenne ne doit pas être ré-induit dans l'antenne voisine. Ceci a pour effet de décaler la fréquence de chacune des antennes et de diminuer la sensibilité des antennes à la fréquence de Larmor. D'autre part même si l'inductance mutuelle est nulle entre deux antennes, il existe une résistance mutuelle entre elles. Le bruit d'une antenne peut donc se transférer aux antennes voisines et dégrader encore une fois la sensibilité d'un élément du réseau.

L'annulation de l'inductance mutuelle entre deux antennes peut se faire de différentes manières. La plus répandue est celle du découplage géométrique. Pour une géométrie d'antennes donnée, pour une conductivité des milieux donnés (antenne et échantillon), il existe une position particulière pour laquelle la mutuelle est nulle. Cette méthode ne permet pas d'éliminer la corrélation de bruit entre les antennes. De plus cette méthode impose une disposition particulière des antennes qui ne permet pas une optimisation du RSB. Le découplage par le préamplificateur est une autre technique de découplage et donne plus de flexibilité dans la disposition des antennes. Il est souvent utilisé en complément du découplage géométrique. Son principe est de minimiser le courant induit dans chaque antenne du fait de sa connexion à un préamplificateur. Pour cela l'impédance de charge présentée par l'entrée du préamplificateur à l'antenne est choisie de manière réfléchir une grande partie de la puissance transmise : à l'inverse de l'adaptation en puissance on choisit un coefficient ρ très différent de 1. Il est néanmoins nécessaire de réaliser la condition d'adaptation en bruit de manière à ce que la perte de puissance ne se traduise pas par une dégradation du RSB.

II. Emergences des antennes supraconductrices miniatures

Par application du théorème de réciprocité, une antenne possède une sensibilité d'autant plus grande qu'elle est capable de créer un champ B1/i important dans l'échantillon et qu'elle capte un minimum de bruit venant de l'échantillon. Pour ces deux raisons, une antenne de surface présente une sensibilité locale supérieure à une antenne de volume. La sensibilité d'une antenne de surface peut encore être améliorée en diminuant la taille de l'antenne. Cependant la diminution des dimensions de l'antenne, et par conséquent de son bruit propre tend à dégrader le facteur de bruit de l'antenne. Des méthodes doivent alors être mises en œuvre lorsque ce bruit devient trop important et domine le niveau de bruit intrinsèque du à l'échantillon.

A. Antennes miniatures et lois d'échelles

Le signal capté par l'antenne de surface dépend directement du champ magnétique radiofréquence (B_1) par unité de courant (i) que l'antenne est capable d'émettre en un point donné de l'espace. Une expression de B_1/i (ou coefficient d'induction) peut être donnée sur l'axe de l'antenne de surface de rayon équivalent a en fonction de l'éloignement de l'antenne (z) à partir de la loi de Biot et Savart par:

$$\frac{B_1}{i} = \frac{a^2}{\left(a^2 + z^2\right)^{3/2}} \qquad \textit{Équation 1-46}$$

Ainsi le coefficient d'induction est inversement proportionnel au rayon de l'antenne. Nous avons déjà déterminé les lois de variations des résistances équivalentes de bruit de l'échantillon (Équation 1-44) et de l'antenne (Équation 1-45). Les lois d'échelles, du facteur de qualité, de la sensibilité et du RSB à proximité immédiate d'une antenne de surface chargée par un échantillon conducteur semi-infini, sont données dans le tableau suivant[4], dans le cas où les pertes de l'échantillon sont largement dominantes :

Q	$\omega^{-1}a^{-2}$
S_{RF}	$a^{-5/2}$
RSB	$\omega a^{1/2}$

La sensibilité de l'antenne est donc augmentée lorsque l'on diminue sa taille. La dépendance en $a^{-5/2}$ de S_{RF} explique que l'on puisse diminuer la taille des voxels de façon proportionnelle à la taille de l'objet (et de l'antenne) avec une perte en RSB simplement proportionnelle à $a^{1/2}$ [52]. La limitation du volume exploré par l'antenne permet donc par nature d'améliorer la résolution spatiale de l'image. On constate aussi que le gain en sensibilité du à la miniaturisation est valable quelque soit la fréquence de Larmor. Le facteur de qualité d'une antenne en présence d'un échantillon sera d'autant plus grand que l'antenne sera petite et résonnante à basse fréquence.

La fabrication d'antennes miniatures pour l'IRM est un problème technologique. En effet l'inductance équivalente de l'antenne décroît au fur et à mesure que la taille de l'antenne diminue. Le réglage de la fréquence de résonnance de l'antenne nécessite alors l'utilisation de condensateurs de plus en plus gros qui peuvent induire des distorsions significatives du champ

[4] Attention, ici, les seules sources de bruits sont soit l'échantillon, soit l'antenne. La chaîne et le préamplificateur sont supposés non bruyants.

électromagnétique. Cet effet peut se répercuter sur l'image et détériorer sa qualité. La taille des condensateurs pose également un problème d'encombrement.

Pour miniaturiser l'antenne une solution consiste à supprimer les éléments discrets et à faire appel à une structure monolithique auto-résonante où l'effet capacitif est intégré dans le substrat. Cette voie a été explorée pour fabriquer des résonateurs en cuivre micro-moulé [53] ou en films minces d'YBaCuO [54]. Dans le cas d'un résonateur supraconducteur (section suivante), l'aspect monolithique est essentiel puisqu'il permet d'éviter d'introduire des pertes supplémentaires provenant du contact métal/supraconducteur (soudure des capacités discrètes…).

Différents types de géométries d'antennes monolithiques ont été proposées dans la littérature pour permettre la miniaturisation de l'antenne. La Figure 1-16 montre plusieurs exemples de design de structures auto-résonantes.

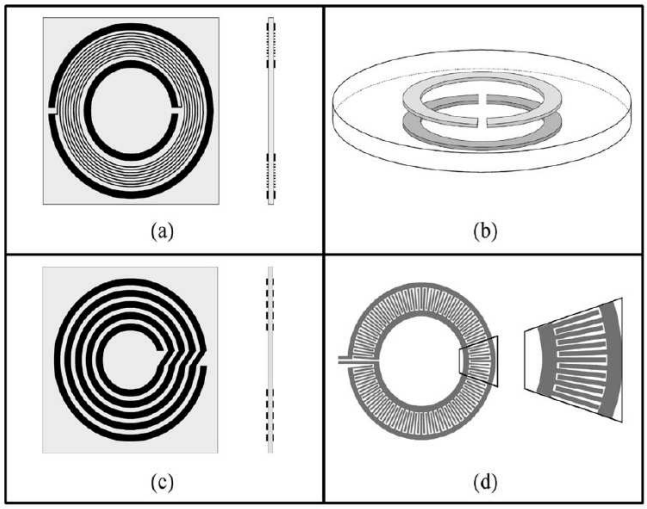


Figure 1-16 : différentes géométries de résonateurs monolithiques auto-résonants. (a) géométrie double face à capacité discrète intégrée. (b) résonateur à ligne de transmission simple tour, double face. (c) résonateur à ligne de transmission multi-tour (MTLR), double face.(d) géométrie simple face à capacité inter-digité.

Un premier design [55] consiste à déposer deux circuits de part et d'autre d'un diélectrique, contenant chacun une spirale inductive connectée à deux bandes circulaires concentriques, qui jouent le rôle de capacités. Cette ligne est dite à capacité discrète car la capacité y est localisée dans le motif. Ce design pose problème lorsque de fortes valeurs de capacités sont nécessaires : la place laissée pour la spirale inductive est alors limitée.

Une autre géométrie monolithique basée sur le principe des lignes de transmission à fentes [56][41], a été mise en œuvre en imagerie pour la première fois sur des antennes supraconductrice par Black [57]. L'antenne est formée de deux anneaux concentriques fendus, déposés de part et d'autre du substrat. Les deux lignes possèdent chacune une fente, diamétralement opposée l'une à

l'autre, dans le but de créer un champ magnétique non nul à l'extérieur du circuit. Dans cette configuration, la capacité ainsi que l'inductance sont distribuées sur tout le motif. Néanmoins, cette structure laisse peu de degrés de liberté, hormis l'épaisseur du substrat et les dimensions de la piste, pour ajuster la fréquence de résonance. Une version plus élaborée est constituée de plusieurs tours connectés en série [58] pour permettre d'étendre la gamme des résonances accessible vers les basses fréquences et les très petites dimensions. Par ailleurs, cette structure multi-tours (Multiturn Transmission Line Resonator - MTLR) permet une meilleure utilisation de l'espace en confinant les lignes de champ électrique à l'intérieur du substrat et en réservant la surface accessible pour distribuer de manière uniforme le courant de génération de champ magnétique [85]. Le MTLR a été utilisé pour la mise en oeuvre d'antenne supraconductrice HTC en imagerie *in vivo* sur un appareil clinique à 1,5 T [36]. Une description plus détaillée est donnée dans le chapitre 2 qui porte sur la modélisation de ce type d'antenne IRM.

Des structures mono face ont également été proposées, dans lesquelles la résonance est obtenue au moyen de capacités interdigitées distribuées entre deux inductances. Cette technique peut être utilisée soit pour réaliser des capacités locales soit des lignes de transmission auto-résonantes. Ce type d'antenne a été utilisé pour des applications en spectroscopie [59] ou en IRM [60], [61]. Enfin des auteurs ont proposé une structure mono face fondée sur une simple spirale auto-résonante correctement ajustée [62], [63]. L'inconvénient des structures mono face par rapport aux double face est leur possibilité de miniaturisation plus limitée. De plus le confinement moindre du champ électrique induit un risque accru de couplage capacitif avec l'environnement.

B. Domaines de prédominance de bruit

La Figure 1-17 représente les limites d'égalité du bruit de l'échantillon ($R_E T_E$) avec le bruit de l'antenne ($R_A T_A$) en fonction de la taille de l'antenne et de la pulsation de Larmor. Ainsi à une fréquence donnée, trois cas de dominance de bruit peuvent exister :

- $R_E T_E >> R_A T_A$, les pertes de l'échantillon dominent et tant que cette condition est satisfaite, on peut diminuer la taille de l'antenne pour gagner en sensibilité. C'est le domaine des pertes de l'échantillon dominantes où l'antenne n'est pas un facteur limitant dans la sensibilité de détection.
- $R_E T_E = R_A T_A$, l'égalité des pertes de l'échantillon avec celle de l'antenne fixe la limite des domaines de bruit de l'échantillon et de l'antenne. Les pertes de l'antenne ne sont plus négligeables et contribuent pour moitié à la dégradation du RSB.

– $R_E T_E << R_A T_A$, les pertes de l'antenne dominent et le RSB est dégradé par l'antenne elle-même. Les conditions optimales de détection ne sont plus satisfaites car l'outil de détection rajoute du bruit.

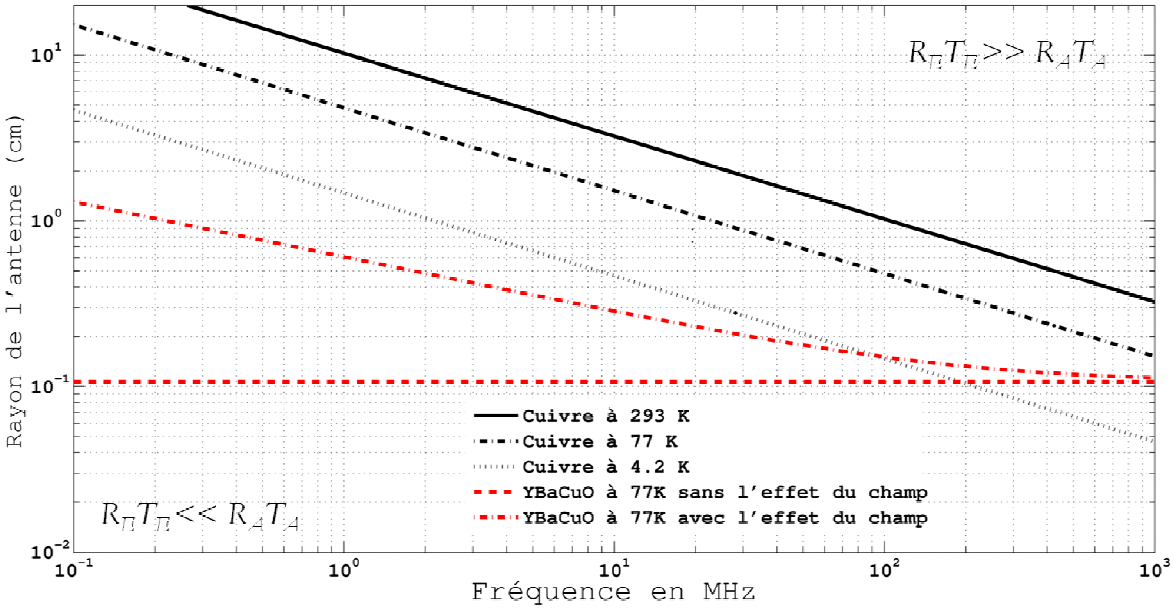


Figure 1-17 : domaine de prédominance du bruit de l'antenne et de l'échantillon. L'intersection entre le bruit propre de l'antenne RcTc et celui induit par l'échantillon RiTi délimite les domaines de prédominance des bruits en fonction de la fréquence et de la taille des antennes. Le bruit de l'échantillon est calculé en utilisant une antenne de surface classique, de rayon a, un échantillon de conductivité 0,66S/m et de température 310K. La distance antenne/échantillon est nulle. Le bruit de l'antenne est obtenu en combinant les lois théoriques et les calibrations expérimentales pour différents matériaux conducteurs opérant à différentes températures. Dans la région où le bruit propre de l'antenne domine ($R_A T_A >> R_E T_E$), le RSB peut être amélioré en faisant appel à de meilleurs conducteurs, ou à des températures plus basses. Dans la zone où le bruit de l'échantillon domine ($R_E T_E >> R_A T_A$), la limite intrinsèque du RSB est atteinte.

Ce graphe illustre de façon particulièrement synthétique les avantages potentiels de l'utilisation d'une antenne refroidie en fonction dans différents domaines de fréquence et de dimension. Pour chaque matériau, le régime de bruit correct (i.e. le domaine où la sensibilité intrinsèque est atteinte) est matérialisé par la partie supérieure droite de la courbe correspondante ($R_E T_E >> R_A T_A$). Lorsqu'on diminue la fréquence et/ou la taille de l'antenne, les pertes de l'antenne augmentent de façon relative jusqu'à égaler les pertes de l'échantillon. Il devient alors intéressant de diminuer le bruit de l'antenne.

Une première solution consiste à diminuer la température de l'antenne pour réduire les pertes équivalentes de l'antenne par rapport aux pertes de l'échantillon. Ainsi, dans le diagramme des prédominances de bruit, le domaine de bruit intrinsèque dominant est étendu vers les fréquences basses et les petites dimensions. La diminution de la température induit un double effet sur le bruit de l'antenne. Premièrement l'agitation thermique est diminuée et donc sa puissance de bruit

associée. Deuxièmement la réduction de température induit une diminution de la résistivité du cuivre et donc de sa résistance équivalente.

Cette idée de refroidir le détecteur pour réduire le bruit thermique de la chaîne d'acquisition pour les applications de la RMN est assez ancienne [17]. Les premiers essais rapportés en spectroscopie [6] ou en imagerie [64] remontent aux années 80. Une revue récente de Kovacs et al. [65] traite de l'impact d'antennes refroidies en cuivre pour la spectroscopie RMN.

Bien qu'une diminution supplémentaire du bruit de l'antenne puisse être obtenue en diminuant d'avantage la température cette voie est confrontée aux problèmes de la conception d'un environnement cryogénique très basse température compatible avec les contraintes de l'environnement IRM *in vivo* (compatibilités électromagnétiques, et isolation thermique). Une voie alternative s'est ouverte avec les supraconducteurs à haute température critique (HTC).

C. Antennes en matériaux supraconducteurs

Le terme supraconducteur à haute température critique se réfère à tous les supraconducteurs pour lesquels $T_c > 77$ K, température de l'azote liquide. Ces matériaux présentent une résistivité plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle du cuivre pour des contraintes de refroidissement modérées : développement cryogénique facilité. Cependant, la complexité de leurs propriétés nécessite de définir plus précisément leur cadre d'application [66].

Comme pour le cuivre, le gain apporté en RSB par l'utilisation d'un matériau supraconducteur dépend des contributions relatives du bruit de l'échantillon et du bruit de l'antenne. De plus, contrairement au cuivre, les propriétés des matériaux supraconducteurs dépendent fortement de la température, du champ statique environnant, de la fréquence du courant qui les parcourt, et de la puissance envoyée[5]. Leur utilisation en IRM est donc complexe et il faut donc être capable de prendre en compte ces dépendances pour connaître les bénéfices potentiels de l'utilisation d'une telle technologie.

La supraconductivité s'explique par la formation de paires de Cooper (théorie BCS) qui sont constituées de deux électrons de spins opposés qui se déplacent sans résistance dans le supraconducteur. Cependant la théorie est incomplète aujourd'hui pour décrire le comportement des matériaux supraconducteurs à haute température critique. De nombreux travaux sont en cours pour trouver un modèle général à l'échelle microscopique [67] [68]. Néanmoins, cette

[5] Les effets de non-linéarités en fonction de la puissance ne seront pas développés dans cette thèse. Cependant ces effets peuvent être utilisés de manière judicieuse dans le découplage des antennes IRM à l'émission. Des travaux ont été entrepris en ce sens au laboratoire IR4M depuis quelques années.

connaissance n'est pas nécessaire pour utiliser et concevoir une antenne en supraconducteur HTC. Les équations phénoménologiques de London suffisent en pratique pour modéliser les propriétés électromagnétiques macroscopiques.

Les effets de la température et du champ magnétique influencent la fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne. Le champ magnétique pénètre dans le matériau sous forme de vortex de quantum de flux. Un vortex peut être considéré comme un tube avec un cœur d'électrons « normaux » (sous forme de quasi-particules) de rayon ξ, appelé longueur de cohérence [69]. Le mouvement de ces vortex est à l'origine de phénomènes de dissipation dans ce type de matériaux qui induisent une augmentation de la résistivité du matériau [70]. Il s'ensuit une diminution du facteur de qualité. Un autre effet du champ magnétique est qu'il augmente la longueur de pénétration London des champs radiofréquences. La conséquence est une diminution de la fréquence de résonance par augmentation des effets d'inductance. Enfin, les supraconducteurs HTC sont caractérisés par une forte anisotropie de leurs propriétés. Par conséquent les effets du champ dépendent de l'orientation du dispositif supraconducteur dans le champ.

Des travaux préliminaires sur l'effet du champ [71] et une dépendance en ω^2 des pertes selon le modèle bi-fluide [8] permettent de tracer la limite entre le bruit de l'échantillon et le bruit de l'antenne supraconductrice comme nous l'avons fait pour le cuivre en Figure 1-17. La loi phénoménologique de dépendance de la résistance du supraconducteur peut s'exprimer de la manière suivante :

$$R_{HTS} \propto \alpha f_0^2 + \beta B_0$$

Équation 1-47

Les paramètres α et β sont extrapolés à partir de mesures du facteur de qualité en champ et hors champ. Pour extraire la résistance du facteur de qualité, il faut disposer d'un modèle d'inductance. C'est le point le plus critique dans la détermination de ces domaines de bruit. Sur la Figure 1-17 il apparaît clairement que l'effet du champ diminue l'avantage d'utiliser un matériau supraconducteur par rapport à du cuivre, pour diminuer la contribution du bruit de l'antenne. Cet effet de remontée de la courbe d'égalité des bruits est plus marqué à bas champ. Cependant cette courbe reste encore suffisamment basse par rapport à celles du cuivre le plus refroidi. Ce n'est pas toujours le cas lorsque la fréquence RMN augmente. Par exemple à 100 MHz, la courbe d'égalité des bruits pour le supraconducteur croise celle du cuivre refroidi à 4.2 K. La question de

l'apport d'antennes supraconductrices par rapport à des antennes en cuivre refroidi devient plus critique. Malgré la difficulté de mise en œuvre de ce type d'antenne, leur utilisation a montré, dans certaines situations, des gains en RSB supérieurs à un ordre de grandeur par rapport à des antennes de même géométrie en cuivre [36].

Deux articles de revue traitent de l'impact des antennes en cuivre ou en supraconducteur refroidies en IRM et en spectroscopie RMN [52], [65]. Pour les applications in vivo où le bruit de l'échantillon intervient, le graphique (Figure 1-17) montre que différentes approches sont possibles avec de tels capteurs qui ont été explorées par différentes équipes de recherche. Tout d'abord les antennes supraconductrices ont été utilisées pour améliorer la sensibilité de grandes antennes à bas champ (Figure 1-18). Des applications de micro-IRM ont été développées à champ intermédiaire (1 à 3 T) (Figure 1-18). Cependant, les applications à haut champ (>3 T) sont restées limitées jusqu'à aujourd'hui à des échantillons non conducteurs ou à des pièces anatomiques de très petites dimensions [63], [72].

De manière générale, les antennes supraconductrices HTC ont été mises en œuvre sous forme d'antennes de surface. Quelques articles rapportent néanmoins l'utilisation d'antennes de volume (géométries de type Helmholtz) [61] [72] [73]. Cependant, la nécessité de refroidir l'antenne tout en permettant un accès facile à l'échantillon limite considérablement la possibilité d'applications in vivo.

D. Gain en RSB apporté en IRM par les antennes supraconductrices

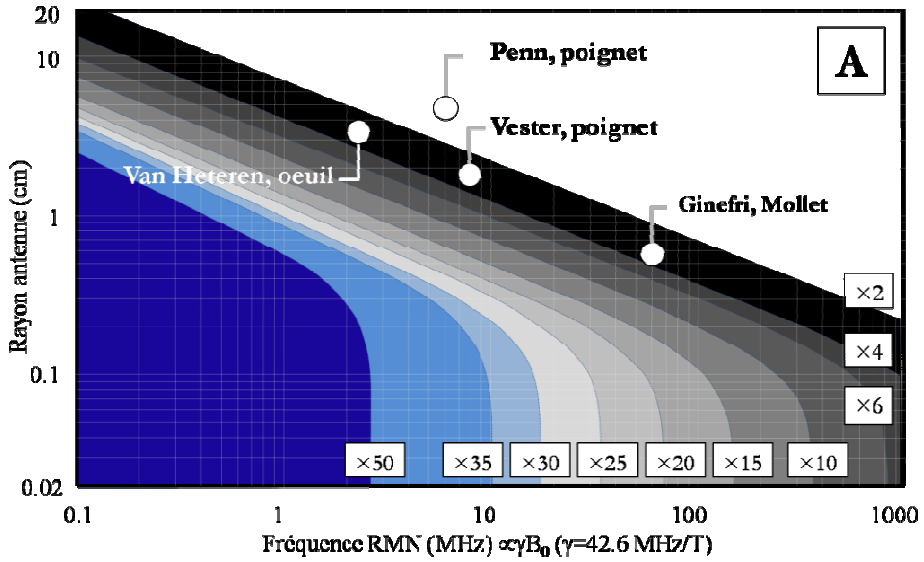
L'utilisation des antennes supraconductrices est motivée par le gain en RSB apporté par cette technologie par rapport à une technologie d'antennes en cuivre utilisées à température ambiante. Il est possible de représenter ce gain en fonction de la taille de l'antenne et de la fréquence, en supposant que la chaîne et le préamplificateur ne rajoutent pas de bruit. Pour des géométries d'antennes identiques, le gain en RSB s'exprime de la manière suivante :

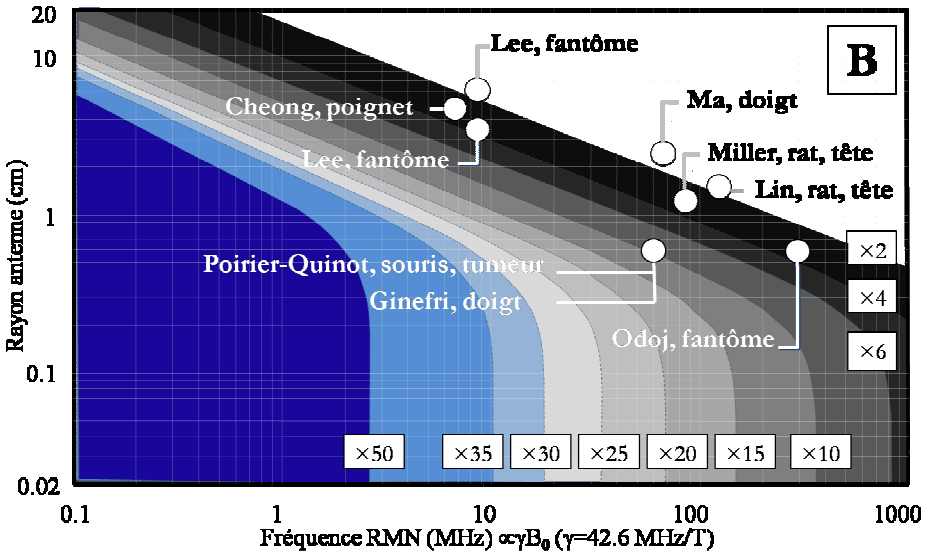
$$RSB_{Gain} = \sqrt{\frac{R_E T_E + R_{Cu} T_{Cu}}{R_E T_E + R_{HTS} T_{HTS}}} \qquad \textit{Équation 1-48}$$

où R_{Cu} et R_{HTS} représentent respectivement les résistances équivalentes du cuivre et du supraconducteur. T_{Cu} et T_{HTS} sont les températures respectives du cuivre et du supraconducteur.

Nous avons représenté ce gain pour trois conditions de charge correspondant respectivement à un échantillon conducteur semi-infini (conductivité σ=0.5 S.m^{-1}), un échantillon conducteur de même taille que l'antenne et un échantillon semi infini très faiblement conducteur

(σ=0.0005 S.m^{-1}). Nous avons utilisé les expressions analytiques des résistances pour une antenne de surface exposée en section I.E.4.2. Pour l'exemple de l'échantillon de même taille que l'antenne, les résistances induites ont été recalculées à partir de l'Équation 1-20. Les constantes α et β de l'Équation 1-47 sont respectivement égales à 4,95549e-20 et 3,8135e-4 et ont été extraites de la publication de J.-C. Ginefri et al. 2002 [71]. Ces graphiques dépendent donc de l'extraction des paramètres alpha et beta. Néanmoins, on retrouve assez bien les gains mesurés par les autres équipes. Ces graphiques permettent d'avoir une vue d'ensemble, depuis 1991 jusqu'à nos jours [64], des différents travaux utilisant des antennes de surface supraconductrices en fonction de la fréquence, de la taille de l'antenne, de la nature de l'échantillon.





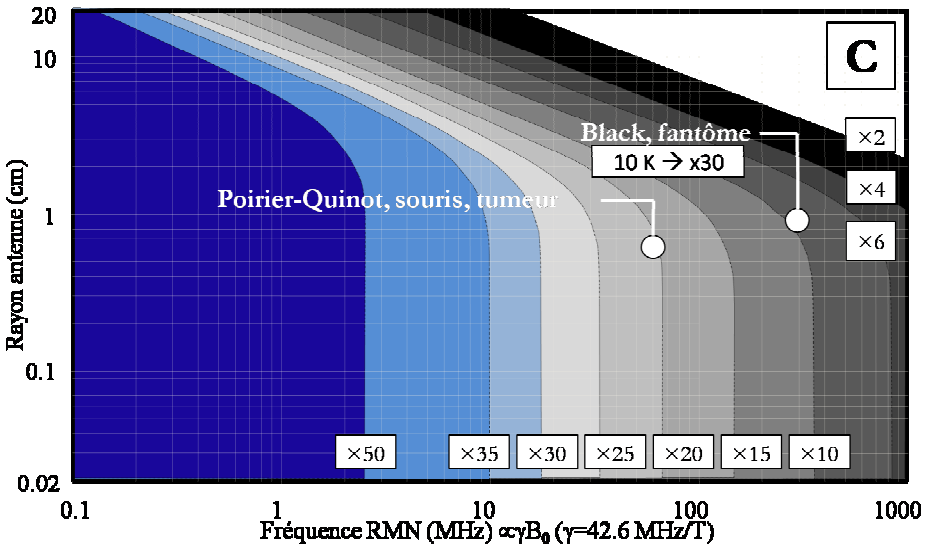


Figure 1-18 : gain en RSB d'une antenne supraconductrice à 77 K par rapport à une antenne en cuivre de même géométrie à température ambiante (293 K) en fonction de la fréquence RMN. Ce gain est présenté pour trois conditions de charge : (A) échantillon semi-infini de conductivité 0,5 S.m^{-1}, (B) échantillon de même taille que l'antenne et (C) échantillon très faiblement conducteur de conductivité 0,0005 S.m^{-1}[74-77][36], [47], [60], [78-81].

La figure 1-16 montre que les gains obtenus dans la plupart des expériences ne dépassent pas 4, à l'exception de ceux de Black et de Poirier-Quinot [78][36][61]. Par ailleurs les gains rapportés avec des antennes en cuivre refroidies sont également pour la plupart compris entre 2 et 4 [65], à l'exception de Styles [6]. Cette lecture fait apparaitre l'existence de faiblesses méthodologiques, difficiles à analyser précisément en raison du manque fréquent de données. Néanmoins plusieurs types d'erreurs fréquentes sont décelables dans la littérature.

Comme nous avons pu le voir dans les sections précédentes, le facteur de qualité est un moyen d'évaluer la sensibilité d'une antenne sur la base d'une analyse détaillée des sources de bruit. Ainsi le facteur de qualité permet d'estimer la contribution de la sensibilité de l'antenne dans l'amélioration du RSB en comparant ses valeurs à vide, en charge et en présence du champ est une donnée indispensable qui est manquante dans certaines publications. De plus dans la mesure où le bruit interne des antennes supraconductrices est réduit à l'extrême, l'amélioration en sensibilité peut être fortement dégradée [79] si la chaîne ne fait pas elle aussi l'objet d'une optimisation en bruit poussée. La donnée du facteur de bruit de la chaîne et du préamplificateur est donc indispensable pour discuter de l'avantage réel apporté par l'antenne supraconductrice.

Par ailleurs le dimensionnement des antennes utilisées, pour optimiser le RSB en fonction de la profondeur de détection souhaitée et des contributions relatives du bruit de l'échantillon et de l'antenne, est souvent mal établi. Pour une antenne appliquée à la surface de l'échantillon (supposé semi-infini), le rayon de l'antenne qui maximise le RSB à une profondeur p donnée est

égal à $\mathbf{a}/\sqrt{5}$ d'après les équations 1-30, 1-44, 1-46. Cependant l'existence d'un espacement entre l'antenne et l'échantillon joue également un rôle dans cette optimisation (« lift off effect ») [82] [83] [84]. De plus le modèle d'échantillon semi-infini et homogène ne reste qu'approximatif au regard des conditions réelles rencontrées in vivo. En l'absence de simulations électromagnétiques complètes ou de mesures précises des effets de la charge de l'échantillon sur le facteur de qualité de l'antenne, le risque d'un dimensionnement inadapté est élevé du fait de la variation très rapide du bruit induit par l'échantillon.

Un troisième problème est lié au choix de la réplique en cuivre utilisé pour la comparaison et à son positionnement par rapport à la surface de l'échantillon. En effet la conception d'une antenne en cuivre de haute performance suit des règles sensiblement différentes de celles d'une antenne supraconductrice HTC (épaisseur de peau …). Cependant pour pouvoir faire une comparaison il est nécessaire de réaliser la comparaison pour des distributions de champ B1/i aussi voisines que possible. Enfin l'antenne en cuivre peut être appliquée à proximité plus immédiate de l'échantillon étant donné l'absence d'isolement thermique. Cet aspect est essentiel à prendre en compte lorsque les cryostats ont des épaisseurs d'isolement importantes : le positionnement de l'antenne cuivre à la même distance que l'antenne supraconductrice HTC peut conduire à une surestimation importante du gain en RSB.

Enfin l'emploi d'antennes supraconductrices HTC en mode émission/réception pose un problème spécifique dans les séquences d'imagerie. Ce problème est du à la non linéarité de la réponse en puissance lorsque le courant dans l'antenne approche le courant critique du matériau. Il entraine alors une distorsion des formes d'impulsions d'excitations qui se répercute le volume excité et sur l'angle de bascule.

Chapitre 2

MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE D'ANTENNES DE SURFACE MINIATURES RADIOFREQUENCES EN CHAMP PROCHE

I. Introduction

Les structures monolithiques auto-résonantes permettent une miniaturisation des antennes en IRM. Cependant leur conception nécessite le développement d'outils de modélisation spécifiques pour déterminer les caractéristiques géométriques de l'antenne qui fixe la fréquence de résonance de l'antenne. De plus les méthodes conventionnelles d'ajustement de la fréquence de résonance en condition d'imagerie pour compenser les effets de l'environnement (échantillon, support en diélectrique) ne sont pas facilement transférables à ce type d'antenne.

Une antenne de surface conventionnelle est constituée d'un conducteur sur lequel sont soudés un ou plusieurs condensateurs qui permettent d'ajuster la fréquence de résonance (f_0) de l'antenne à la fréquence de Larmor du noyau étudié. Le conducteur est soit un fil de cuivre, soit une couche mince de cuivre déposée sur un substrat diélectrique. La présence d'un diélectrique dans l'environnement de l'antenne (échantillon ou doigt froid du cryostat) peut modifier la distribution du champ électrique et induire une modification de la fréquence de résonance. L'utilisation d'un condensateur variable permet de compenser les éventuels désaccords de l'antenne induits par l'environnement électromagnétique.

Les techniques d'accord sont bien plus complexes avec un résonateur multi-tours à lignes de transmission (MTLR) à la fois lors de leur conception mais aussi lors de leur utilisation en imagerie. En effet, la fréquence de résonance est fixée par la géométrie de la ligne de transmission, l'épaisseur et la nature du diélectrique (permittivité relative). La fabrication de l'antenne fixe intrinsèquement et de manière presque irréversible la fréquence de résonance. Il est donc primordial de pouvoir prédire la fréquence de résonance d'un MTLR avant sa fabrication. Des contraintes supplémentaires apparaissent lorsque les conducteurs sont en matériau supraconducteur. La bande passante très étroite des antennes supraconductrices, nécessite un

ajustement très fin de la fréquence (~30 ppm à 1.5 T). Ensuite, l'accès au résonateur est réduit une fois que ce dernier est positionné dans l'environnement cryogénique. De plus, avec le cryostat utilisé au laboratoire IR4M, f_0 est modifiée par la présence du doigt froid et de la fenêtre en saphir. Enfin l'utilisation de composants discrets pour l'ajustement de la fréquence peut ajouter des pertes de contact considérables par rapport aux excellentes propriétés de conduction des supraconducteur HTC.

La prédiction de la fréquence de résonance des résonateurs MTLR, de l'effet de l'environnement et le développement de techniques d'ajustement de la fréquence non conventionnels sont indispensables pour la mise en œuvre d'antennes supraconductrices en IRM. Un modèle analytique, dont nous donnerons les principales caractéristiques dans ce chapitre, fondé sur le modèle des lignes de transmission, a permis jusqu'à présent de modéliser les MTLR avec une précision sur l'estimation de la fréquence de résonance de 5 % [58], [85]. Cependant, ce modèle est un modèle approché qui présente des limites. Tout d'abord, pour certaines géométries de MTLR la fréquence de résonance simulée peut différer de plus de 10 % avec la mesure expérimentale. Il existe plusieurs explications possibles à cet écart du modèle avec l'expérience : espacement des pistes trop faible induisant des effets capacitifs exclus du modèle, limites de la formulation empirique de l'impédance caractéristique de la ligne utilisée dans le modèle [86]. D'autre part, le modèle analytique ne permet pas de prendre en compte l'environnement des résonateurs. Or, la prise en compte des effets diélectriques susceptibles de modifier la fréquence de résonance du MTLR et en particulier l'effet du doigt froid dans le cas spécifique du cryostat de l'IR4M, faciliterait les étapes nécessaires à l'ajustement de la fréquence de résonance du MTLR dans son environnement cryogénique. Un modèle numérique complet, faisant appel à la totalité des équations de Maxwell, des MTLR et de leur environnement est donc nécessaire pour améliorer leur mise en œuvre.

Le logiciel commercial utilisé au cours de cette thèse permet de simuler les matériaux en cuivre pris à température ambiante. Les effets de la température, ainsi que les propriétés de conduction spécifiques aux supraconducteurs n'ont pas été intégrés dans la simulation. En revanche comme l'objectif final est de prédire la fréquence de résonance d'une antenne supraconductrice, nous avons confronté les résultats de la simulation non seulement aux résultats de la caractérisation sur banc d'un résonateur en cuivre, mais aussi à ceux d'un résonateur en supraconducteur de même géométrie. Cette triple comparaison permettra de conclure si oui ou non une modélisation des MTLR en cuivre suffit pour prédire les caractéristiques radiofréquences d'un MTLR en supraconducteur.

Une fois que le modèle numérique est validé par l'expérience, il devient un outil de simulation qui permet une réduction du nombre de résonateurs à fabriquer pour obtenir un MTLR présentant des caractéristiques radiofréquences souhaitées. Cet outil de simulation devient très intéressant avec une géométrie aussi complexe que le MTLR lorsque l'on cherche à améliorer la sensibilité (microscopie), l'homogénéité des cartes de champ (imagerie de quantification) ou le confinement du champ pour limiter les couplages capacitifs avec l'échantillon (antennes implantées).

Le premier objectif de ce chapitre est de rappeler brièvement les fondements du modèle analytique pour mieux comprendre le fonctionnement électromagnétique des MTLR. Nous donnons ensuite une vue d'ensemble des outils de simulation numériques pour pouvoir situer le modèle numérique que nous avons utilisé au cours de cette thèse. Nous présentons ensuite le logiciel commercial, CST Microwave Studio[6], et comment nous l'avons utilisé pour modéliser les MTLR et leur environnement électromagnétique. Les limites du modèle sont discutés et les perspectives d'amélioration du modèle sont exposées.

II. Modélisation analytique et numériques

A. Modélisation analytique des MTLR

Un modèle analytique du résonateur est déjà disponible. Il permet de prévoir la fréquence de résonance des MTLR avec un besoin en ressources informatiques très faible (ordinateur de bureau) et un temps de calcul rapide (1s pour une géométrie). Cependant dans quelques situations très diverses le modèle donne des résultats pour la fréquence de résonance qui diffèrent par plus de 10 % avec l'expérience. Les limites de ce modèle et la complexité de développement des outils d'amélioration justifient la nécessité d'un outil numérique pour la modélisation des MTLR. Néanmoins ce modèle donne dans de nombreux cas de bonnes prédictions de la fréquence de résonance et peut donc être un moyen d'évaluer la précision des résultats numériques. Il constitue également une bonne introduction à la compréhension du fonctionnement du MTLR. Par conséquent, dans la section suivante on détaille les hypothèses et le principe du modèle analytique des MTLR.

Les MTLR sont construits sur le principe des lignes de transmission à fentes [56], [41], [58]. L'antenne se compose de deux conducteurs circulaires, ou pistes, disposés de part et d'autre d'un substrat diélectrique qui permettent de distribuer de manière continue la capacité d'accord. L'effet capacitif est intégré au substrat qui remplace le condensateur. La largeur des pistes, leur longueur,

[6] Choisi pour sa facilité de mise en œuvre, et sa fiabilité de ses résultats démontrée dans de nombreuses situations. Néanmoins, dans le cadre de nouveaux travaux il conviendra d'évaluer un code livre récent (2010) développé par le MIT [87]

l'épaisseur et la nature du substrat permettent de fixer la capacité équivalente. Les deux pistes possèdent une fente, diamétralement opposée, de manière à créer un champ magnétique non nul à l'extérieur du circuit. Le nombre de fentes peut être augmenté mais doit être égal pour chaque conducteur. Le nombre de tours et le diamètre de l'antenne fixent la valeur de l'inductance. Un schéma de leur géométrie est donné dans la Figure 2-1.

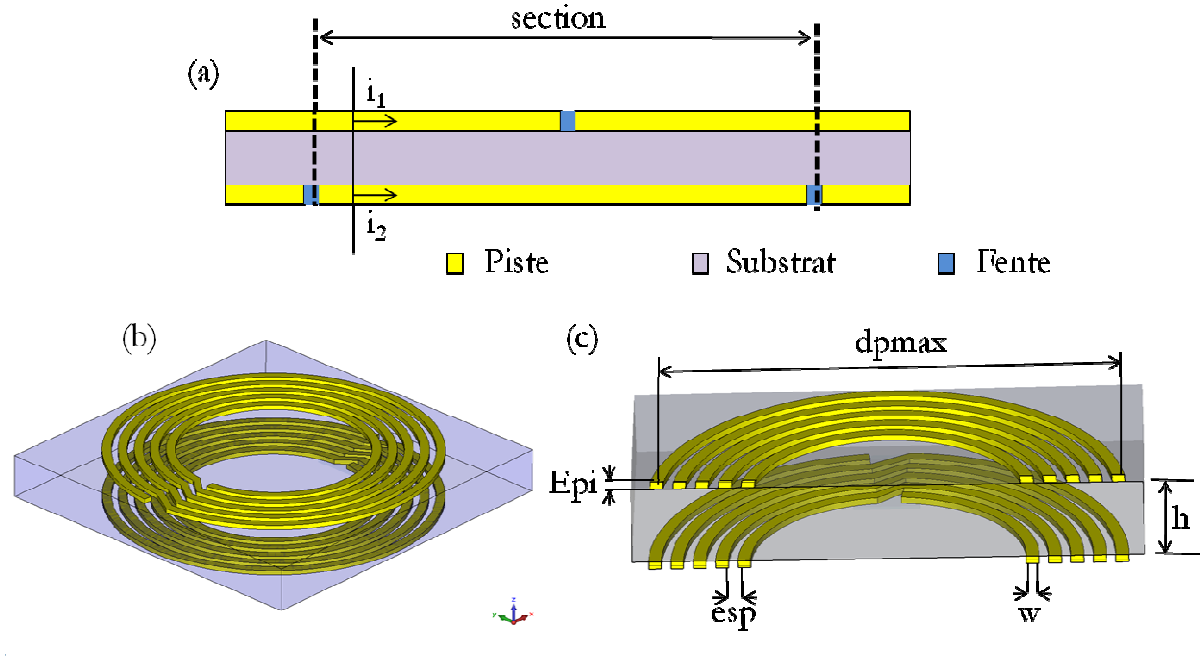


Figure 2-1 : Représentation schématique du MTLR. (a) élément de base du MTLR. Chaque piste disposée de part et d'autre du substrat diélectrique est parcourue par un courant i. (b) représentation 3D d'une géométrie MTLR. (c) représentation en coupe d'une géométrie MTLR avec ses paramètres géométriques : dpmax, diamètre du tour extérieur mesuré au milieu de la piste ; Epi, épaisseur des pistes ; esp et w, espacement et largeur des pistes ; h, épaisseur du diélectrique.

Le résonateur est constitué de la mise en cascade d'éléments de base ou section représentés sur la Figure 2-1(a). L'ensemble est bouclé sur lui-même (figure 2-1 (b)). La condition de résonance est obtenue à partir de l'équation des lignes écrites pour la tension et le courant en chaque point. Le détail du calcul ne sera pas donné ici et est expliqué dans l'article de Serfaty S. et al. [58]. En revanche, les hypothèses du modèle sont importantes pour comprendre le fonctionnement des MTLR. Les courants circulants dans chaque conducteur peuvent être décrits par la superposition d'un courant de mode différentiel et d'un courant de mode commun. D'après la loi de Maxwell-Ampère, le courant de mode commun est celui qui est responsable de la création d'un champ magnétique à l'extérieur du circuit. Aux fréquences considérées (longueur d'onde grande devant la taille du circuit) on supposera qu'il obéit aux lois des constantes localisées plutôt qu'aux lois de rayonnement des antennes. D'autre part, l'effet capacitif entre tours est négligé. En d'autres termes, on fait l'hypothèse basses fréquences qui implique que le courant de mode commun est le même en tout point du circuit. Le courant de mode différentiel ne crée aucun champ magnétique

en dehors de l'antenne. Il dépend des paramètres internes de la ligne (inductance et capacité linéiques). Il est donc lié à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne et à la vitesse de propagation dans la ligne. Le modèle d'impédance est celui proposé par Wheeler pour deux bandes de conducteurs séparés par un diélectrique [86]. Ce modèle est très bien adapté pour un résonateur monotour. En revanche il serait peut-être intéressant de modifier ce modèle empirique et de l'adapter à plusieurs bandes coplanaires pour mieux modéliser l'impédance caractéristique d'un résonateur multi-tours.

La distribution des courants dans chaque ligne est présentée sur la Figure 2-2.

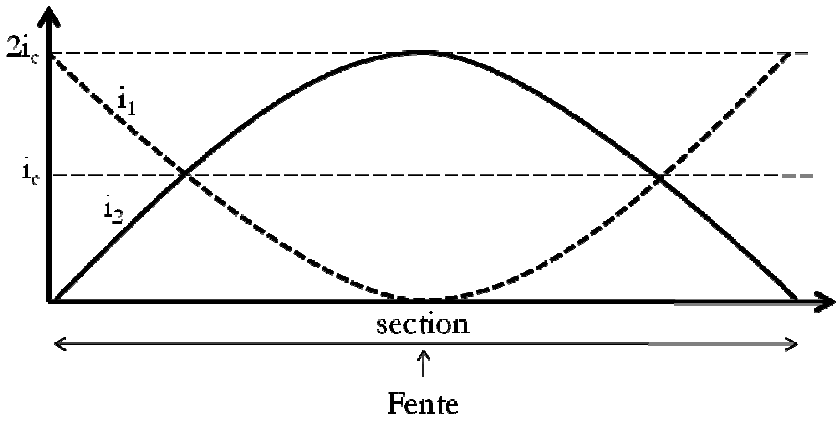


Figure 2-2 : distribution des courants le long des deux pistes (i_1 et i_2) d'une section d'un MTLR. Au niveau de la fente le courant est nul dans la piste 1 et il est maximum dans la piste 2 (deux fois le courant de mode commun : i_c), c'est-à-dire au milieu de la piste.

La condition de résonance est fixée par l'équation suivante :

$$\frac{L_{tot}\,\omega}{4N\,Z_c}\tan\left(\frac{\beta l}{4N}\right)=1 \qquad \textit{Équation 2-1}$$

où, L_{tot} est l'inductance total du résonateur, N le nombre de fentes, β la constante de propagation, l la longueur de chaque piste.

Ce modèle assez simple permet d'estimer la fréquence de résonance des MTLR. Il permet aussi d'avoir une idée de la distribution du courant et des tensions dans la ligne. Le courant est maximal au milieu de la ligne. Les outils de simulation analytique sont justifiés et très performants lorsque les géométries d'antenne ou d'échantillon sont simples et lorsque les fréquences RMN considérées sont associées à des longueurs d'ondes très supérieures à la taille des échantillons. Pour des géométries simples d'antennes ou d'échantillons, nous avons pu voir dans le premier chapitre qu'il est même possible d'obtenir une formulation analytique des pertes induites par l'échantillon [17]. Les outils de simulation numérique deviennent indispensables lorsque les

géométries de l'antenne ou de l'échantillon se complexifient et lorsque la fréquence augmente et que les phénomènes de propagation ne peuvent plus être négligés.

B. Modélisation numérique des MTLR

1. Généralité sur les outils de modélisation numérique

Le développement d'outils numériques dans le domaine des antennes radiofréquences pour l'IRM date d'une dizaine d'années [88]. Il coïncide avec l'essor des appareils d'IRM à plus haut champ visant à augmenter le RSB et qui est donc associé à une augmentation de la fréquence RMN. En effet, au-delà de 2 T, les antennes de volume conventionnelles (type « Birdcage ») et l'échantillon n'ont plus des tailles négligeables par rapport à la longueur d'onde de travail. L'approximation quasi-statique permettant de négliger les interactions capacitives entre l'antenne et l'échantillon n'est plus valide. Les cartes de champ magnétique ne peuvent pas être calculées sans la présence de l'échantillon et présentent de fortes inhomogénéités induites par des phénomènes de propagation. Le champ électrique associé est susceptible de déposer de la puissance radiofréquence et d'échauffer la température dans les tissus lors de la phase d'émission (problèmes de SAR) [89][90][91][92].

A ce jour, il existe de nombreux logiciels commerciaux permettant de modéliser et simuler des antennes RF en résolvant les équations de Maxwell en « Full-wave ». Les techniques les plus populaires sont les différences finies dans le domaine temps (FDTD) [93], la méthode des éléments finis dans le domaine fréquentiel (moins répandu dans le domaine temps) (FEM) [94] et la méthode des moments (MoM) qui n'est, elle, applicable que dans le domaine fréquentiel. Depuis quelques années, la tendance est au développement des approches dites hybrides, permettant de combiner les avantages des différentes méthodes de simulation [95].

Le principe de base de la résolution numérique des équations de Maxwell en différence fini ou en éléments finis repose tout d'abord sur une discrétisation dans l'espace des équations de Maxwell exprimées sous forme différentielle ou intégrale. A la suite de cette discrétisation spatiale, les équations sont résolues soit dans le domaine temps par une méthode itérative, soit dans le domaine fréquentiel par résolution d'un système d'équations linéaires.

Les méthodes temporelles font généralement appel à des maillages en hexaèdres (discrétisation de l'espace) et posent souvent des problèmes pour modéliser des géométries courbes. D'autre part, le calcul s'effectue dans un espace fini nécessitant la définition de conditions aux limites. Ces conditions peuvent être électriques (PEC-composante tangentielle du champ électrique nulle), magnétiques (Pmag-composante normale du champ magnétique nulle) ou des conditions

absorbantes simulant un espace ouvert, appelées « Perfect matching layer » (PML). La nécessité de définir ces conditions rajoute de l'incertitude et de la complexité dans l'analyse des résultats de simulation. Enfin, le principe du calcul repose sur une discrétisation des différentiels (différences finies-FD) ou des intégrales (technique des intégrales finies-FIT) au niveau de chaque maille et dans le temps. Nous reviendrons plus en détail, dans la section 2.1.1, sur la FIT qui est la méthode de discrétisation spatiale des équations de Maxwell utilisé par CST- Microwave Studio (CST-MWS). La résolution des équations de maxwell ne passe pas par la recherche d'une solution mathématique des équations aux dérivées partielles. Le problème continu est remplacé par un problème discret dont le résultat dépend énormément des conditions aux limites, du choix pris pour la discrétisation spatiale et de l'excitation. Néanmoins, elles présentent de nombreux avantages par rapport aux méthodes fréquentielles. Les ressources informatiques nécessaires sont faibles car elles ne nécessitent pas de problèmes d'inversion de matrices. D'autre part, en une simulation et après transformée de Fourier, la largeur spectrale des résultats est bien supérieure aux méthodes fréquentielles. Ces méthodes peuvent prendre en compte, dans le calcul électromagnétique, des composants électriques discrets tels que des condensateurs, des diodes ou une résistance. Enfin, elles sont bien adaptées aux géométries diélectriques complexes. Elles ont largement été utilisées ces dernières années dans le développement d'antennes à haut champ pour modéliser les interactions antenne/échantillon et pour pouvoir estimer la distribution des champs magnétiques (problèmes d'homogénéités) et électriques (problèmes de SAR) nécessaires à l'optimisation des antennes.

Les méthodes fréquentielles permettent de trouver une solution aux équations aux dérivées partielles (FEM) ou aux équations intégrales (MoM). Ces méthodes font appel à des théories mathématiques plus complexes que les méthodes temporelles (minimisation de normes, méthodes de Galerkin) mais elles correspondent à la recherche d'une solution mathématique aux équations de Maxwell. D'un point de vue physique, on peut montrer que cette solution mathématique correspond à une situation de minimum d'énergie. Ces méthodes permettent aussi plus de flexibilité dans le choix du maillage. Ainsi on peut définir un maillage en tétraèdre qui permet un raffinement local du maillage. Cependant, elles sont plus gourmandes en ressources informatiques car elles nécessitent l'inversion d'une matrice. Dans le cas de la méthode MoM seules les surfaces des solides sont maillées et aucunes conditions aux limites ne sont nécessaires. Cette méthode est encore peu répandue dans le domaine des logiciels commerciaux (à part Feko®) car elle nécessite des ressources informatiques importantes à cause de la résolution d'équations intégrales et qu'elle donne lieu à de fortes instabilités numériques.

Un tableau présenté en annexe 1 récapitule de manière succincte les avantages et inconvénients des différentes méthodes de résolution numérique des équations de Maxwell.

Au cours de cette thèse, la modélisation et la simulation des MTLR à l'aide d'un outil numérique a été effectuée principalement à l'aide du logiciel commercial CST-MWS qui permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temps et dans le domaine fréquentiel. Nous avons également évalué l'avantage d'utiliser le logiciel de FEM, HFSS. Dans la suite de ce chapitre, nous donnons une vue d'ensemble des méthodes numériques utilisées et de la manière dont nous les avons mises en œuvre pour simuler les MTLR.

2. Modélisation des antennes MTLR avec CST-Microwave Studio

2.1 Caractéristiques principales de CST-Microwave Studio (CST-MWS)

2.1.1 *Discrétisation spatiale des champs*

La discrétisation spatiale des champs, dans CST-MWS, est fondée sur la technique des intégrales finies (FIT) qui consiste à discrétiser sur une grille cartésienne les équations de Maxwell, écrites sous forme intégrale[7] [96]. La plupart des méthodes numériques utilisent les équations de Maxwell écrites sous forme différentielle. Un domaine de calcul, de taille finie, entoure l'objet à simuler. L'espace est subdivisé en une multitude de petits éléments de volume appelés mailles, au niveau desquelles chaque équation de Maxwell est exprimée sous forme matricielle pour permettre leur résolution. Le principe de la mise en forme matricielle des équations de Maxwell est donné dans la Figure 2-3.

[7] La forme intégrale des équations de maxwell est obtenue à partir des équations macroscopiques de maxwell en utilisant les théorèmes de Stokes et Green-Ostrogradski.

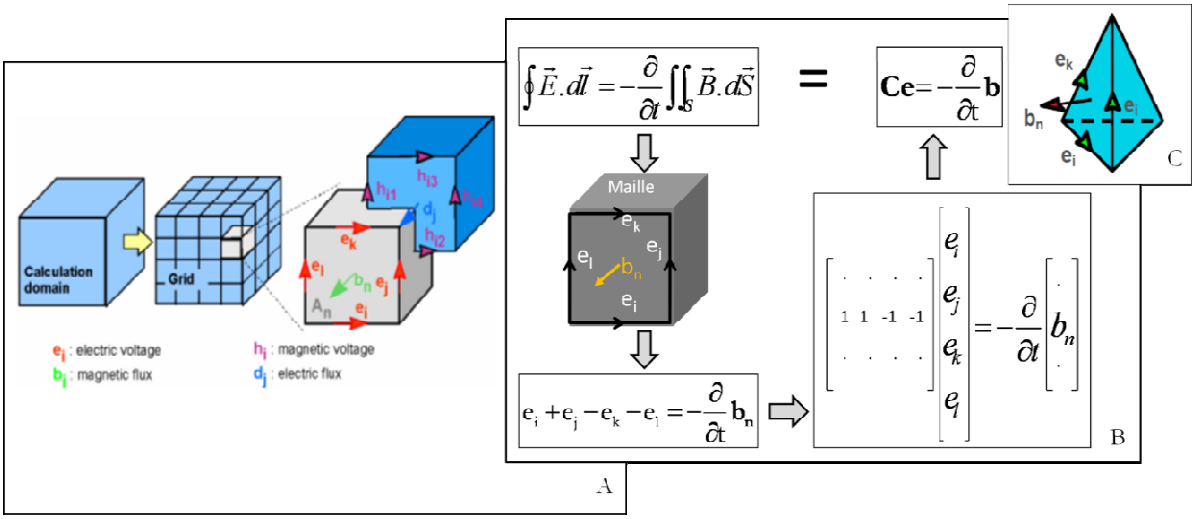


Figure 2-3 : Principe de la discrétisation spatiale des équations de Maxwell par la technique des intégrales finies (FIT). (A) Un domaine de calcul, de taille finie, entoure l'objet à simuler. L'espace est subdivisé en une multitude de petits éléments de volume appelé maille. Une grille duale de maillage est utilisée pour résoudre les équations de Maxwell couplées. (B) mise sous forme matricielle des équations de maxwell discrétisées sur l'exemple de l'équation de Maxwell-Faraday. (C)Application de la FIT à une maille en tétraèdre. La FIT peut être appliquée à des types de maillage plus générale tel que le maillage en tétraèdre. (Figure tirés du manuel d'utilisation de CST-MWS[97]).

Le maillage représente à la fois la structure géométrique 3D à simuler et les points où le champ magnétique est calculé. Un raffinement du maillage est donc souvent nécessaire dans les zones de densité d'énergie électromagnétique élevée ou dans les zones de discontinuité des matériaux. L'ensemble des équations de Maxwell discrétisées et exprimées sous forme matricielle constitue la grille des équations de Maxwell (« Maxwell's Grid Equation » ou MGE). En pratique, une double discrétisation spatiale est appliquée aux équations de Maxwell couplées, à l'aide de maillage par cellules élémentaires (cellules de Yee) [98]. Le domaine de calcul est subdivisé en cellules parallélépipédiques où sont représentées les six composantes du champ électromagnétique. A chaque arête du maillage, on associe la composante parallèle à l'arête du champ électrique régnant au milieu de l'arête. A chaque face du maillage, on associe la composante normale à la face, du champ magnétique régnant au centre de la face, comme le montre la Figure 2-3. On constate que les discrétisations spatiales des composantes des champs électriques et magnétiques seront décalées d'un demi-pas spatial. Le jeu d'équations résultant est présenté ci-dessous :

$$Ce = -\frac{\partial}{\partial t} b \qquad \tilde{C}h = \frac{\partial}{\partial t} d + j$$

$$\tilde{S}d = q \qquad \tilde{S}b = 0$$

Le signe ~ est utilisé pour les matrices exprimées dans la grille duale qui prend comme origine le milieu de la grille principale. La grille principale permet d'obtenir les champs e et b. La deuxième

grille permet d'obtenir l'autre moitié des champs, c'est à dire d et h. Le fait que les informations topologiques (gradient, divergence et rotationnel) et métriques (modèle 3D) soient représentées sur deux maillages décalés a d'importantes conséquences théoriques et numériques. Notamment, cela limite le nombre d'erreurs possibles lors du calcul.

Enfin, les équations constitutives des matériaux, données ci-dessous, sont elles aussi explicitées sous forme matricielle.

$$\vec{D} = \varepsilon \, \vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu \, \vec{H}$$
$$\vec{J} = \sigma \, \vec{E} + \vec{J}_S$$

Ces équations sont valables pour un milieu sans aimantation et sans polarisation. La dernière équation est la loi d'ohm avec un terme supplémentaire pour des courants sources J_s qui sont injectés lors de la simulation pour exciter la structure. La définition de ces équations au niveau d'une maille induit des sources d'erreurs car les propriétés des matériaux sont supposées homogènes sur la maille. CST-MWS utilise une approximation supplémentaire pour limiter cette source d'erreur dans la modélisation de géométrie complexe à partir d'une grille cartésienne.

2.1.2 *"Perfect boundary approximation" et "thin sheet technology"*

Le maillage d'une structure courbe à l'aide de parallélépipèdes donne lieu à des erreurs de modélisation (Figure 2-4). En effet la courbe sera approximée par une série de « marches d'escalier » ; c'est le phénomène de *staircase*, bien connu des méthodes en différence finie, qui font appel, dans la plupart des cas, à un maillage en hexaèdre. La première solution est de diminuer au maximum la taille des mailles. Cependant cette solution s'accompagne inévitablement d'un accroissement colossal du temps de calcul. La solution proposée par Krietenstein en 1998 [99] est d'utiliser l'approximation de frontière parfaite (Perfect Boundary approximation- PBA). Cette méthode permet de garder la simplicité du maillage cartésien tout en modélisant de manière plus précise les géométries courbes. L'approximation PBA permet de prendre en compte les inhomogénéités de matériaux à l'intérieur d'une maille. Les champs sont discrétisés à l'intérieur de la maille en utilisant une approximation à l'ordre 2 des champs, pour représenter les courbes de manière plus exacte. Cette approximation reste valable tant que la maille contient au plus deux matériaux différents.

Une approximation supplémentaire, très utile pour les conducteurs fins, appelée « thin sheet technology », permet de prendre en compte dans une maille une alternance diélectrique-métal-diélectrique. Nous verrons que ces deux approximations se sont avérées très utiles dans la modélisation des MTLR qui présente des pistes circulaires très fines et très rapprochées. Nous avons ainsi pu effectuer les calculs sur des ordinateurs de bureau classiques. Le temps, la précision d'un calcul et les ressources informatiques à disposition peuvent constituer un facteur limitant dans la modélisation électromagnétique.

Il est important de noter que quelles que soient les approximations adoptées, plus la résolution du maillage est fine et plus le résultat de la simulation du dispositif sera précis. Cependant cela se fait au détriment du temps de calcul. Par ailleurs, le gain en temps et en précision de calcul, apporté par le PBA et TST, doit être nuancé par l'augmentation de la complexité des paramètres du modèle. Les hypothèses et approximations de simulation sont intégrées dans le code du logiciel et ne sont pas accessibles. Nous verrons dans l'analyse des résultats que ces approximations ne sont pas suffisantes pour modéliser correctement la surface courbe des MTLR (cf.IV.C.1.1).

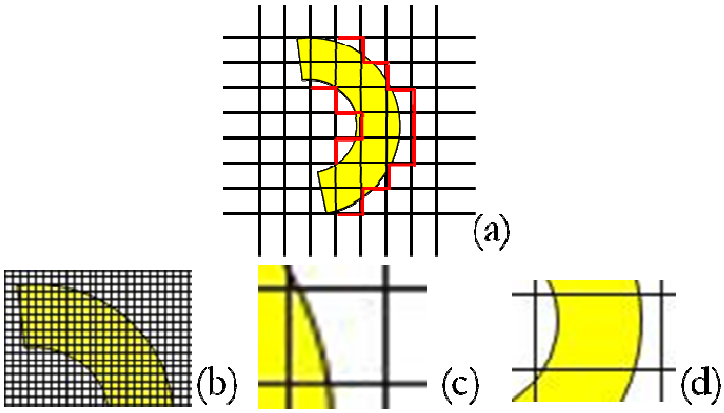


Figure 2-4 : Maillage cartésien d'un conducteur fin de géométrie courbe. (a) Dans une maille seul un matériau peut exister. La courbe du conducteur est représentée en marche d'escalier (ou « staircase » –en rouge). (b) raffinement du maillage pour rapprocher les staircase de la forme de la courbe. (c) une maille en « perfect boundary approximation » (PBA) où deux matériaux sont pris en compte dans une seule maille. (d) une maille en « thin sheet technology » (TST) où une alternance supplémentaire de discontinuité de matériau est possible par rapport au PBA.

2.1.3 *Résolution des équations de maxwell*

CST-MWS permet de résoudre les équations de Maxwell de différentes manières correspondant chacune à une hypothèse sur les différentielles temporelles des champs et sur la source de courant d'excitation.

Les équations de Maxwell peuvent être résolues dans le domaine temps avec une prise en compte des variations temporelles des champs. C'est le solveur temporel ou « transient solver» de CST-MWS. Les équations de Maxwell sont discrétisées dans l'espace temps en substituant les termes

dérivatifs par rapport au temps par les différences centrales. De façon analogue à la méthode de discrétisation spatiale où les champs électriques et magnétiques sont décalés d'une demi maille (cellule de Yee cf. 2.1.1), le méthode de discrétisation temporelle induit un décalage dans le temps, des champ électriques et magnétiques, égal à la moitié du pas temporel (Δt) de la simulation. La figure suivante résume bien le principe d'itération du calcul à 1 dimension spatiale.

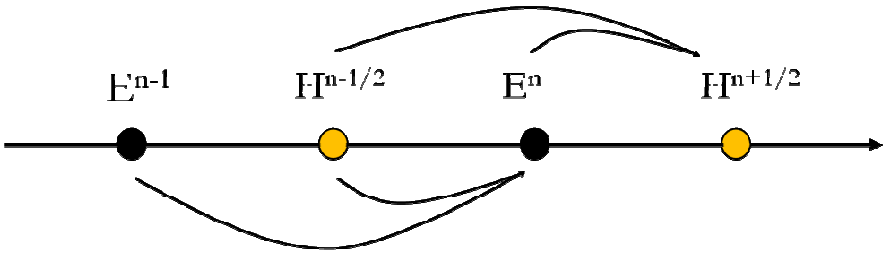


Figure 2-5 : Principe d'itération de résolution dans le domaine temps des équations de Maxwell : méthode « saute mouton » (leap-frog).

Cette méthode de discrétisation temporelle est utilisée dans toutes les simulations en différence finie, résolues dans le domaine temps (Finite-Difference-Time-Domain-FDTD). La spécificité de CST-MWS vient du fait que les différences finies sont obtenus à partir de la forme intégrale des équations de Maxwell. De manière rigoureuse le solveur temporel de CST-MWS studio est un solveur FIT-TD. L'intérêt de la simulation dans le domaine temps réside dans le fait que, suite à la transformée de Fourier, les résultats sont obtenus sur une large bande fréquentielle, en une seule simulation. Les champs sont calculés à la suite de l'application d'une source de courant (générateur de tension, de courant ou de puissance) ou de champ (onde plane ou port en guide d'onde).

Les équations de Maxwell peuvent aussi être résolues dans le domaine fréquentiel (« frequency domain solver »). Contrairement au « solver » temporel, le maillage peut être choisi, soit sous forme de parallélépipèdes, soit sous forme de tétraèdres (cf. figure 2-3 C). L'intérêt réside dans le fait qu'on ne maille que les objets à simuler. Cela se rapproche des méthodes en élément fini, même si c'est toujours la méthode FIT qui est appliquée. Ce type de maillage peut s'avérer très intéressant pour des géométries d'antennes très complexes, telles que les MTLR à plusieurs tours : le maillage sera raffiné seulement au niveau des conducteurs. Les équations de Maxwell sont exprimées en prenant l'hypothèse d'une variation harmonique des champs, c'est-à-dire que « ∂/∂t » tend vers « $i\omega$ ». Les sources d'excitation de la structure à simuler sont les mêmes que dans le solveur temporel.

Enfin, un dernier solveur est disponible avec CST MWS qui n'est ni un solveur temporel ni un solveur fréquentiel. C'est le solveur en mode propre ou « eigenmode solver » Dans ce cas la résolution des équations de Mawell est fondée sur une recherche des valeurs propres, de l'équation de Helmholtz, pour le champ électrique, exprimée sous forme matricielle dans tout l'espace. Cette méthode de résolution se rapproche de celle du solveur fréquentiel mais dans ce cas, les sources sont fixées à zéro et le maillage est uniquement hexaèdral. Le calcul fait intervenir la technique du filtrage tree-cotree et donne les différents modes de résonance de la structure par une méthode de régularisation d'une norme [100]. Dans ce solveur, la TST n'est pas applicable. Le maillage doit être par conséquent plus raffiné qu'avec le « solver » temporel pour éviter les phénomènes de staircase. D'autre part, les conditions aux limites du domaine de calcul sont uniquement magnétiques ($H(\perp)=0$), ou électriques ($E(//)=0$).

Suivant le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes, les ressources informatiques, le temps nécessaire, et la précision du calcul ne seront pas les mêmes. Le choix de la méthode de résolution et de discrétisation des équations de Maxwell doit être fait en fonction de la géométrie et des paramètres à calculer. Nous allons voir dans le chapitre suivant comment nous avons utilisé CST pour modéliser au mieux les MTLR.

Les différentes méthodes de résolution des équations de Maxwell ont été appliquées à la modélisation et la simulation des MTLR. D'autres structures ont été simulées et sont présentées en annexe 2 et 3.

2.2 Modélisation des MTLR

2.2.1 *Le maillage*

La précision du résultat de la simulation dépend de la résolution du maillage. Un raffinement du maillage a été réalisé dans les zones présentant une forte densité d'énergie électromagnétique ou une variation de la nature des matériaux. Ainsi le maillage est resserré, dans l'épaisseur du diélectrique, pour prendre en compte le confinement du champ électrique, entre les deux pistes, disposées de part et d'autre du diélectrique. Cela permet une meilleure modélisation de l'effet capacitif distribué et intégré dans le diélectrique. Par ailleurs, même si le PBA et le TST permettent de prendre en compte les inhomogénéités de matériaux, le maillage a été raffiné suivant le plan du résonateur pour améliorer la description des surfaces courbes (les pistes) du MTLR. L'étude de raffinement du maillage s'appelle l'étude de convergence. La convergence est obtenue quand l'accroissement du nombre de mailles ne change plus significativement (≈1%) les résultats (comme la fréquence de résonance), qui peuvent alors être comparés aux mesures. Nous

avons effectué l'étude de convergence manuellement pour prendre en main CST-MWS et comprendre les limites du modèle FIT-PBA. L'étude de convergence peut-être effectuée automatiquement par CST-MWS. Pour le maillage en tétraèdres, le nombre de degrés de liberté pour fixer les paramètres du maillage est plus restreint et le raffinement du maillage est obtenu automatiquement. Les maillages en hexaèdres et en tétraèdres sont présentés respectivement en Figure 2-6 et Figure 2-7. Dans la Figure 2-6 une représentation du MTLR en « staircase » est donnée. Elle permet de montrer que déjà, sans le PBA et le TST, on a une représentation assez proche du MTLR.

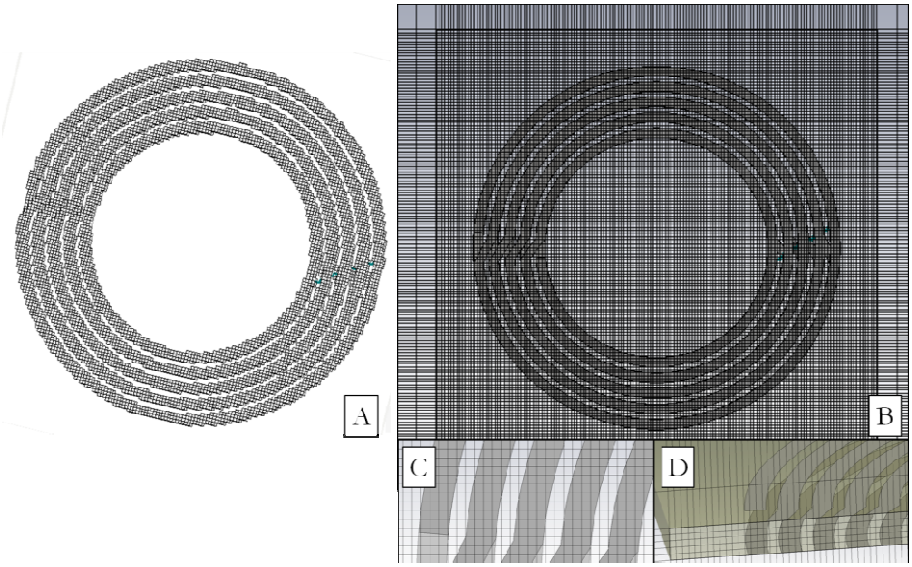


Figure 2-6 : Maillage parallélépipédique (B) et représentation en « staircase » (A) d'un MTLR 5 tours. (C) zoom au niveau du gap. Il y a au minimum 2 mailles selon la plus petite longueur caractéristique située dans le plan du résonateur (ici c'est l'espacement entre pistes- dans d'autres géométrie, ça peut être la largeur des pistes). (D) zoom d'une coupe du résonateur. Il y a au minimum 5 mailles dans l'épaisseur du diélectrique pour obtenir un résultat sur la fréquence avec 2 % d'écart à la valeur obtenu à la convergence.

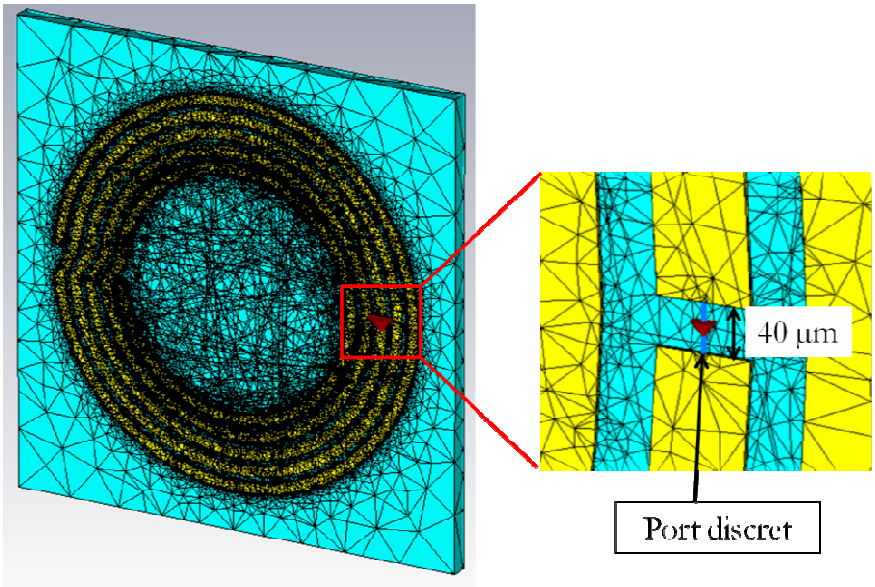


Figure 2-7 : Maillage en tétraèdres d'un résonateur 5 tours. A droite, un zoom du MTLR représente la fente, de 40 µm, faite au niveau du résonateur pour introduire un port discret (source de tension, courant ou puissance) qui va exciter le MTLR en temporel ou fréquentiel.

2.2.2 *Excitation, conditions aux limites du domaine de calcul*

Les excitations et les conditions aux limites utilisées pour les différents « solver » sont présentées dans cette section.

– Solveur temporel

Les conditions aux limites du domaine de calcul (parallélépipède de la Figure 2-8) sont des conditions de « Perfect Matching Layer » (PML). Les PML permettent de modéliser des espaces ouverts, en définissant une loi d'absorption des champs, au niveau des frontières du domaine de calcul [93]. Les résultats de la simulation dépendent du choix réalisé pour les PML. Une étude a été menée pour évaluer l'effet de la proximité des frontières PML avec le résonateur sur les résultats de la simulation. Aucun effet n'a été décelé. La taille du domaine a donc été fixée au minimum accepté par le logiciel, c'est-à-dire 3 mailles entre la structure et les frontières du domaine de calcul. L'agrandissement du domaine de calcul a été nécessaire selon l'axe du résonateur pour obtenir les cartes de champs dans tout le volume de sensibilité de l'antenne. Enfin, l'utilisation des « convolution PML » a donné lieu à des instabilités numériques se traduisant par une création d'énergie lors du régime transitoire du résonateur. Nous avons donc privilégié les GTPML (première formulation des PML dans CST-MWS) pour lesquels aucune instabilité numérique n'a été observée.

L'excitation de la structure a été obtenue à l'aide d'une onde plane polarisée rectilignement. L'antenne se comporte alors comme un dipôle magnétique. La Figure 2-8 donne l'orientation des vecteurs champs magnétiques et électriques, ainsi que la direction de propagation de l'onde plane. Ce mode d'excitation, idéal, est très commode pour obtenir la fréquence de résonance du MTLR le facteur de qualité et la sensibilité de l'antenne dans le vide. Les résultats de la simulation découlent d'une interaction entre un champ magnétique et le résonateur. C'est comme la méthode simple boucle, où la sonde de caractérisation serait sans pertes. Le signal d'excitation est une impulsion gaussienne. Sa largeur est directement liée au domaine fréquentiel fixé par l'utilisateur. Ainsi, plus la largeur spectrale sera grande, plus la durée de simulation sera courte, du fait d'une phase d'excitation plus courte.

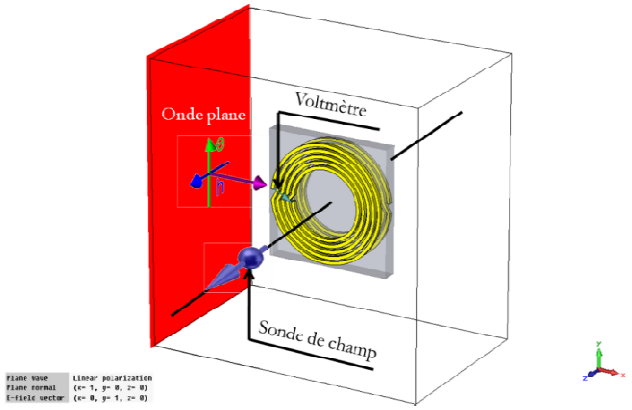


Figure 2-8 : Résonateur MTLR placé dans le domaine de calcul, excité par une onde plane polarisée rectilignement. Le champ h est orienté suivant l'axe du résonateur. Une sonde de champ magnétique (H) permet de récupérer le champ H en un point de l'espace. Un voltmètre est positionné au niveau de la fente du MTLR.

L'excitation en onde plane est insuffisante lorsque l'on cherche à modéliser le coupleur ou si l'on envisage un couplage capacitif du MTLR à la chaîne de réception. Dans ce cas, nous avons utilisé des ports discrets qui peuvent modéliser soit une source de courant ou de tension idéale, soit une source de puissance, appelée port S qu'on insère au niveau des pistes du résonateur. Le port S délivre une puissance de 1W et permet une véritable mesure des paramètres S en absorbant la puissance réfléchie. La simulation électromagnétique peut ainsi être couplée à une simulation en circuit équivalent [89]. Comme le montre la Figure 2-9, nous avons étudié différentes possibilités de connexion du MTLR au spectromètre, en positionnant le port S soit au niveau de la fente, soit entre les deux pistes, soit au milieu de la piste, pour une géométrie 1 tour.

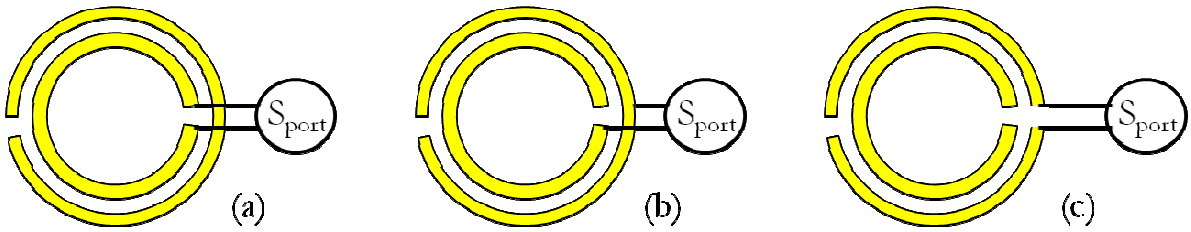


Figure 2-9 : représentation schématique des différentes possibilités de connexion d'un port discret S (S_{port}) à un MTLR sur l'exemple d'un résonateur à ligne de transmission un tour. (a) connexion au niveau de la fente. (b) connexion entre une extrémité de piste et le milieu de la piste opposé. (c) connexion au milieu d'une des pistes.

Lorsque le nombre de tours augmente, il est évident qu'en simulation ou dans l'expérience, les configurations (a) et (b) nécessitent des développements spécifiques. En effet dans ces cas, plus il y a de tours et plus les points de contact du port discret S s'éloignent et plus les fils de contact peuvent constituer une inductance parasite. Nous avons évalué, en simulation, la configuration (c) sur une géométrie multi-tours.

Le processus itératif de résolution des équations de Maxwell dans le domaine temps (Figure 2-5) doit se poursuivre assez longtemps pour que le signal du régime transitoire décroisse à zéro ou en dessous d'une valeur limite correspondant à un état d'équilibre énergétique (ou « steady-state criterion »). Si ce n'est pas le cas, les résultats de la simulation obtenus après une transformée de Fourier discrète sont altérés par un effet de troncature du signal. La source d'erreur liée à la troncature du signal est contrôlée à partir du niveau d'énergie (exprimée en dB) emmagasinée dans le domaine de calcul au début de la simulation et qui décroît lors du régime transitoire par des mécanismes de rayonnement ou de dissipation. Ce temps de décroissance dépend du nombre de résonances, de l'énergie emmagasinée et des propriétés dissipatives des milieux impliqués dans la simulation. Les MTLR sont des structures résonantes et emmagasinent de l'énergie. Si le MTLR est seul la dissipation a lieu essentiellement dans les pistes (à condition de prendre un dsubstrat diélectrique de tangente de perte très faible comme le saphir). Or une simulation est d'autant plus précise que toute l'énergie emmagasinée a pu se dissipé. Ainsi moins les matériaux sont dissipatifs (par exemple antenne non chargée), plus longue sera la simulation. Comme le montre la Figure 2-11, en présence du MTLR, la décroissance de l'énergie dans le domaine de calcul est très lente. Le temps de simulation est alors beaucoup trop long si on attend que toute l'énergie emmagasinée soit dissipée. Nous avons donc fixé le critère d'arrêt d'une simulation à 20 fois le temps de l'impulsion d'excitation. Cela permet d'obtenir une décroissance de l'énergie d'au minimum 6 dB. Ensuite, un filtre autorégressif permet de prévoir le signal temporel sans attendre sa décroissance jusqu'à zéro. Cette méthode ne peut pas être appliquée au calcul des champs 2D ou 3D et est utilisée seulement pour des données 1D, en un point de l'espace, telles que le potentiel électrique, ou les champs H et E.

- Solveur fréquentiel

Les conditions aux limites du domaine de calcul sont des PML. Les modes d'excitation sont les mêmes qu'en solveur temporel. Le critère de fin d'une simulation est lorsque le solveur trouve une solution au système linéaire d'équation de Maxwell. Ainsi, si l'on connait a priori la fréquence de résonance d'un MTLR, la simulation en solveur fréquentiel est plus rapide qu'avec le solveur temporel. Ce solveur nous a permis d'évaluer les performances d'un maillage en tétraèdre sur la précision et le temps du calcul lorsque l'on avait une idée a priori (expérience ou résultat du solveur temporel) de la fréquence de résonance.

- Solveur Eigenmode

Dans ce solveur, il n'y a pas de source de courant et donc d'excitation à définir. En revanche, la condition aux limites du domaine ne peut pas être la condition PML. Seules des conditions électriques ou magnétiques peuvent être utilisées. Elles imposent une annulation des composantes tangentielles du champ électrique aux frontières du domaine de calcul. En d'autres termes, le résonateur est enfermé dans une boîte métallique qui, à la manière d'une cavité, possède une fréquence de résonance propre. Des couplages existent entre cette cavité et le résonateur. Le résultat de la simulation dépend de la taille de cette boîte. Nous avons étudié la fréquence de résonance en fonction de la taille de la boîte. Pour une certaine taille de la boîte, la fréquence de résonance simulée ne varie plus significativement (5% de variation). Les résultats donnés en « solver » eigenmode sont donnés pour une taille de domaine correspondant au minimum de la courbe de la Figure 2-10.

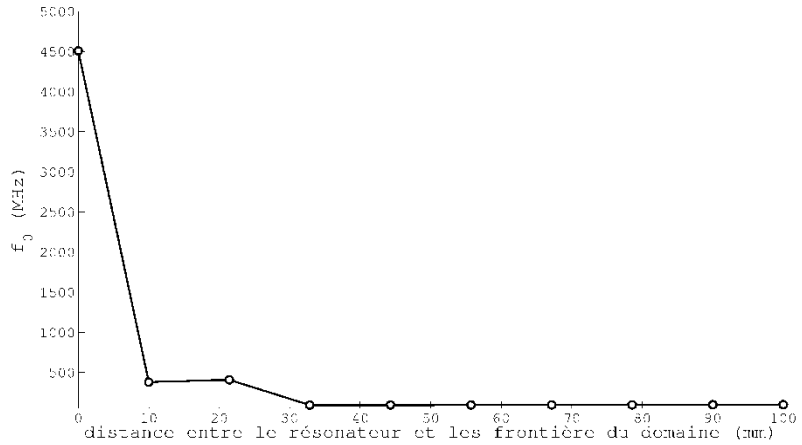


Figure 2-10 : variation de la fréquence de résonance (f_0) en fonction de la taille du domaine de calcul pour une simulation en eigenmode avec CST-MWS de la géométrie MTLR 4 (cf. tableau 2.1). A partir de 33 mm de distance entre le domaine et le MTLR la fréquence de résonance atteint un palier où la fréquence ne varie plus significativement (environ 5% entre 33 et 100 mm). Les résultats données en « solver » eigenmode sont donnés pour une taille de domaine correspondant au minimum de la courbe, c'est-à-dire ici 33 mm.

2.2.3 *Données de sortie d'une simulation*

Les données obtenues après la simulation sont toutes dans le domaine fréquentiel. Avec le solveur temporel, une transformée de Fourier discrète est appliquée pour obtenir les champs dans le domaine fréquentiel. L'extraction de la fréquence de résonance et du facteur de qualité se fait de différentes manières suivant le solveur utilisé.

2.2.3.1 *Fréquence de résonance et facteur de qualité*

Le solveur en mode propre permet de trouver les différents modes de résonance d'une structure. La fréquence de résonance du MTLR en fonctionnement est celle du mode fondamental. L'énergie électromagnétique emmagasinée dans le MTLR est calculée par intégration des champs électriques et magnétiques au niveau du résonateur. Le calcul de la puissance dissipée est calculé par la méthode expliquée dans la section suivante. Le facteur de qualité est obtenu à partir de l'équation *1-21*.

Avec le « frequency solver », l'analyse de la courbe des paramètres S en fonction de la fréquence permet d'extraire la fréquence de résonance. La largeur à mi-hauteur permet d'extraire le facteur de qualité.

Avec le « transient solver », un « voltmètre » (Figure 2-8) permet de récupérer la différence de potentiel au niveau de la fente. L'analyse de la courbe de tension en fonction de la fréquence permet d'extraire la fréquence de résonance. Le facteur de qualité est obtenu par mesure de la largeur à mi-hauteur (Figure 2-11-a).

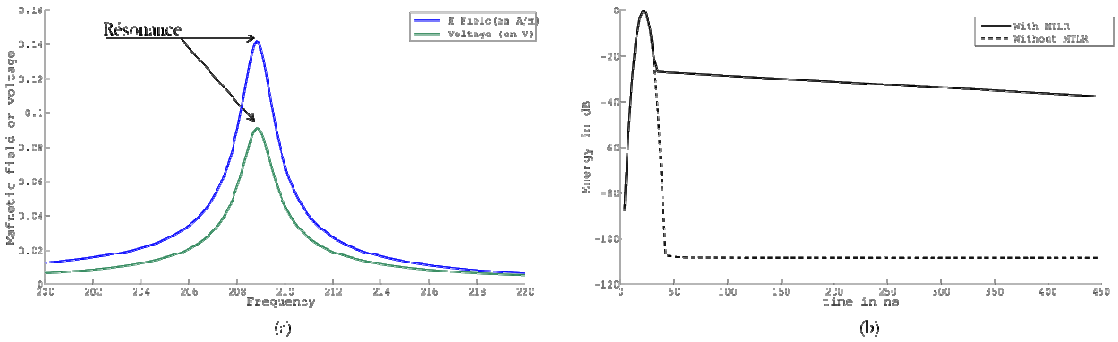


Figure 2-11 : (a) Réponse fréquentielle de tension au niveau de la fente et du champ magnétique, d'un résonateur 200 MHz, simulé avec CST-MWS, en utilisant le solveur temporel. (b) Courbes d'évolution de la quantité d'énergie contenue dans le domaine de calcul en fonction du temps. L'énergie de l'excitation est rapidement évacuée dans une simulation sans le résonateur. Quand le résonateur est intégré dans la simulation il emmagasine de l'énergie et elle décroit lentement car la structure est très résonante.

Cependant les erreurs de troncature peuvent sérieusement diminuer la précision des résultats. Les résultats du solveur temporel sont analysés après application du filtre autorégressif. Une autre méthode de détermination du Q, insensible aux effets de troncature, est nécessaire pour évaluer l'effet du filtre autorégressif sur le Q.

La courbe de décroissance de l'énergie en fonction du temps (Figure 2-11-b) permet d'accéder au facteur de qualité du MTLR. En effet, en vertu de la conservation de l'énergie, la puissance dissipée par perte ohmique est égale à la dérivée temporelle de l'énergie U emmagasinée. L'évolution de U en fonction du temps est décrite par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega_0}{Q}U \qquad \textit{Équation 2-2}$$

$$U(t) = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad \textit{Équation 2-3}$$

où $\tau = Q/\omega_0$, est la constante de temps de décroissance de l'énergie, liée à la dissipation d'énergie par le résonateur.

Ainsi le facteur de qualité du résonateur peut se déduire de la courbe de décroissance de l'énergie par la relation suivante :

$$Q = \frac{\omega_0 \Delta t_{6dB}}{\ln(4)} \qquad \textit{Équation 2-4}$$

où Δt représente le temps interne à la simulation (quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes) pour que l'énergie décroisse de 6 dB. La comparaison entre le résultat du Q obtenu à partir de la courbe de tension et celui obtenu à partir de la courbe d'énergie permet d'évaluer l'effet de la troncature et du filtre autorégressif.

2.2.3.2 *Sensibilité et cartes des champs électromagnétiques*

Avec le solveur eigenmode, les champs (E, H) sont obtenus dans tout le domaine de calcul, ainsi que les courants de surface pour chacun des modes trouvés. Avec les solveurs temporels et fréquentiels, les champs (E,H) et les courants de surface sont obtenus à la fin de la simulation, après transformée de Fourier dans le cas du solveur temporel, et pour les fréquences prédéfinies en début de simulation. Tant que l'hypothèse de champ proche est valide (pas de propagation), les cartes de champ ne changent pas en fonction de la fréquence.

La donnée des champs dans tout l'espace permet d'extraire les puissances dissipées dans le MTLR et l'échantillon, s'il y en a un, et ceci, quel que soit le type de « solver ». Les pertes volumiques provenant des diélectriques (échantillon ou substrat) sont calculées à partir de la relation suivante :

$$P_V = \pi f_0 \tan\delta \varepsilon_0 \varepsilon_r \iiint_V |E|^2 dV$$

Équation 2-5

Où f0 est la fréquence de résonance, tanδ est la tangente de perte du diélectrique, ε0 et εr sont respectivement la permittivité diélectrique du vide et la permittivité relative. Les pertes surfaciques dans les conducteurs sont calculées à partir de la relation suivante [101]:

$$P_S = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi \mu f_0}{\sigma}} \iint_S |H|^2 dS$$

Équation 2-6

où μ est la perméabilité magnétique du milieu et σ la conductivité du milieu. Les conducteurs sont modélisés avec un modèle de propagation pelliculaire des courants (c.'est à dire avec une prise en compte de l'effet de peau) et où les champs ne pénètrent pas dans le métal. Les cartes de champ H et l'estimation des pertes permettent de tracer la sensibilité de l'antenne sur l'axe à partir de l'Équation 1-30. Les cartes 2D et 3D de la sensibilité sont obtenues de la même manière.

Actuellement, il n'existe pas de moyen de simuler un matériau supraconducteur et en particulier de définir une conductivité complexe avec CST-MWS. Dans le cadre de cette thèse nous n'avons pas intégré les propriétés de conductions et de perte des supraconducteurs. Nous verrons dans la suite que la modélisation d'un MTLR en cuivre est en général suffisante pour prédire la fréquence de résonance du MTLR avec des pistes en supraconducteur (cf. IV.B.2.1).

Les profils de sensibilités sur l'axe obtenus avec CST ont été comparés à un calcul analytique. Le champ par unité de courant a été calculé sur l'axe d'un MTLR en prenant une hypothèse de magnétostatique (loi de Biot et Savart). La sensibilité du MTLR peut être obtenue en combinant les profils de B1/i obtenus avec Biot et Savart et la puissance dissipée ($P_{dissipée}$) dans le MTLR calculé avec CST-MWS.

3. Comparaison avec une méthode en éléments finis (FEM)

A l'occasion du stage de Ghania Belkacem, mené en collaboration avec le département du NAEL au sein de l'IEF, nous avons pu modéliser un MTLR à partir du logiciel commercial HFSS [102]. Ces simulations ont permis de confronter les résultats obtenus avec CST-MWS avec ceux de HFSS. Nous présentons ici de manière succincte le principe de la méthode HFSS et comment

nous avons modélisé le MTLR avec ce logiciel. Ces simulations ont permis de débuter une recherche sur des applications possibles des MTLR dans le développement de métamatériaux pour l'IRM.

3.1 Caractéristiques principales de HFSS

Le logiciel HFSS utilise une méthode en éléments finis (tétraèdres) avec une résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel. Les équations sont écrites au niveau de mailles en tétraèdre et sont formulées de la manière suivante :

$$\vec{\nabla}\times\frac{1}{\mu_r}\vec{\nabla}\vec{E}(r)-k_0^2\varepsilon_r\vec{E}(\vec{r})=\vec{0} \qquad \textit{Équation 2-7}$$

$$\vec{H}(\vec{r})=-\frac{1}{j\omega\mu_r}\vec{\nabla}\times\vec{E}(\vec{r}) \qquad \textit{Équation 2-8}$$

La méthode FEM, expliquée dans l'ouvrage de Jin [94], donne une solution E à l'Équation 2-7. L'hypothèse harmonique des champs et l'équation de Maxwell-Faraday (Équation 2-8) permettent de déduire le champ H.

3.2 Modélisation des MTLR

Les conditions aux limites du domaine de calcul sont magnétiques dans l'axe du résonateur et électriques sur les autres faces du domaine. L'excitation du MTLR est réalisée à l'aide d'une onde plane harmonique polarisée rectilignement. Une simulation donne accès aux paramètres S associés à l'onde plane. Ils permettent une extraction de la fréquence de résonance et du facteur de qualité. Comme avec CST, l'effet de la taille du domaine de calcul a été étudié. Le raffinement du maillage a été mené automatiquement.

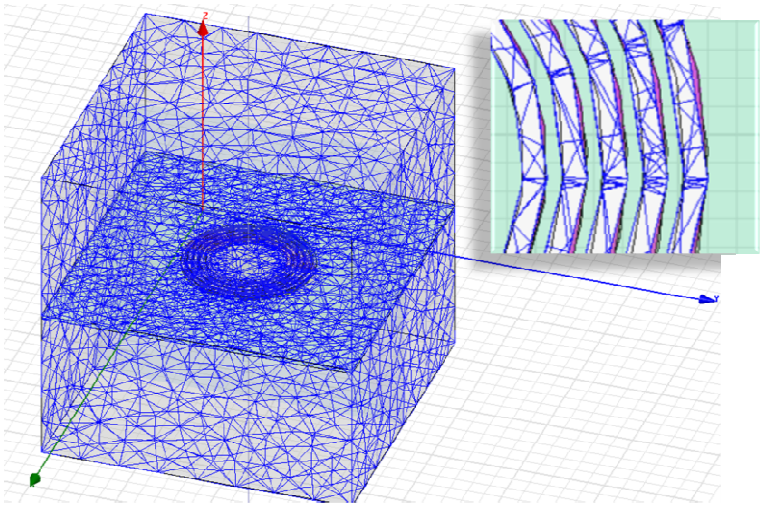


Figure 2-12 : maillage en tétraèdre du MTLR (géométrie 5-cf. tableau 2-1) avec HFSS. En haut à droite agrandissement du maillage au niveau des pistes.

III. Caractérisation expérimentale

La grande diversité des géométries et des fréquences de résonance des MTLR permettra de valider le modèle développé, dans le cadre de cette thèse, à l'aide de CST-MWS. Les résonateurs simulés ont aussi des applications spécifiques en IRM et ont donc été intégrés dans leur environnement d'utilisation. La modélisation rigoureuse des antennes supraconductrices nécessiterait l'intégration de propriétés thermiques des matériaux (coefficient de dilatation thermique), une modélisation des propriétés de conduction spécifiques des supraconducteurs HTC. Un modèle poussé à l'extrême intégrerait les phénomènes de perte dans les supraconducteurs en fonction du champ et de la température. Dans le cadre de cette thèse, nous avons abordé le problème de la prédiction de la fréquence de résonance des antennes supraconductrices d'un point de vue expérimental et pragmatique. Pour cela nous avons fabriqué des résonateurs en cuivre et en supraconducteur de même géométrie que nous avons caractérisés expérimentalement. Les résultats de ces mesures permettent de déduire l'erreur commise sur la prédiction de la fréquence de résonance d'une antenne supraconductrice lorsqu'on prend un MTLR en cuivre à température ambiante pour la simulation. La question de fond est donc de savoir si l'on peut négliger les effets de la température, et les propriétés de conduction des supraconducteurs quand il s'agit de prévoir la fréquence de résonance d'un MTLR supraconducteur.

A. Antennes radiofréquences

Les différentes géométries de MTLR et les propriétés électriques des matériaux sont rassemblées dans le tableau suivant :

Nom	Substrat	dp	w	esp	N	Epi	α	h	εr	tanδ	Conducteur
1	Epoxy	150	10		1	35	2	1.6	5	2e-2	Cu
2	Saphir	11,8	0,400	0,300	3	15	10	0,500	11,6	3e-8	Cu
3	Saphir	13,2	0,400	0,300	4	15	10	0,500	11,6	3e-8	Cu
4	Saphir	14,6	0,400	0,300	5	15	10	0,500	11,6	3e-8	Cu
5	Lanthanate	14,6	0,400	0,300	5	15	10	0,500	23,6	1e-6	Cu/YBaCuO
6	Kapton	6	0,158	0,148	6	15	10	0,125	3,5	0,015	5,8e7
7	Téflon	5,5	0,088	0,040	6	10	10	0,125	2,15	3e-4	5,8e7
8	Saphir	7,3	0,200	0,120	5	15	10	0,330	10,056	3e-8	Cu/YBaCuO
9	Saphir	7,3	0,130	0,070	11	15	10	0,330	10,056	3e-8	Cu/YBaCuO
10	Saphir	14,6	0,200	0,150	6	15	10	0,330	10,056	3e-8	Cu/YBaCuO
11	Téflon	180	20,53		1	17,8	2	0,787	2,1	3e-4	Cu

Tableau 2-1 : Géométrie des MTLR simulés. (dp (mm) : diamètre médian de la piste extèrieure ; w (mm): largeur de la piste ; esp (mm): espacement entre pistes ; N : nombre de tours ; Epi (µm): épaisseur de piste ; a : angle d'ouverture de la piste ; h (mm): épaisseur du substrat ; ε_r: permittivité diélectrique relative du diélectrique ; tanδ : tangente de perte du substrat à 1GHz ; Cu : Cuivre)

Nous avons simulé des antennes MTLR avec des permittivités du substrat dans une gamme de valeurs allant de 2,1 à 23, des épaisseurs de substrat compris entre 0,125 et 1,6 mm, et des diamètres allant de 5,5 à 180 mm. Nous avons également modélisé un résonateur à 4 fentes qui est la géométrie 11 dans le tableau. Enfin, pour tester la simulation des antennes avec des composants discrets avec l'objectif futur de comparer la géométrie MTLR à une géométrie à éléments discrets, nous avons fabriqué et simulé, une antenne conventionnelle de 12 mm de diamètre à éléments discrets. Sa fréquence de résonance a été réglée à 64 MHz avec une valeur de capacité de 240 pF.

Les résonateurs en cuivre ont été fabriqués en salle blanche de l'IEF par un procédé de micro-technologie [103]. Les géométries 10 et 7 ont été fabriquées en plusieurs exemplaires et ont permis d'étudier la reproductibilité du procédé de fabrication des antennes en cuivre. Les résonateurs supraconducteurs (géométries 8-9-10 qui existent aussi en cuivre) ont été fabriqués par Theva (THEVA, Ismaning, Allemagne). La géométrie 5, existant aussi en matériau supraconducteur, a été fabriquée par Thomson. Elle a permis plusieurs études en IRM à 1.5 T [47], [36], [104]. Cette géométrie a été utilisée pour les caractérisations du chapitre 3.

B. Influence de l'environnement

1. Influence de l'environnement diélectrique lié à l'instrumentation

Le modèle des MTLR développé avec CST-MWS a été utilisé pour simuler l'effet de l'environnement cryogénique sur la fréquence de résonance[8]. Le cryostat à azote liquide, utilisé pour mettre en œuvre les antennes supraconductrices, comporte de nombreuses pièces en matériau diélectrique nécessaires au montage du résonateur ou faisant partie de la coque externe du cryostat. Selon la proximité de ces pièces avec l'antenne et la valeur de leur permittivité, les effets diélectriques agissant sur la fréquence de résonance de l'antenne sont plus ou moins importants. Le doigt froid en saphir, sur lequel les résonateurs sont fixés pour être refroidis, est la pièce la plus en contact avec l'antenne et dont la permittivité est élevée (11,6) par rapport à l'époxy (4,6) qui constitue la majeur partie du cryostat. Nous avons donc intégré le doigt froid dans la simulation de la fréquence de résonance de l'antenne. L'ensemble est représenté sur la Figure 2-13. Nous avons également simulé l'effet de la fenêtre en saphir car si elle n'est pas en contact direct avec l'antenne, elle peut être très proche de l'antenne lorsque l'on utilise des antennes supraconductrices de petite taille qui nécessitent un positionnement de l'antenne très proche de la fenêtre pour maximiser la pénétration de sensibilité de l'antenne dans l'échantillon (cf. chapitre 4 - imagerie du cerveau de souris à 4.7 T avec une antenne 6 mm). La géométrie 8 en cuivre a été caractérisée et simulée en dehors et à l'intérieur du cryostat.

Pour prendre en compte les effets du refroidissement et la différence des matériaux utilisés pour les pistes, le résonateur en cuivre et sa réplique en supraconducteur ont été caractérisés dans un Dewar (double paroi en verre isolante de 5 mm d'épaisseur) rempli d'azote liquide. Ils ont ensuite été caractérisés dans le cryostat en fonctionnement, c'est-à-dire refroidi à la température de l'azote liquide, pour prendre en compte l'effet du doigt froid et de la fenêtre en saphir sur la fréquence de résonance des MTLR de même géométrie mais dont les pistes sont en cuivre pour l'un et en supraconducteur pour l'autre.

[8] L'effet d'un diélectrique sur le facteur de qualité de l'antenne n'a pas été pris en compte ici car le saphir est le diélectrique considéré ici et il possède une très faible valeur de tangente de pertes

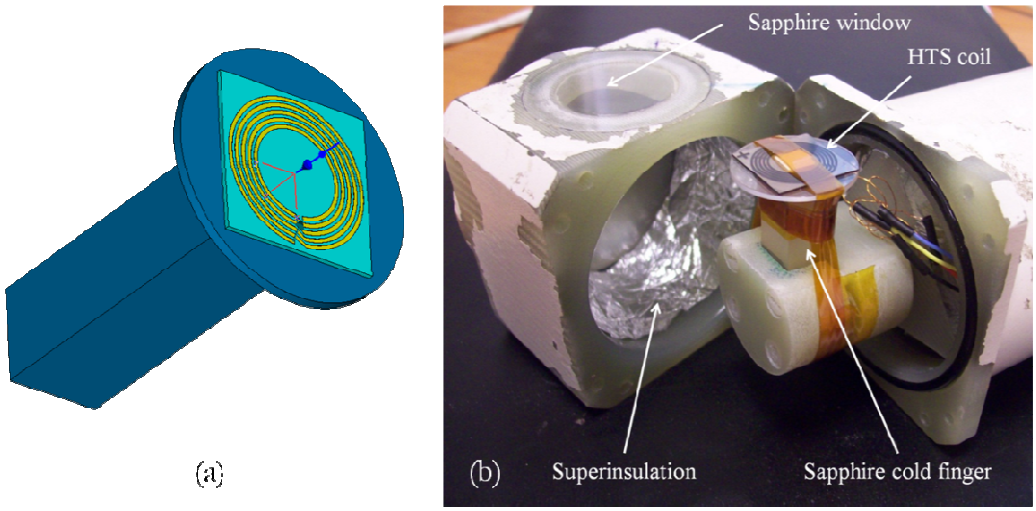


Figure 2-13 : MTLR positionné sur le doigt froid destiné à des applications cryogénique. (a) représentation 3D CST-MWS. (b) photographie d'un MTLR fixé sur le doigt froid.

La présence de matériaux diélectriques dans l'environnement proche du MTLR induit des modifications de la distribution du champ électrique et par conséquent un décalage de la fréquence de résonance du MTLR. Il est primordial de prévoir ces effets parasites de manière à pouvoir les intégrer dans la conception des MTLR.

L'effet de l'environnement diélectrique peut aussi être utilisés comme un moyen d'ajuster la fréquence de résonance du MTLR. Pour cela il faut quantifier cet effet en fonction de la nature du diélectrique, de sa géométrie et de la distance avec l'antenne. Une fois cette première étape de quantification effectuée, il est possible de concevoir un dispositif diélectrique qu'on peut déplacer à proximité de l'antenne (avec un MEMS par exemple- projet de thèse de J.-C. Guisiano [105]) et dont les propriétés et la géométrie ont été déterminées par la simulation en fonction de l'application souhaitée. Les paramètres à connaître sont la gamme de fréquence accessible et la précision de l'ajustement de la fréquence en fonction de la nature du diélectrique, de sa géométrie et de la distance avec l'antenne. Pour des applications dans un cryostat, il est intéressant de connaître la distance de déplacement nécessaire pour un décalage en fréquence donné. En effet le manque de place dans le cryostat est une contrainte supplémentaire qu'il faut prendre en compte lorsqu'on conçoit ce type de microsystème.

L'accord de l'antenne MTLR à l'aide d'une lame diélectrique a été étudié expérimentalement par J.-C. Guisiano [106][105] en utilisant la méthode de la simple boucle et le banc de mesure présenté en Figure 2-14. Dans le cadre de ce projet, nous avons réalisé les simulations correspondantes avec CST-MWS.

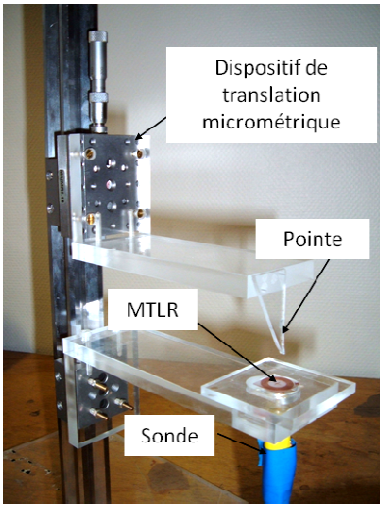


Figure 2-14 : photographie du banc de caractérisation d'un MTLR en présence d'un diélectrique fixé au niveau de la pointe (plastique). Un dispositif de translation micrométrique permet d'étudier l'effet de la distance antenne/diélectrique sur la fréquence de résonance.

Nous avons étudié également d'autres méthodes permettant d'ajuster la fréquence de résonance d'un MTLR mais ne faisant pas appel à des diélectriques.

La première méthode consiste à approcher une boucle en cuivre à proximité de l'antenne de manière à intercepter des lignes de champ magnétique de l'antenne pour induire une diminution de l'inductance équivalente de l'antenne. Comme avec le diélectrique, cette méthode est très intéressante car elle est non destructive, elle ne nécessite pas de contact avec le MTLR. Cette méthode est souvent complémentaire de celle avec le diélectrique qui permet de diminuer la fréquence de résonance alors que celle-ci ne permet que de l'augmenter. Nous présenterons dans le chapitre 4 une méthode originale d'accord bidirectionnel développée au cours de cette thèse.

La deuxième méthode repose sur la modification de la géométrie de l'antenne pour changer la condition de résonance. Elle consiste à découper une extrémité d'une piste de l'antenne avec un cutter et à ôter le cuivre découpé de manière à diminuer l'inductance et la capacité équivalente du résonateur. Cette méthode a l'inconvénient d'être non réversible mais elle est utilisée fréquemment pour des antennes monolithiques auto-résonantes [54], [73]. L'opération a été répétée sur la géométrie 3 pour différents angles de 24, 42, 61, et 80 degrés. Une lunette binoculaire, grossissement ×10, et un système de positionnement du résonateur, muni d'un rapporteur, ont permis de découper le résonateur avec une précision sur l'angle de ±2 degrés.

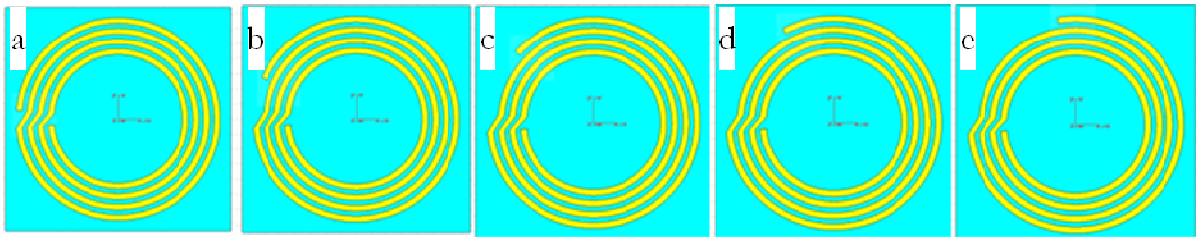


Figure 2-15 : Géométrie 3 vue de dessus sans (a) et avec une extrémité de la piste découpée d'un angle de 24 (b), 42 (c), 61 (d), et 80 degrés (e)

2. Influence de l'environnement diélectrique lié à l'imagerie

L'échantillon est un matériau diélectrique de forte permittivité (environ 80 pour l'eau). En ce sens il peut modifier la fréquence de résonance de l'antenne de façon analogue à un diélectrique minérale présenté dans la section précédente. Cet effet peut être plus moins fort suivant la distance entre l'antenne et l'échantillon.

Dans le cas classique où l'échantillon est placé contre l'antenne avec un décalage de 1-2 mm à cause du support, nous avons utilisé un échantillon cubique de 1 cm de côté rempli de sérum physiologique dilué, de manière à ce que le facteur de qualité en présence de cet échantillon corresponde à celui du MTLR chargé par une tête de souris. La conductivité moyenne des tissus du cerveau, dans la simulation, est égale à 0.118 $S.m^{-1}$ [45].

Nous avons également étudié le cas particulier des antennes implantées. Dans ce cas l'échantillon englobe complètement le résonateur et peut introduire entre les pistes des courts circuits et des effets capacitifs qui peuvent induire des modifications importantes des caractéristiques radiofréquences de l'antenne (f_0, Q …). Cet effet a été évalué sur la géométrie 4 (64 MHz) et la géométrie 6 (300 MHz). Les antennes ont été immergées dans de l'eau désionisée (15 MΩ) pour éviter des problèmes de court-circuit des pistes. Les antennes sont suffisamment petites pour que les pertes inductives soient négligeables.

L'échantillon biologique n'induit pas uniquement une modification de la fréquence de résonance, comme c'est le cas pour les diélectriques minéraux sans pertes, mais aussi une diminution du facteur de qualité. Nous avons donc calculé avec CST-MWS et mesuré à l'aide de la méthode de la simple boucle le facteur de qualité de la géométrie 5 en présence de l'échantillon cubique cité plus haut. Pour vérifier la bonne prise en compte de composants électriques discrets par le solveur temporel nous avons mesuré le facteur de qualité d'une antenne de 12 mm accordé à l'aide d'un condensateur en présence du même échantillon. Enfin nous avons simulé et mesuré le facteur de qualité des antennes de géométrie 4 et 6 en présence de l'échantillon d'eau désionisée.

C. Mesures radiofréquences

Tous les résonateurs ont été caractérisés (fréquence de résonance et facteur de qualité) à l'aide de la méthode de la simple boucle (cf. Chapitre 1I.E.2.2). Cette méthode permet d'extraire la sensibilité de l'antenne par la relation suivante :

$$\frac{B_1}{\sqrt{P}} = \frac{(R+R_g)}{S\,\omega_0}\sqrt{\frac{2\,\rho_{comp}}{2\,R_g-(R+R_g)\,\rho_{comp}}} \qquad \textit{Équation 2-9}$$

Où R et R_g sont respectivement la résistance de la boucle de caractérisation et la résistance d'entrée de l'analyseur. S est la surface de la boucle de caractérisation.

Une mesure de la sensibilité sur l'axe a été réalisée sur les géométries 1, 5, 8, 9, 10 en utilisant un dispositif de déplacement micrométrique présenté en Figure 2-14. La sonde de caractérisation était fixée à la partie immobile et le résonateur était fixé sur la partie mobile (pointe). Différentes sondes de caractérisation ont été utilisées en fonction de la taille du MTLR et du couplage avec le MTLR. Le tableau suivant répertorie les caractéristiques des sondes de caractérisation et les MTLR pour lesquels elles ont été utilisées.

MTLR caractérisés	Sonde de caractérisation
Géométrie 1	6 cm de diamètre – coaxial semi rigide – R=1 Ω
Géométrie 1	3 cm de diamètre – coaxial semi rigide – R=1.1 Ω
Géométries 1, 10	1.2 cm de diamètre – époxy – R=50 Ω – C=250 pF – f_0=64 MHz.
Géométries 1	1.2 cm de diamètre – verre – 5 tours – R= 4.8 Ω
Géométries 5, 8, 9, 10	0.3 cm de diamètre – boucle – R=78 Ω – f_0=70 MHz

Tableau 2-2 : description des boucles de caractérisation et correspondance avec les MTLR.

IV. Résultats et discussion des simulations

A. Distribution des courants de surface, confinement du champ électrique et carte de champ magnétique

La Figure 2-16 présente la distribution des courants de surface et du champ électrique pour la géométrie 1 et 5.

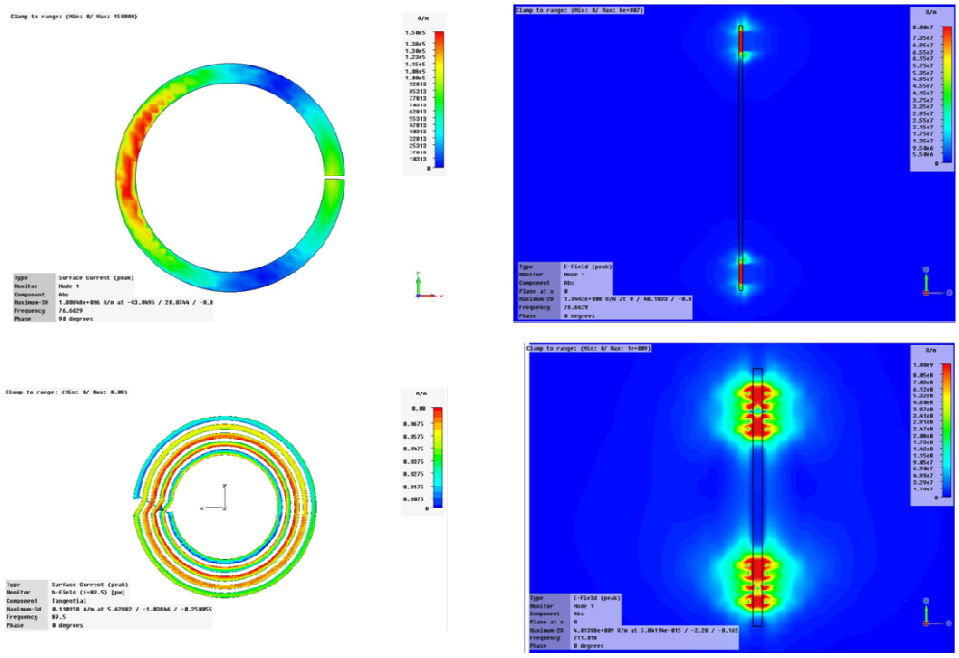


Figure 2-16 : courant de surface (Oxy) et champ électrique (Ozy) pour la géométrie 1 (en haut) et 5 (en bas)

Comme le prévoyait le modèle analytique, le maximum de densité courant est au milieu de la piste. D'autre part, les pistes permettent un confinement du champ électrique. La simulation reste le seul moyen de prévoir et visualiser les cartes de distribution du champ électrique. Quelques méthodes expérimentales ont été développées pour visualiser et optimiser la distribution du champ électrique associée à une antenne RF pour l'IRM [107] mais elles restent très spécifiques d'une application et elles ne permettent pas de déterminer le champ électrique dans l'échantillon et en l'occurrence dans le diélectrique du substrat. Le développement d'outils de simulation est indispensable pour l'optimisation des antennes à haut champ en fonction du SAR que ces dernières sont susceptibles de créer dans l'échantillon.

Les antennes de surfaces supraconductrices sont souvent utilisées en émission-réception car il n'existe pas encore de méthode de découplage à l'émission (cf. Chapitre 4II.C.2). Cette méthode présente l'inconvénient de l'inhomogénéité de l'angle de bascule à l'émission et de la sensibilité à la réception. Une connaissance des cartes de champ magnétique de l'antenne permettrait de corriger ces inhomogénéités. La figure suivante présente une carte de la composante z du champ H de la géométrie 5 dans une coupe contenant l'axe du MTLR.

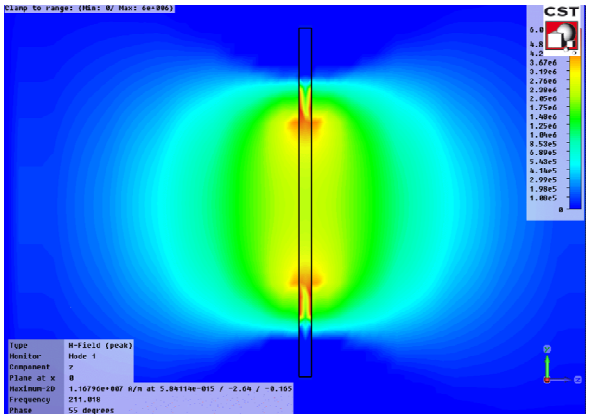


Figure 2-17 : Carte de la composante Hz de la géométrie 5 dans un plan contenant l'axe du résonateur

Pour valider l'utilisation de ces cartes de champs simulées, il faudrait réaliser la carte de champ en imagerie sur un fantôme homogène.

B. Ajustement de la fréquence de résonance du MTLR dans son environnement

1. MTLR isolé dans l'air

Les fréquences de résonance mesurées en fonction des fréquences simulées, pour toutes les géométries du Tableau 2-1, sont présentées dans la Figure 2-18.

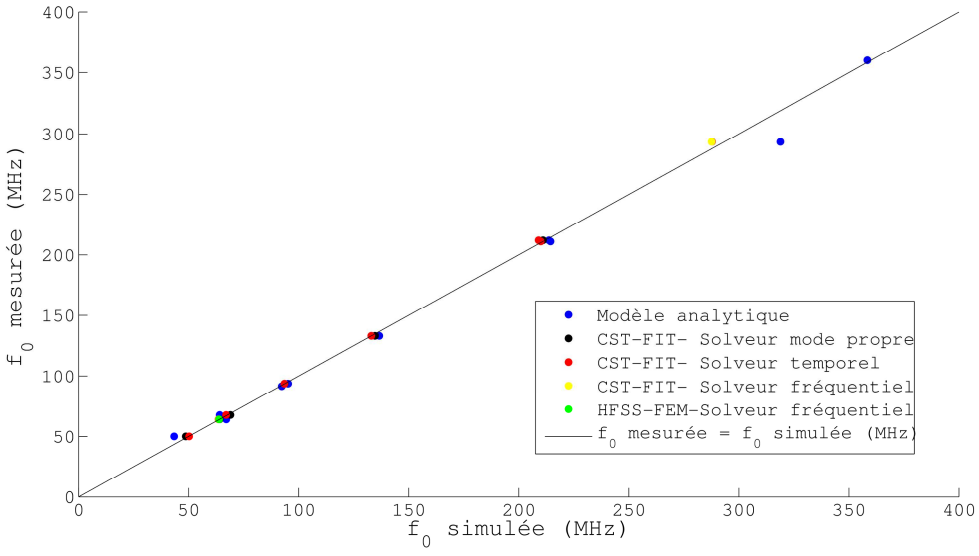


Figure 2-18 : Fréquence de résonance (f_0) mesurée en fonction de la fréquence simulée pour différent modes de simulations. La courbe noir continue permet de matérialisé la ligne d'égalité parfaite de la simulation avec l'expérience.

De manière générale, les résultats de simulation sur la fréquence de résonance sont en très bon accord avec les mesures expérimentales. Cependant, si l'on calcule l'erreur relative entre simulation et mesure, avec le modèle analytique, cette erreur est supérieure à 10 % pour les géométries 1 et 6. En revanche avec CST-MWS ou HFSS, l'erreur par rapport à l'expérience est au maximum de 2%.

Les dispersions de la fréquence de résonance et du facteur de qualité, liées au procédé de fabrication sont données dans le Tableau 2-3, pour 4 géométries différentes.

Géométrie	Quantité	$<f_0>\pm\sigma$	$<Q>\pm\sigma$
7	6	363,75±2,79	88±18
8	7	212,35±0,41	135±3
9	3	92,24±1,14	82±0
10	2	67,11±0,75	117±2

Tableau 2-3 : Moyenne et écart type de la fréquence de résonnance et du facteur de qualité de 4 géométries de MTLR

On remarque que la géométrie 7 a une fréquence de résonance et surtout un facteur de qualité très changeant d'une structure à l'autre. Ceci peut s'expliquer par le procédé de fabrication des résonateurs sur support rigide (géométries 8, 9, 10) qui est beaucoup plus robuste et facile à réaliser que celui des résonateurs sur support souple (géométrie). La conclusion est que la précision sur la prédiction de la fréquence de résonance ou du facteur de qualité sur les résonateurs doit être liée à la reproductibilité du procédé de fabrication. Dans ces conditions, une précision de 2% sur la fréquence de résonance simulée est acceptable au vu de la reproductibilité du procédé de fabrication.

Les mesures de la fréquence de résonance de la géométrie 8 avec des pistes en cuivre ou des pistes en supraconducteur, plongé dans l'azote liquide sont données dans le tableau suivant :

Pistes	MTLR à 293 K	MTLR dans LN_2
Cuivre	211,97	211,37
HTC	/	209,27±0,5*

Tableau 2-4 : Fréquence de résonance (en MHz) mesurée d'un MTLR en cuivre et d'un MTLR supraconducteur HTC de même géométrie (l'écart type est issu de la mesure sur 3 résonateurs de même géométrie)*

La fréquence de résonance du résonateur en cuivre mesurée avec et sans azote ne change pas. Cette invariance de la fréquence, en présence de l'azote, est probablement apparente, et résulte de deux effets qui se compensent. D'une part, le verre du Dewar (permittivité diélectrique≈2) et l'azote liquide (permittivité diélectrique≈1,54 [108]) font décroître la fréquence du MTLR par effet diélectrique. D'autre part, la température induit une contraction du substrat qui est susceptible de diminuer le diamètre moyen du résonateur et donc de provoquer une diminution de l'inductance équivalente : la fréquence remonte.

Une variation de fréquence plus marquée, de 2,10 MHz, a été mesurée entre le résonateur en cuivre et le résonateur supraconducteur quand ils sont plongés dans l'azote liquide. Cependant, un écart type sur la fréquence, probablement lié au procédé de fabrication doit être pris en compte. Il est de 0,5 dans le cas du supraconducteur et 0,4 dans le cas du cuivre. Par ailleurs, cet écart représente 1 % de f_0 mesurée sur le résonateur en cuivre isolé et à température ambiante (≈298 K). Par conséquent, nous déduisons de l'ensemble de ces mesures que la prédiction de f_0 sur un résonateur en cuivre est aussi valable pour un résonateur en matériau supraconducteur.

L'effet de la découpe d'une piste sur la fréquence de résonance a été évalué sur la géométrie 3, et les résultats sont présentés dans la Figure 2-19.

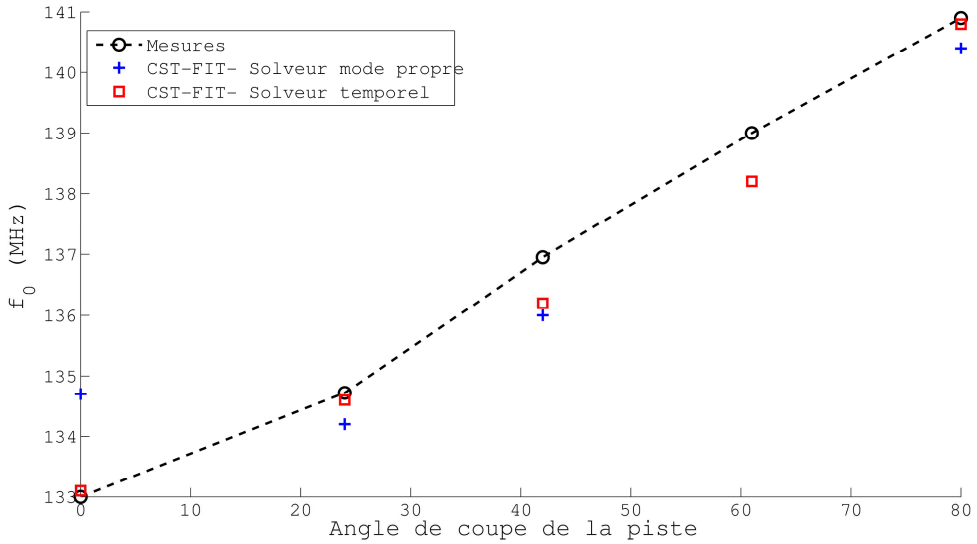


Figure 2-19 : Fréquence de résonance (en MHz) en fonction de l'angle de piste enlevé. L'effet de la découpe de la piste a pour effet d'augmenter la fréquence de résonance.

La Figure 2-19 montre que le modèle utilisé avec CST-MWS pour simuler une découpe de la piste s'ajuste très bien avec les mesures expérimentales, avec une erreur relative maximale de 1.2 %. Le résultat de la fréquence avec l'Eigenmode « solver », pour un angle de 61 degrés, est de 172 MHz. Le résultat n'a pas été mis sur ce graphique pour des raisons d'échelle du graphique. L'écart important entre la fréquence simulée et la mesure expérimentale est probablement lié au maillage et à la taille du domaine de calcul. En effet, le solveur eigenmode dépend de manière plus critique du maillage que le solveur temporel car il ne possède pas l'approximation TST (cf. II.B.2.1.2). En coupant la piste, le maillage reste le même mais l'angle que fait la découpe avec le maillage change. Une staircase a été introduite par le mailleur automatique de CST-MWS et peut être à l'origine de l'erreur de prédiction. Une autre source d'erreur provient du solveur eigenmode

lui-même qui peut manquer le mode fondamental ou simplement ne pas le trouver. En « solver » temporel, n'importe quel ajustement de la fréquence par découpe de piste peut être simulé.

2. Effet de l'environnement

2.1 Cryostat

Les résultats de mesure et de simulation de la fréquence de résonance avec l'effet du doigt et de la fenêtre en saphir pour la géométrie 8 en cuivre sont donnés dans le tableau suivant.

		MTLR+Doigt	MTLR(Cryostat-298 K)**	MTLR(Cryostat 77 K)**
Mesure	Cuivre	/	197,20	199,82
	HTC	/	/	199,80
CST		198,55	197,69	/

*Tableau 2-5 : fréquence de résonance (en MHz) de la géométrie 8, mesurée et simulée, en présence de l'environnement cryogénique. L'effet de la température est évalué expérimentalement dans le cryostat pour le MTLR en cuivre et le MTLR en supraconducteur. (**les valeurs dépendent du montage du résonateur dans le cryostat)*

L'effet du doigt froid est bien modélisé par la simulation et l'effet de la fenêtre est à prendre en considération si la précision à plus de 1 % sur la prédiction de f_0 est nécessaire. Les mesures de la fréquence de résonance du MTLR cuivre refroidi et de la fréquence de résonance du MTLR supraconducteur dans le cryostat donnent des résultats identiques. Un modèle de MTLR en cuivre peut être utilisé pour simuler la fréquence de résonance d'un MTLR en supraconducteur. Nous disposons donc d'un outil performant pour prévoir la fréquence de résonance d'un MTLR cuivre ou supraconducteur avec la prise en compte également de l'environnement cryogénique.

2.2 Echantillon

Les fréquences de résonance mesurées et simulées de la géométrie 5 à vide sont respectivement égales à 63,88 MHz et 63,66 MHz. La prédiction de la fréquence de résonance est obtenue avec une erreur relative de 0,3 %. En présence de l'échantillon les fréquences de résonance mesurées et simulées sont respectivement égales à 63,86 MHz et 63,46 MHz, soit une erreur relative de 0,6 %. En relatif la prédiction de l'effet de l'échantillon sur la fréquence de résonance est en bonne adéquation avec l'expérience. En revanche, les décalages absolus en fréquence, induits par l'échantillon, simulés et mesurés, sont respectivement de 200 kHz et 20 kHz. La simulation surévalue le décalage en fréquence induit par l'échantillon. En pratique, dans le cas d'une antenne en cuivre, le décalage en fréquence induit par l'échantillon est négligeable par rapport à la bande passante de l'antenne qui est de l'ordre de 600 kHz. Dans le cas des antennes supraconductrices où la bande passante est plutôt de l'ordre de 30 kHz, le décalage en fréquence induit par l'échantillon n'est plus négligeable. Cependant, l'amplitude de ce décalage fait plutôt partie du domaine des incertitudes expérimentales et ne peut pas être corrigée de manière absolue par la

simulation. Des méthodes d'ajustement fin de la fréquence des MTLR telles que l'utilisation de lame de diélectrique, ou de boucle en cuivre dans l'environnement du MTLR doivent être mises en œuvre.

Pour certaines applications, le décalage en fréquence induit par l'échantillon est tellement important qu'il faut le prévoir en simulation. C'est le cas des sondes implantées qui sont en contact direct avec l'échantillon. L'immersion de la géométrie 6 et de la géométrie 5 dans l'eau déionisée a provoqué une chute de la fréquence de résonance de -47% qui a été estimée avec une précision de 5 % par la simulation. Ces effets doivent être attribués à des effets capacitifs importants entre le résonateur et le milieu environnant. Ces résultats se sont avérés utiles pour concevoir des antennes implantées pour le bulbe olfactif de rat (dimension de quelques mm) car l'incision nécessaire à l'implantation de l'antenne doit être minimale et ne permet pas l'ajout de composants d'ajustement de la fréquence supplémentaires et encombrants. Les perspectives de ce projet sont la prise en compte du diélectrique qui enrobe ce type de capteur pour permettre une biocompatibilité du capteur avec les tissus biologiques [109]. L'enrobage modifie l'effet de l'échantillon sur la fréquence de résonance du résonateur.

2.3 Lame de diélectrique

Les effets d'une lame de diélectrique sur la fréquence de résonance en fonction de la distance sont présentés dans la Figure 2-20.

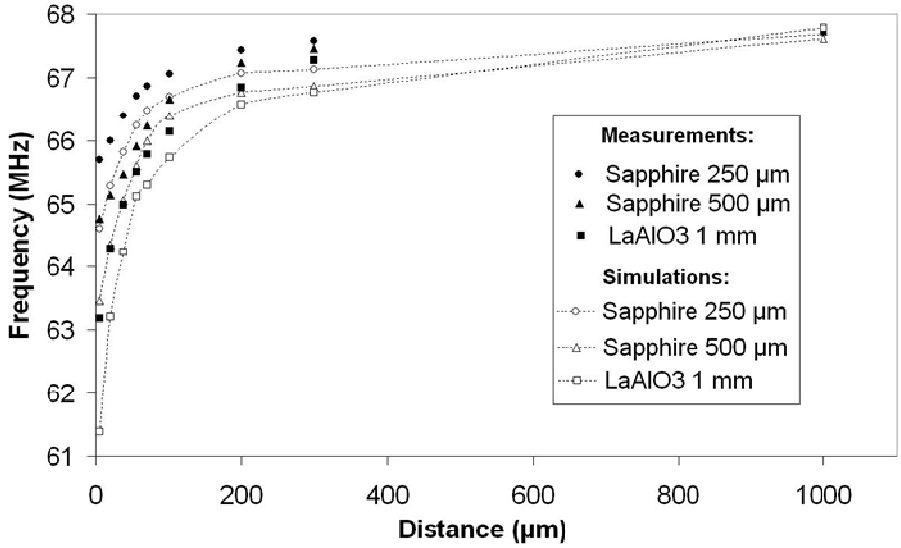


Figure 2-20 : variation de la fréquence en fonction de la distance antenne/lame diélectrique pour différentes permittivités et épaisseur (figure extraite de [105]).

Les résultats expérimentaux sont en accord avec la simulation. La tendance générale de l'effet de la distance antenne/lame sur la fréquence de résonance est bien modélisée. L'écart entre la simulation et l'expérience est d'environ 2%.

Plus les lames diélectriques sont proches de l'antenne et plus l'effet est important. Au delà de 300 μm l'effet du diélectrique n'est plus significatif. Plus l'épaisseur et la constante diélectrique sont élevées et plus le décalage en fréquence est important. L'amplitude maximale de variation de la fréquence est obtenue pour la lame de lanthanate ($LaAlO_3$) et est égale à 6.6 MHz, soit une diminution relative de presque 10%. La gamme de fréquence accessible avec cette méthode pourrait compenser les effets du doigt sur la fréquence de résonance et est plus que suffisant pour compenser des effets diélectriques parasites tel que l'échantillon.

2.4 Connexion au spectromètre par couplage capacitif

La mesure et la simulation de la réponse fréquentielle du paramètre S11 au niveau des connexions d'un MTLR un tour dans la configuration (c) de la Figure 2-9 donne une fréquence de résonance identique à celle du MTLR caractérisée à l'aide de la méthode de la simple boucle. La connexion ne perturbe pas la condition de résonance du MTLR. Dans les configurations (a) et (b) la fréquence est diminuée de 6 %. Dans ce cas, nous avons montré par l'expérience et par la simulation que seul le schéma (b) avec un condensateur en série permettait un accord et une adaptation de l'antenne à la chaîne de réception.

Dans la cas des MTLR multitours, pour la géométrie 5 et la géométrie 7 nous avons simulé les paramètres S11 du MTLR en se connectant en configuration (c). Avec la géométrie 5 nous avons obtenu une fréquence de résonance identique à celle du MTLR seul, c'est-à-dire environ 64 MHz. L'adaptation est obtenue facilement avec un condensateur en série. En revanche avec la géométrie 7, la fréquence de résonance en configuration (c) est de 340 MHz pour une fréquence mesurée de 363 MHz. Une simulation en onde plane a donné une fréquence de 360 MHz. Par conséquent la connexion en configuration (c) du MTLR modifie la condition de résonance de la géométrie 7 mais pas celle de la géométrie 5. De plus avec la géométrie 7 l'adaptation à la chaîne de réception n'est pas possible que ce soit avec un condensateur en série ou en parallèle. Cette différence provient du fait que la géométrie 5 a un nombre impair de tour (5) alors que la géométrie 7 a un nombre pair de tours (6). Dans le cas d'une géométrie impaire, le milieu d'une piste ne se situe pas au niveau de la fente contrairement au cas de la géométrie paire. Ainsi avec une géométrie paire, la connexion se fait en un point de potentiel nul.

La configuration (c) doit être privilégiée pour réaliser un couplage capacitif du MTLR à la chaîne de réception. Pour les MTLR multitours, il faut privilégier les structures impaires ou augmenter le nombre de fentes pour déplacer le milieu de chaque piste et qu'il ne soit pas situer au niveau d'une fente.

C. Estimation des pertes du MTLR

1. Facteur de qualité

1.1 MTLR isolé dans l'air

Les écarts relatifs entre les facteurs de qualité simulés et mesurés pour les géométries 1, 4-6, 8-10 sont présentés sur la Figure 2-21.

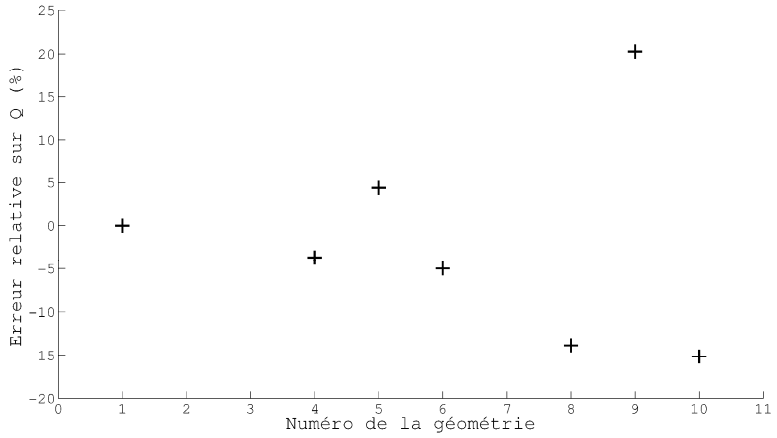


Figure 2-21 : erreur sur le facteur de qualité par rapport à la mesure pour différentes géométries.

Les résultats obtenus avec la courbe d'énergie ou avec la courbe de réponse en tension donnée par le voltmètre (avec filtre autorégressif) conduisent à des résultats identiques. Le filtre autorégressif n'introduit pas de biais dans la détermination du facteur de qualité. La prédiction du facteur de qualité est en accord avec les simulations avec une erreur relative à la mesure de 20 % au maximum. La dispersion de l'erreur relative sur la prédiction du facteur de qualité a plusieurs explications et permet de donner quelques pistes pour l'amélioration de la modélisation des MTLR.

Le facteur de qualité d'un résonateur dépend des pertes dans le conducteur qui sont des pertes surfaciques et des pertes volumiques dans le substrat diélectrique. Le Q du MTLR peut s'exprimer de la manière suivante :

$$Q_{réel} = \left(\frac{1}{Q_0} + \tan\delta \right)^{-1} \qquad \textit{Figure 2-22}$$

où, tan δ est la tangente de perte du substrat et Q_0 est le facteur de qualité du MTLR avec un substrat sans pertes. Ainsi, pour les géométries 1 et 6, les pertes du substrat dominent et limitent le facteur de qualité[9], respectivement, à 1/0,02=50 et 1/0,015=67. La précision sur le facteur de qualité dépend donc de la précision à déterminer les pertes volumiques du substrat et non des pertes surfaciques des pistes, comme c'est le cas pour les autres géométries. Le maillage en hexaèdre se prête bien à la détermination de pertes volumiques [95]. Pour les géométries où les pertes du substrat dominent (n° :1 &6), le facteur de qualité est obtenu avec une précision inférieure à 5%. Pour les autres géométries, où les pertes surfaciques dominent, la précision est plutôt de l'ordre de 15%. Malgré l'utilisation du PBA et du TST, le maillage des pistes doit être extrêmement raffiné pour rendre compte de la circulation des courants sur les côtés des conducteurs [110]. Une bonne modélisation de la distribution des courants de surface permettra une bonne estimation des pertes surfaciques. La figure suivante montre la distribution de la densité des courants de surface pour la géométrie 5 sans raffinement du maillage (largeur de piste=2,5×taille de la maille) et pour la géométrie 1 avec un maillage raffiné (largeur de piste=2,5×taille de la maille).

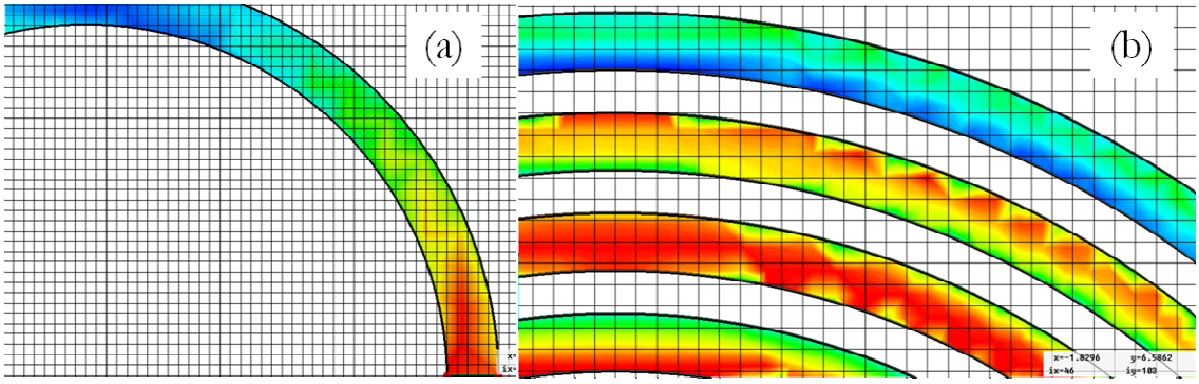


Figure 2-23 : superposition de densité de courant de surface et du maillage pour les géométries 1 (a) et 5 (b). Le maillage est raffiné pour la géométrie 1 et pas pour la géométrie 5.

L'effet du maillage sur la carte des courants de surface de la géométrie 5 est clairement mis en valeur. La distribution des courants de surface de la géométrie 1 est moins affectée par le maillage. Le raffinement du maillage permet donc d'améliorer la prédiction de la distribution des courants dans le MTLR qui est lié à la prédiction des pertes surfaciques dans les conducteurs. Cependant, cela conduit à une augmentation du temps de calcul qui n'est pas acceptable (cf. Tableau 2-6 géométrie 1 et 1*). Les temps de simulation sont rassemblés dans le tableau suivant :

[9] C'est pour cette raison, qu'il est recommandé d'utiliser du téflon plutôt que de l'époxy si les pertes de l'antenne sont dominantes.

Géométrie	1	1*	4*	5	6	8	9	10
Temps (h)	2	27	130	21	31	7'44	27	31

Tableau 2-6 : temps de simulations en « solver » temporel pour différentes géométrie (raffinement du maillage)*

D'ores et déjà, nous avons évalué l'effet d'un maillage en tétraèdre implémenté dans HFSS et dans le « solver » fréquentiel de CST-MWS qui présente l'avantage d'un raffinement du maillage plus centré sur les conducteurs. Le facteur de qualité obtenu avec HFSS pour la géométrie 5 est de 132 pour une valeur expérimentale de 114. Le résultat a été obtenu après optimisation du maillage tétraédrique (124922 tétraèdres) et un temps de simulation de 3 h 36 min. Avec CST-MWS, les facteurs de qualité obtenus sont respectivement 109 et 131 pour « solver » temporel et le « solver » fréquentiel. Le temps de calcul en fréquentiel, après un processus d'optimisation du maillage, est de 2 h 31 min. L'utilisation d'un maillage tétraèdre est un moyen efficace de simuler la géométrie des MTLR sans obtenir des temps de simulation trop importants.

Le problème du temps excessif des simulations en temporelles pourrait être contourné dans les années à venir avec le développement des accélérations graphiques (Graphic Processing Unit – GPU acceleration) qui diminuerait le temps de calcul par un facteur 5 et même jusqu'à 100 pour certaines applications. Actuellement, le coût des cartes graphiques compatibles avec les logiciels de simulation est prohibitif, et à cela s'ajoute l'achat d'une licence pour pouvoir faire fonctionner l'accélération. Une solution moins coûteuse est en cours de développement au laboratoire. Une équipe de numériciens travaille sur la modélisation des résonateurs par une méthode numérique de type MoM qui permettrait une meilleure prise en compte de la distribution complexe des courants de surface des MTLR. Le modèle n'est pas encore terminé mais il permettrait aussi d'intégrer le comportement spécifique des supraconducteurs.

1.2 MTLR en présence d'un échantillon biologique

Les facteurs de qualité en l'absence et en présence d'un échantillon sur la géométrie 5 et l'antenne à éléments discrets sont donnés dans le tableau suivant :

Géométrie	Antenne seule (Q_u)		Antenne en charge (Q_l)		$\frac{Q_u - Q_l}{Q_u} \times 100$	
	CST	Exp	CS	Exp	CST	Exp
5	131	121	128	117	2.3 %	3.3 %
discret	112	86	105	80	6.3 %	7 %

Tableau 2-7 : facteur de qualité en charge et hors charge

L'accord de l'antenne à éléments discrets a été effectué dans le « solver » temporel. La capacité d'accord pour l'antenne seule est de 246 pF au lieu de 240 pF dans l'expérience. Les composants électriques discrets sont bien modélisés par le solveur temporel de CST-MWS.

Le facteur de qualité simulé de l'antenne conventionnelle est bien supérieur à celui mesuré expérimentalement. L'antenne réelle possède un facteur de qualité plus bas à cause des pertes supplémentaires induites par les soudures qui ne sont pas prises en compte dans la simulation. Par cet exemple et à condition que l'antenne soit connectée inductivement à la chaîne, on voit l'intérêt d'une géométrie sans éléments discrets telle que les MTLR pour s'affranchir des pertes induites par les soudures. Cet avantage est encore plus important lorsque les pistes sont en supraconducteurs.

L'effet de l'échantillon sur le facteur de qualité des deux antennes en valeur relative est bien estimé par rapport à l'expérience. A partir de ces données du facteur de qualité, on en déduit que le MTLR est légèrement plus sensible que l'antenne à éléments discrets. En simulation, on prédit un gain en sensibilité de 1,1 et par la mesure un gain de 1,2. Ce gain est faible mais dans des applications de pointe, il peut devenir significatif. Nous sommes désormais en mesure de déterminer les pertes induites par l'échantillon dans l'antenne.

2. Profil de sensibilité selon l'axe du MTLR

Les profils de sensibilité selon l'axe du MTLR (x=0, y=0, axe z), simulés (CST et Biot-Savart), et mesurés des géométries 1, 5, 8-10, sont donnés dans les figures suivantes :

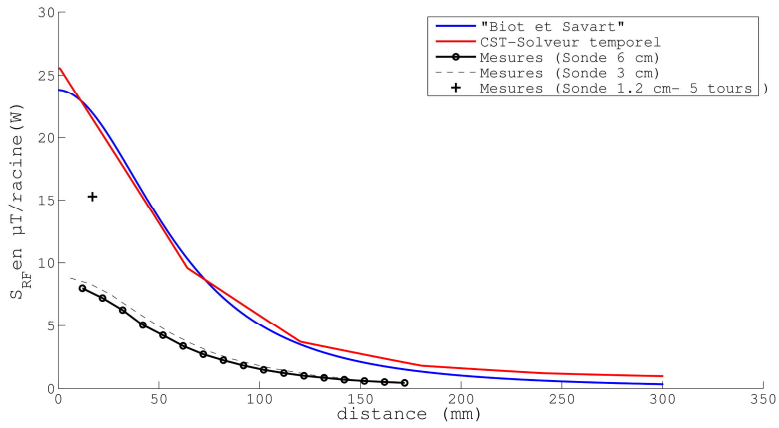


Figure 2-24 : Profile de sensibilité selon l'axe de la géométrie 1simulées (CST, Biot-et-Savart), et mesurées (différentes boucles de caractérisation)

La mesure de sensibilité sur l'axe d'une grande antenne est très difficile à obtenir car il existe un compromis entre le couplage antenne/boucle de caractérisation et une mesure ponctuelle de la sensibilité. En effet, plus la surface de la boucle est grande et plus le couplage est important. La contrepartie réside dans le fait que le champ est intégré sur la surface de la boucle et que l'on s'éloigne d'une mesure locale de la sensibilité. Ainsi la sensibilité de l'antenne de géométrie 1 est sous évalué avec les sondes de 6 et 3 cm. Nous avons réussi à mesurer la sensibilité de la géométrie 1 avec une boucle de 1.2 cm de diamètre en augmentant le nombre de tours pour améliorer le couplage de la boucle avec l'antenne. Malheureusement, seul un point a pu être mesuré car, dès qu'on s'éloigne un peu de l'antenne, le couplage reste insuffisant pour effectuer une mesure correcte (courbe de réponse masquée par le bruit). Néanmoins l'écart entre la sensibilité mesurée et simulée semble diminuer.

Dans le cas où la taille de la sonde de caractérisation est suffisamment petite pour réaliser une mesure locale de la sensibilité par rapport à la taille de l'antenne et que le couplage est suffisant, on obtient une bonne adéquation entre la mesure et la simulation.

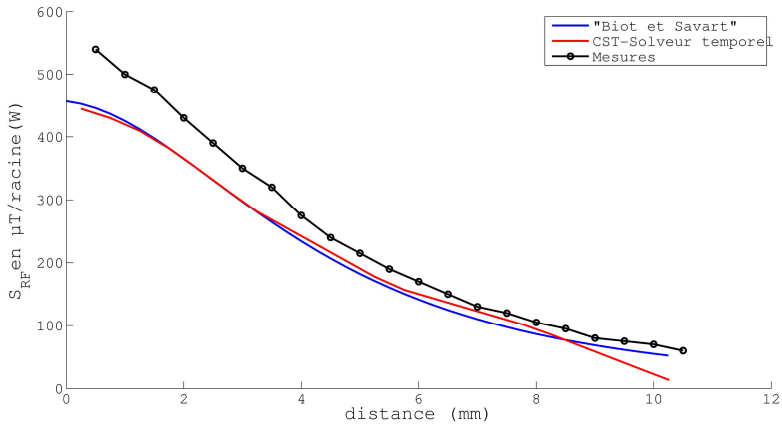


Figure 2-25 : Profil de sensibilité selon l'axe de la géométrie 5 simulées (CST, Biot-et-Savart), et mesurées.

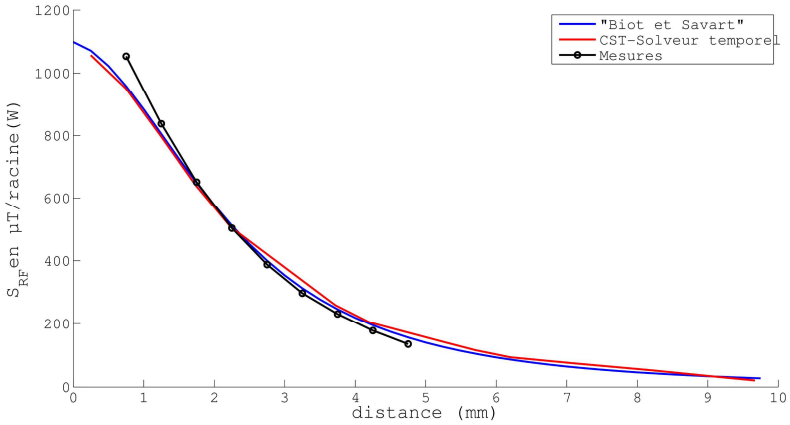


Figure 2-26 : Profil de sensibilité selon l'axe de la géométrie 8 simulées (CST, Biot-et-Savart), et mesurées.

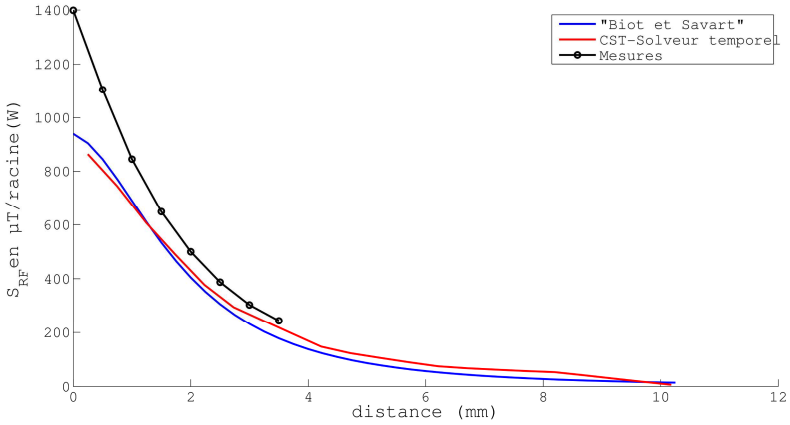


Figure 2-27 : Profil de sensibilité selon l'axe de la géométrie 9 simulées (CST, Biot-et-Savart), et mesurées.

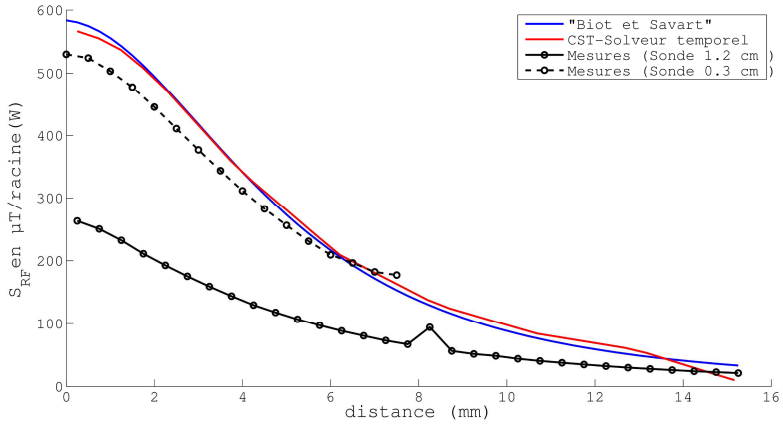


Figure 2-28 : Profil de sensibilité selon l'axe de la géométrie 10 simulées (CST, Biot-et-Savart), et mesurées (différentes boucles de caractérisation)

Le profil du champ B1 avec Biot et Savart est proche de celui obtenu avec les simulations CST-MWS. L'approximation magnétostatique est bien confirmée pour le domaine des fréquences étudiées (50 MHz à 200 MHz). Même si l'écart relatif entre simulation et expérience à une distance donnée (sans le problème du couplage et de la taille de la boucle) peut être grand, 40 % pour la géométrie 9 à 0 mm, la tendance générale du profil de sensibilité est proche de la mesure.

Les profils de sensibilité selon l'axe y (x=0, y, z=1/3×diamètre), simulés (CST et Biot-Savart), des géométries 1, 5, 8-10, sont donnés dans la figure suivante:

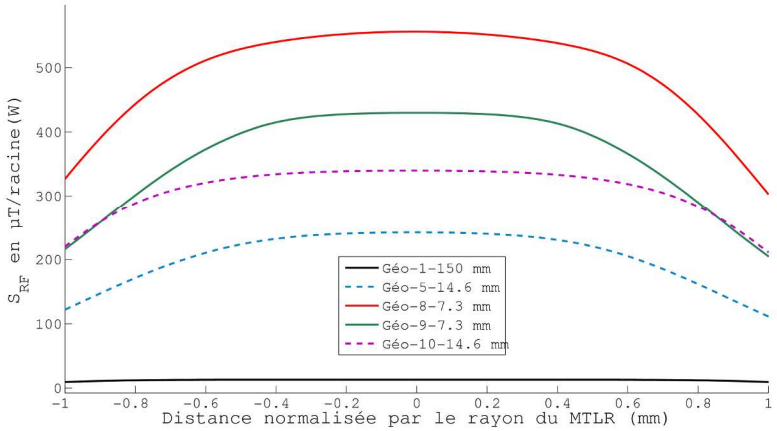


Figure 2-29 : profile de sensibilité selon l'axe y en x= 0 et z = 1/3×diamètre du MTLR

La comparaison rigoureuse des profils de sensibilité des différentes géométries est difficile, car entre deux résonateurs, il y a toujours au moins deux paramètres géométriques différents. Cependant il est possible de tirer de ces courbes quelques résultats intéressants, qui sont à considérer avec précaution.

Pour les géométries 5 et 10, la fréquence de résonance est la même, ainsi que le diamètre extérieur. Les diamètres moyens des géométries 10 et 5 sont respectivement égaux à 12,85 et 11,8 mm. La géométrie 10 a plus de tours et les tours sont plus resserrés que la géométrie 5. Par conséquent le diamètre intérieur est plus grand.

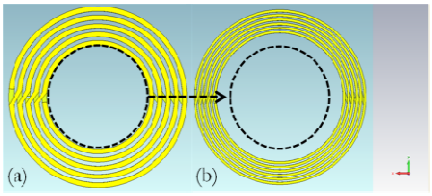


Figure 2-30 : Représentation de la géométrie 5 (a) et 10 (b). Le diamètre intérieur de la géométrie 5 (pointillé) est plus petit que celui de la géométrie 10.

La sensibilité simulée de la géométrie 10 est 1.4 fois supérieure à celle de la géométrie 5. Cela peut s'expliquer par le nombre de tours plus importants dans la géométrie 10. Il faut tout de même rester prudent sur ce résultat car l'erreur relative sur les profils de sensibilité est de +20% pour la géométrie 5 et -20 % pour la géométrie 10. Les mesures expérimentales sur les deux résonateurs donnent des sensibilités égales. Mais comme la technique de mesure de la sensibilité dépend de la surface de la boucle et du couplage. La conclusion est difficile. Pour trancher, la sensibilité locale pourrait être obtenue par une mesure en imagerie de la sensibilité de l'antenne [17].

Cette section montre que la simulation est un moyen de déterminer les limites de la méthode de caractérisation simple boucle et pourrait être utilisée pour l'améliorer.

V. Conclusion

Nous avons vu dans le premier chapitre que les antennes MTLR permettaient une miniaturisation des antennes pour l'IRM nécessaire à l'utilisation d'antennes supraconductrices pour la micro-imagerie. Le problème de ce type de technologie est qu'elles sont fabriquées en un bloc. Par ailleurs les techniques d'ajustement de la fréquence de résonance de tel dispositif sont très complexes. Il est donc primordial de disposer d'un outil de modélisation de ces antennes, et de leur environnement pour pouvoir optimiser et faciliter leur mise en œuvre.

Dans ce chapitre, nous avons rapporté les résultats des travaux menés au cours de ce travail de thèse sur l'évaluation d'un outil de simulation pour modéliser le MTLR plus précisément, et dans des situations plus complexes que celles traitées par le modèle analytique. Ce chapitre montre que la prédiction de la fréquence de résonance pour des MTLR en cuivre est désormais maîtrisée et obtenue avec une déviation relative à l'expérience inférieure à 2 %. Le modèle permet de prendre en compte les effets des diélectriques liés à l'instrumentation (cryostat) ou à l'imagerie (échantillon), sur la fréquence de résonance. Les techniques d'ajustement de la fréquence du MTLR par modification de la géométrie (découpe d'une piste) et ou par mouvement d'une lame de diélectrique dans l'environnement proche du MTLR peuvent être étudiées par simulation. Enfin, dans le cadre d'un modèle pour prédire la fréquence de résonance d'un MTLR, une

comparaison expérimentale entre un MTLR en cuivre et un MTLR en supraconducteur de même géométrie utilisé dans les mêmes conditions, c'est-à-dire refroidi, a permis de conclure que la prédiction de la fréquence de résonance d'un MTLR supraconducteur peut se faire à partir de la modélisation d'un MTLR en cuivre.

Les simulations ont permis d'estimer les pertes de l'antenne (conducteur et substrat) et de l'échantillon. Le facteur de qualité de l'antenne est donné avec un écart relatif à l'expérience de 20% dans le cas où les pertes surfaciques des conducteurs sont les pertes dominantes. L'accès aux pertes de l'antenne permet d'estimer la sensibilité locale de l'antenne. Les simulations ont permis de montrer les limites de la méthode simple boucle pour la détermination de la sensibilité locale de l'antenne. La précision de la mesure dépend de manière critique de la taille de la boucle de caractérisation. Si la taille de la boucle est trop grande pour faire une mesure locale, c'est-à-dire suffisamment petite par rapport à la taille de l'antenne, la sensibilité est sous estimée par effet d'intégration. Cependant dans le même temps si la boucle est trop petite, le couplage entre l'antenne et la boucle diminue. Dans ce cas la caractérisation est limitée en distance à cause du couplage trop faible pour réaliser une mesure avec un rapport signal sur bruit suffisant. La méthode de mesure de la sensibilité par imagerie reste la méthode de référence. Elle permettrait de valider les résultats obtenus par simulation.

Les pertes de l'échantillon induites dans l'antenne peuvent être estimées avec une erreur relative maximale de 10 % environ. La connaissance des pertes de l'échantillon est particulièrement intéressante pour l'étude du Lift-off effect qui un problème important dans le développement et la mise en œuvre d'antennes miniatures sans pertes. En effet pour une antenne de taille fixe pour laquelle les pertes de l'échantillon dominent, il existe une position de l'antenne éloignée de l'échantillon qui maximise le RSB. Cet effet est dû à une diminution plus rapide des pertes de l'échantillon par rapport au coefficient d'induction (B1/i) lorsque l'on s'éloigne de l'antenne [84].

En ce qui concerne la détermination des pertes dans les MTLR avec des pistes en supraconducteur, et dans l'hypothèse d'une description par le modèle bifluide des pertes dans les supraconducteur HTC, le logiciel CST-MWS ne possède pas de modèle de conductivité complexe des matériaux supraconducteurs. Néanmoins, en utilisant une conductivité réelle de 10^{12} $S.m^{-1}$ comme l'ont déjà fait Nouls et al. [63], nous avons obtenu un facteur de qualité de 73000 pour la géométrie 8 contre 60000 en mesure. Bien que le facteur de qualité simulé soit en bonne adéquation avec le facteur de qualité, ce résultat doit être analysé avec prudence. En effet il existe une forte variabilité du facteur de qualité d'une antenne supraconductrice dont les causes ne sont pas toutes modélisables. Tout d'abord, comme nous allons le voir dans le chapitre 3, le facteur de

qualité de l'antenne dépend fortement de la température, et du champ magnétique. Ces effets sont très difficilement modélisables car ils dépendent de nombreux paramètres expérimentaux tels que la nature du matériau supraconducteur, le procédé de déposition en couche mince du supraconducteur, ou de l'état de surface. Ensuite, avec un cryostat à azote liquide et doigt froid, le facteur de qualité de l'antenne change beaucoup d'un montage à l'autre. Pour la géométrie 8 nous avons pu mesurer des facteurs de qualité de 1000 jusqu'à 90000 hors champ à 80 K. Cette variabilité est plus marquée avec les antennes de 6 mm qu'avec les antennes de 12 mm. Finalement l'utilisation des antennes supraconductrice fait partie avant tout du domaine de l'expérience.

L'étude à l'aide de CST-MWS a permis de dégager plusieurs points pour l'amélioration future de la modélisation des MTLR. Premièrement, le maillage en tétraèdre est adapté à la modélisation des MTLR. En effet, la simulation des MTLR en FIT et en FEM, dans le domaine fréquentiel a permis une réduction par un facteur 5 du temps de calcul et une bonne estimation à 10 % du facteur de qualité. De plus il permet une densification du maillage au niveau des conducteurs qui, dans le cas des MTLR, possède des géométries courbes et une distribution du courant à une échelle de l'ordre de la centaine de micron. Une bonne prise en compte de la distribution des courants dans les MTLR avec le solveur temporel nécessite des temps de calculs colossaux (de l'ordre d'une semaine). Cependant le solveur temporel donne accès à des résultats sur une plus grande largeur spectrale. Les complémentarités du solveur temporel et du solveur fréquentiel de CST-MWS doivent être exploitées de manière plus approfondie pour bénéficier d'un meilleur maillage des conducteurs. En résumé, le solveur temporel doit être privilégié pour prendre les interactions antenne/échantillon et pour prédire la fréquence de résonance de l'antenne. Le solveur fréquentiel doit être utilisé pour la prédiction des pertes au niveau des conducteurs.

Depuis quelques années, de nouvelles méthodes de simulations ont été développées. Elles font appel à des méthodes dites hybrides [95]. Ces méthodes utilisent par exemple la technique des moments pour déterminer les pertes dans les conducteurs car c'est une méthode très adaptée pour modéliser la distribution de courant dans les conducteurs de géométrie complexe. Le champ créé par cette distribution de courant est utilisé ensuite comme source d'excitation au niveau des 6 faces du domaine de calcul (surfaces de Huygence) d'une simulation FDTD où se trouve l'échantillon. La Figure 2-31 résume le principe de fonctionnement de la méthode MoM-FDTD.

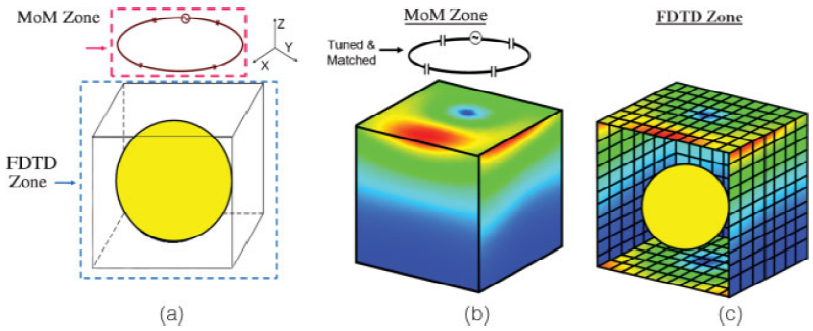


Figure 2-31 : Principe de la méthode de simulation hybride MoM/FDTD. (a) simulation d'une antenne de surface pour l'IRM chargé par un échantillon. L'espace est divisé en 2 zones de simulations qui sont la MoM pour l'antenne et la FDTD pour l'échantillon. (b) sources de Huygence calculées par la MoM. (c) les sources de huygence représentés dans le domaine FDTD. (Figure extraite de l'article de Bing Keong Li et al. 2009 [95])

Ces méthodes permettraient de réduire le temps de calcul tout en optimisant le maillage et la méthode de calcul au problème posé. Le MTLR serait simulé par une méthode des moments et l'échantillon par la méthode FDTD. En s'inspirant des conclusions de la publication récente de Li et al. de 2009, la meilleure solution pour modéliser les MTLR serait d'utiliser une méthode des moments. Cette méthode est adaptée pour une description précise des distributions de courant ce qui conviendrait parfaitement aux MTLR. La méthode MoM reste néanmoins peu répandue sur le marché des logiciels commerciaux (Feko®) à cause de sa complexité au niveau mathématique qui peut donner lieu facilement à des résultats aberrants.

En conclusion, ce chapitre présente le travail de modélisation réalisé au cours de cette thèse, à partir d'un logiciel commercial, du résonateur MTLR et de son environnement de manière à concevoir des antennes supraconductrices refroidies pour des applications en IRM. Le temps de simulation reste encore le grand défaut des outils de simulation numériques trop long par rapport à la multitude des paramètres qui influencent la fréquence du résonateur. Le modèle analytique approché permet une première estimation rapide à 10 % de la fréquence du résonateur. Ensuite le modèle numérique permet de valider la géométrie et de l'intégrer dans un environnement plus complexe correspondant aux conditions réelles d'imagerie. En fonction des effets de l'environnement, des techniques d'ajustement de la fréquence de résonance de l'antenne peuvent être étudiés par simulation pour mettre au point la méthode la plus adapté pour l'application recherchée. Les simulations ont permis également de concevoir un réseau d'antennes pour l'imagerie de l'hélium présenté en annexe 3 ainsi que l'ajustement en fréquence d'une antenne composée de deux MTLR de géométrie 9 en configuration anti-Helmholtz pour des applications en histologie IRM (annexe 2).

Chapitre 3
ETUDE DES EFFETS COMBINES DU CHAMP STATIQUE ET DE LA TEMPERATURE SUR LES PERFORMANCES D'UNE ANTENNE RADIOFREQUENCE SUPRACONDUCTRICE UTILISEE EN IRM

I. Introduction

L'utilisation et le développement d'antennes supraconductrices pour l'IRM pose de nombreux problèmes qui restent à l'heure actuelle très pénalisants pour une utilisation à plus grande échelle de ce type d'antenne. En particulier, comme il a été mentionné au chapitre 1, le problème lié à l'ajustement de la fréquence résonance des MTLR dans un environnement cryogénique contraignant nécessite le développement d'outils de simulation mais également une instrumentation spécifique complexe. De plus, les caractéristiques intrinsèques des supraconducteurs présentent des dépendances fortes avec le champ magnétique qui dégradent les performances des antennes supraconductrices dans l'environnement de l'IRM et rend l'optimisation de leurs performances difficile.

Un premier effet de B_0 est la formation de vortex qui laisse pénétrer le champ magnétique sous forme de quantum de flux dans le matériau supraconducteur HTC. La fluctuation des vortex conduit à une augmentation de la résistance de surface non nulle du supraconducteur et par conséquent à un facteur de qualité (Q) limité du MTLR. Un deuxième effet est d'augmenter la longueur de pénétration London (λ_L). La fréquence de résonance (f_0) de l'antenne supraconductrice est alors diminuée à cause de l'augmentation de l'inductance dynamique avec λ_L. Ces effets augmentent avec l'intensité du champ magnétique statique (B_0) et dépendent de l'orientation des plans cristallographiques du résonateur avec B_0. La conséquence pour une expérience de RMN est une limitation du gain accessible en IRM avec des antennes supraconductrices HTC. Cette limitation provient avant tout de la décroissance du facteur de qualité avec le champ magnétique. Une autre source de diminution possible du RSB est le décalage de la fréquence de résonance induit par le champ. Ce dernier peut être supérieur à la bande passante de transmission du signal de l'antenne supraconductrice HTC (condition de

désaccord). Ce problème de désaccord est particulièrement critique avec une antenne supraconductrice HTC qui possède un facteur de qualité très élevé et donc une bande passante associée bien plus étroite qu'une antenne en cuivre conventionnelle. De plus, comme nous l'avons largement souligné dans le chapitre précédent, les techniques d'ajustement de la fréquence des MTLR supraconducteurs sont complexes à mettre en œuvre.

Pour préserver la très haute sensibilité des antennes supraconductrices HTC, les laboratoires impliqués dans le développement d'antennes supraconductrices HTC à haut champ, ont utilisé des dispositifs cryogéniques fonctionnant à des températures basses de l'ordre de 30 K [57], [60-62], [78]. En effet, la diminution de température provoque une réduction de la fluctuation des vortex et une réduction de λ_L. La température peut donc être utilisée pour compenser les effets délétères de B_0. Cependant, une telle approche requière l'emploi de systèmes cryogéniques complexes, en terme de fabrication, et contraignants au niveau de leur mise en œuvre. La question du compromis entre amélioration des performances de l'antenne supraconductrice HTC et augmentation de la complexité du système cryogénique reste en suspens.

Au cours de mon travail de thèse, nous avons développé un dispositif expérimental permettant de déterminer les performances des antennes supraconductrices en fonction de la température de travail et en fonction de l'intensité du champ magnétique. La température est contrôlée de 77 à 63 K en régulant la pression du réservoir d'azote liquide (LN_2) du cryostat spécialement conçu pour des applications en IRM. La fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne supraconductrice HTC sont mesurés en fonction de la température et du champ magnétique à l'aide d'une technique de mesure inductive. L'intervalle des intensités de champ magnétique étudiées s'étend de 0 à 4,7 T. Les supraconducteurs sont des matériaux présentant une forte anisotropie de leurs propriétés. Pour cette raison les mesures ont été effectuées pour des orientations parallèles et perpendiculaires des plans CuO par rapport aux lignes de champ statique. L'amélioration de la sensibilité intrinsèque de l'antenne et la limitation des effets de désaccord sont déterminées à partir des données de Q et f_0. Les performances en RSB, estimées à partir de Q et f_0, sont extrapolées à des situations pratiques d'IRM et à différentes fréquences. Enfin, nous discutons de l'effet de la charge sur le gain en RSB apporté par le refroidissement.

Ce chapitre présente les résultats obtenus, concernant l'étude des effets combinés de la température et du champ magnétique statique sur les propriétés électriques d'une antenne MTLR supraconductrice résonant à 64 MHz. L'objectif est d'estimer les améliorations potentielles du RSB apportées par l'utilisation de température cryogénique modérée, pouvant être atteintes à l'aide de systèmes cryogénique simples.

II. Matériel et méthode

L'étude a été réalisée en utilisant une antenne HTC 12 mm (géométrie 5 du chapitre précédent, cf. Tableau 2-1) au départ conçue pour de l'imagerie du proton à 1.5 T. Le schéma du protocole expérimental utilisé pour le contrôle de la température et pour caractériser l'antenne HTC en fonction de la température et de B_0 est donné dans la Figure 3-1.

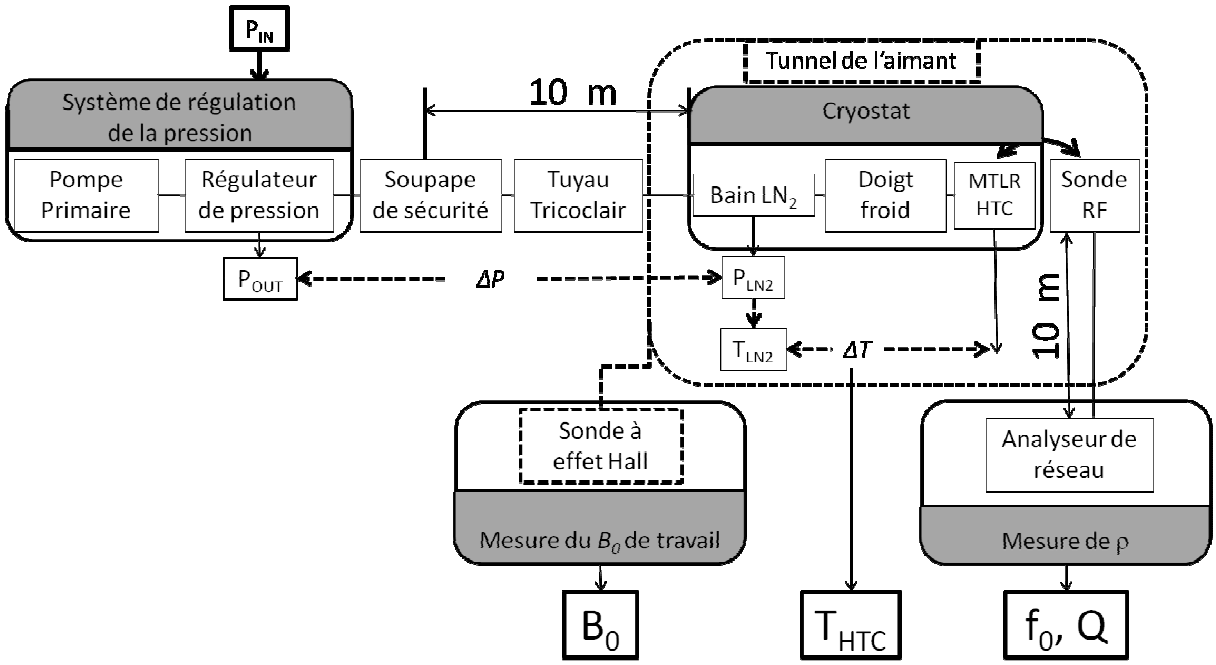


Figure 3-1 : Schéma du montage expérimental utilisé pour caractériser l'antenne supraconductrice HTC[10] en fonction de la température (T_{HTC}) et du champ magnétique statique appliqué (B_0). La fréquence de résonance (f_0) et le facteur de qualité (Q) de l'antenne supraconductrice HTC sont extraits du coefficient de réflexion (ρ) mesuré aux bornes d'une boucle de caractérisation couplée inductivement à l'antenne. T_{HTC} est fixé par contrôle de la pression (P_{LN2}) et de la température (T_{LN2}) à l'équilibre thermodynamique du bain d'azote liquide du cryostat (LN2). Une pression de consigne (P_{IN}) est envoyée au régulateur de pression qui mesure la pression en sortie (P_{OUT}) pour contrôler P_{LN2} au travers d'un tuyau introduisant une perte de pression de ΔP. T_{HTC} est supérieur à T_{LN2} à cause d'un gradient de température le long du doigt froid en saphir. Le cryostat est placé dans le champ de fuite d'un aimant situé à 10 m environ de toute l'électronique.

A. Antenne HTC et cryostat préexistant

Les conducteurs de l'antenne supraconductrice HTC sont des couches minces d'YBaCuO. Les plans supraconducteurs (plans a-b, constitués d'un réseau cristallins d'atomes de cuivre et d'oxygène, plan CuO) sont orientés tangentiellement au plan du substrat (Oxy), c.à.d. perpendiculairement à l'axe du résonateur (Oz). La température critique de transition de l'YBaCuO, avant gravure, est de 93.5 K [111], et la fréquence de résonance dans le cryostat est d'environ 63.9 MHz.

L'antenne est refroidie à l'aide d'un cryostat à azote liquide (Desert Cryogenics, LLC, Tucson, AZ, USA) qui est présenté en Figure 3-2. Ce cryostat est totalement amagnétique de manière à

[10] En anglais « supraconducteur à haute température critique » se dit « high-temperature-superconducting » ou HTS

satisfaire les contraintes imposées par l'utilisation d'un champ magnétique intense et également non métallique sur une large région autour de l'antenne pour empêcher une distorsion du champ magnétique radiofréquence et une dégradation des performances de l'antenne. La Figure 3-2 (c) montre une vue en coupe du cryostat obtenue à l'aide d'un scanner à rayon X. L'antenne supraconductrice HTC est montée en contact direct avec l'extrémité du doigt froid avec du ruban adhésif cryogénique (Kapton® HN). L'extrémité opposée du doigt est immergée dans le réservoir à azote liquide du cryostat. Précédemment, ce dispositif cryogénique a été utilisé en maintenant l'azote à température et pression ambiante (77 K, 1 bar). Dans ces conditions, la température réelle de l'antenne HTC (T_{HTC}) est d'environ 80 K et dépend légèrement de la qualité du montage de l'antenne sur le doigt. La fréquence de résonance de l'antenne HTC dans le champ terrestre et à pression ambiante peut elle-même varier entre 63,9 et 64,0 MHz. Le facteur de qualité du résonateur étudié est de 37000±1000, ce qui correspond à une bande passante à -3 dB de 5 kHz.

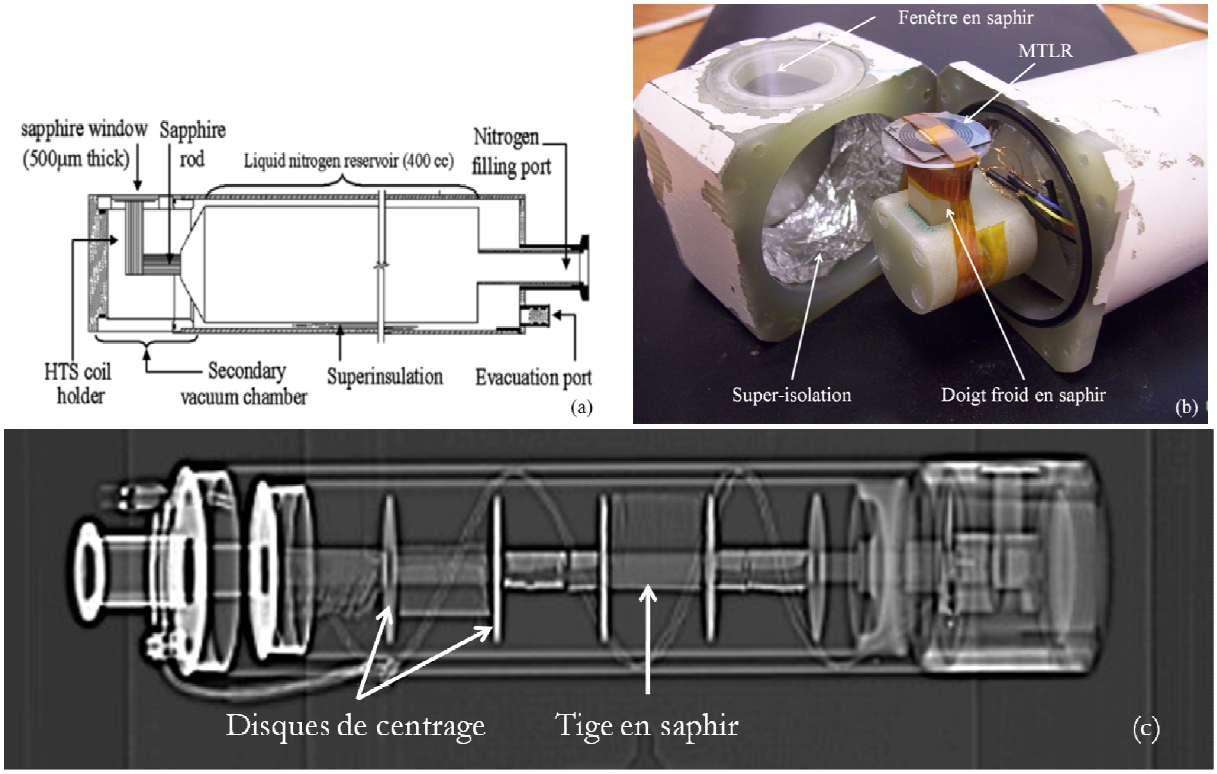


Figure 3-2 : le cryostat à azote liquide :(a) schéma, (b) enceinte secondaire ouverte. L'antenne supraconductrice HTC est montée sur le doigt froid. La super-isolation recouvre toutes les surfaces de la chambre excepté la fenêtre. (c) image au scanner à rayon X de l'intérieur du cryostat.

B. Contrôle de la pression

Pour étudier les effets de la température sur les caractéristiques radiofréquences de l'antenne supraconductrice HTC, nous avons développé un système complètement automatisé, permettant au cryostat de fonctionner à une température inférieure à 77 K. Ce système est fondé sur un contrôle de la pression d'équilibre liquide-vapeur du bain d'azote. Un système de pompage permet de diminuer la pression de l'azote liquide (P_{LN2}). Comme il est composé de parties magnétiques, il est positionné à 10 m de l'aimant et pompe au travers d'un tuyau Tricoclair® renforcé par une tresse textile. La pression au bout de ce tuyau (P_{OUT}) est contrôlée par un régulateur de pression (Bronkhorst High-Tech B.V., EL-PRESS P-702CV Pressure Controller) avec une précision plus petite qu' 1 mbar. Le décalage de pression (ΔP) entre P_{LN2} et P_{OUT} est déterminé au point triple (63,14 K, 125 mbar). En ce point, P_{OUT} reste constant quelque soit la pression de consigne envoyée au régulateur et correspond à un ΔP de 10 mbar. ΔP est supposé rester constant dans tout le domaine de pression étudié étant donné que le débit volumique du gaz reste constant. Nous reviendrons sur cette hypothèse dans les sections suivantes.

C. Extraction de la température de l'antenne HTC

Le cryostat est équipé d'une sonde de température type Pt100 qui permet d'accéder à la température du doigt froid. Cependant, à cause d'un gradient thermique au niveau du doigt, cette méthode n'est pas très fiable. De plus la mesure avec une sonde Pt 100 nécessite le passage d'un courant continu introduisant des interférences électromagnétiques avec l'antenne supraconductrice HTC. Pour résoudre ce problème et améliorer la méthode de mesure de température, nous avons développé un modèle simple, fondé sur les principes de base des échanges thermiques, qui a permis une estimation précise de la température de l'antenne HTC. Les principaux échanges thermiques se produisant dans le cryostat, et permettant de définir le modèle, sont représentés schématiquement dans la Figure 3-3.

La température de l'azote liquide (T_{LN2}) est extraite de la mesure de pression en utilisant l'équation de l'état d'équilibre liquide-vapeur [112]. La courbe de vaporisation de l'azote liquide se représente dans un diagramme de Clapeyron pression-température. L'antenne supraconductrice HTC a une température supérieure à celle du bain d'azote liquide à cause d'un gradient thermique ΔT le long du doigt froid. ΔT a été estimé, avec le montage d'une étude précédente, à 3,2 K [113]. Nous verrons dans la suite qu'il est possible d'estimer plus précisément ce gradient de température à partir d'une mesure de la variation de fréquence de résonance de l'antenne HTC en fonction de la température, et à condition de disposer d'une mesure précise de la température de transition du matériau supraconducteur. Le gradient thermique entre le doigt et le bain d'azote

provient principalement du fait que l'extrémité du doigt froid (endroit où l'on fixe l'antenne) est en face d'une fenêtre en saphir sans super-isolation. Il est donc exposé à un rayonnement thermique venant de l'extérieur. Le flux thermique induit (Φ_{th}) dépend de l'écart des températures, prises à la puissance 4, de l'extrémité du doigt froid et de la fenêtre en saphir et s'exprime par la loi de Stephan :

$$\Phi_{th} = \varepsilon S k_{\Sigma} (T_{doigt}^4 - T_{fenêtre}^4) \qquad \textit{Équation 3-1}$$

où ε est l'émissivité des matériaux. Elle est égale à 1 pour les corps noirs et très inférieure à 1 pour les corps brillants (métaux). Le saphir se comporte plutôt comme un corps noir excepté pour les longueurs d'ondes inférieures à 3-4 μm [114]. S est la surface d'échange. Enfin, k_{Σ} est la constante de Stephan-Boltzman égale à $5{,}67.10^{-8}$ $W.m^{-2}.K^{-4}$. Ainsi, en prenant cette loi, nous pouvons en déduire que le flux ne peut pas varier de plus de 1% dans le domaine de températures étudiées, c'est-à-dire entre 63 et 77 K. Nous pouvons donc supposer que ΔT ne pouvait pas varier de plus de 0,03 K. De plus, la précision d'extraction de la température dépend de la mesure de P_{LN2}. Or, dans des conditions quasi-statiques, le débit volumique (D_V) à travers le circuit de pompage (tuyau reliant le cryostat à la pompe) est proportionnel au rapport entre le flux thermique et la chaleur latente de vaporisation (L_{vap}):

$$D_V \propto \frac{\Phi_{th}}{L_{vap}} \qquad \textit{Équation 3-2}$$

Comme la chaleur latente de vaporisation décroît d'environ 5% de 63 à 77 K, [115][11], l'augmentation de ΔP est limitée à 0,5 mbar. Finalement, en considérant l'incertitude de 1 mbar sur la mesure de pression au niveau du régulateur de pression, le contrôle de la température de l'antenne HTC est obtenu avec une précision de 0,1 K.

[11] Publication utile pour les nombreuses mesures faites sur l'azote dans une gamme de température et de pression très large

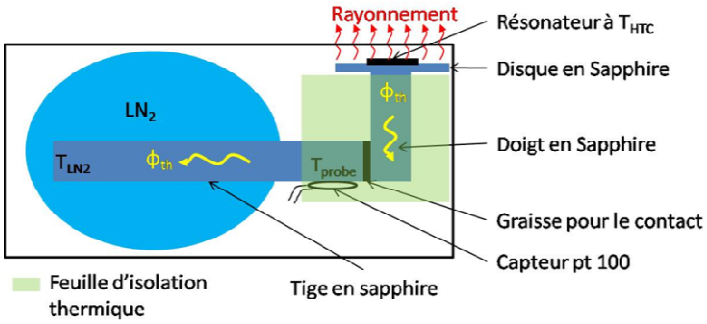


Figure 3-3 : représentation schématique du cryostat et des échanges thermiques. La tige en saphir est refroidie par l'azote liquide (LN2) à la température T_{LN2}. Le capteur de température permet un suivi temps réel de la température et de s'assurer du remplissage du réservoir. Tout le doigt froid est entouré de super-isolation, excepté l'extrémité du doigt où est fixé le résonateur qui est soumise au rayonnement thermique provenant de l'extérieur. Ce rayonnement induit un flux thermique dans le doigt froid. Un gradient thermique s'établit le long du doigt froid qui dépend du contact entre le résonateur et le doigt et du contact entre le doigt et la tige. Ce gradient est déterminé à partir d'une mesure de la température au niveau de la sonde Pt 100 au moment de la transition et une comparaison à la valeur donnée par le fabriquant de l'antenne.

D. Mise en place du système dans le champ et méthode de caractérisation

De manière à produire un champ magnétique statique, compris dans l'intervalle 0 (champ terrestre)- 4,7 T L'ensemble du système cryogénique est positionné soit au milieu du tunnel, soit dans le champ de fuite de l'aimant, d'un appareil d'IRM 1,5 T ou 4,7 T. L'intensité du champ magnétique est mesurée localement en utilisant une sonde à effet Hall (F.W. Bell Hand-Held Gauss/Tesla Meter Model 4048 avec la sonde axiale A-4048-002). Le centre de l'antenne HTC est positionné au niveau du point de mesure du champ statique. Une mesure du champ autour de cette position dans un rayon égal à celui de l'antenne supraconductrice HTC donne accès à l'homogénéité du champ à l'échelle du diamètre de l'antenne supraconductrice HTC. Cette mesure donne une déviation du champ d'au maximum 1 % par rapport à la valeur mesurée au centre de l'antenne. Les mesures sont ensuite effectuées pour deux orientations des plans CuO, parallèles et perpendiculaires à B_0. En orientation parallèle, l'effet du champ est évalué dans l'intervalle 0-4,7 T. Le diamètre de l'aimant 4,7 T ne faisant que 20 cm, nous n'avons pas pu faire de mesures en orientation perpendiculaire au-delà de 1,5 T.

La méthode de caractérisation radiofréquence que nous avons utilisée est la méthode de la simple boucle en utilisant la même géométrie de boucle que dans la référence [34]. Le niveau de puissance de sortie de l'analyseur de réseau est réglé suffisamment bas pour garder une relation linéaire entre la puissance incidente et la puissance mesurée au niveau du pic de résonance. Cette précaution est nécessaire pour éviter des mesures erronées lorsque l'on s'approche du courant critique du matériau HTC [34]. Le cryostat et la sonde de mesure sont fixés sur un système de

rails pour permettre la mesure avec et sans l'antenne HTC. Le système positionné dans l'aimant 1,5 T et le système de caractérisation sont présentés dans la Figure 3-4.

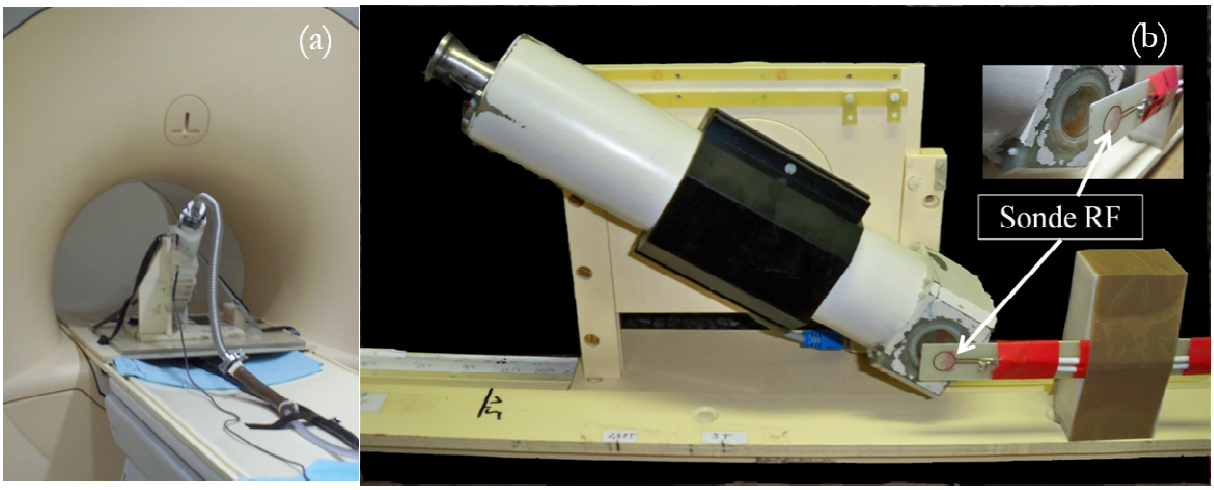


Figure 3-4 : positionnement et montage de caractérisation radiofréquence de l'antenne HTC. (a) le cryostat est positionné dans l'aimant 1,5 T avec l'antenne HTC aligné parallèlement au champ. (b) dispositif de caractérisation radiofréquence de l'antenne HTC qui est aligné dans l'axe de la boucle de caractérisation.

E. Quantification de la sensibilité RF et des effets de désaccord.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le RSB global d'une expérience de RMN est lié à la géométrie de l'antenne et au produit de la température de l'antenne avec sa résistance équivalente de bruit [17]. Ici, la sensibilité intrinsèque de l'antenne HTC (s_{rf}) est définie pour une géométrie d'antenne donnée et pour un échantillon non conducteur, de la manière suivante :

$$s_{rf} = \sqrt{\frac{f_0 Q}{T_{HTC}}} \qquad \text{Équation 3-3}$$

S_{rf} est calculée à la fréquence de résonance de l'antenne HTC pour différentes valeurs de champs magnétiques, avec une variation faible de la fréquence de résonance par rapport à l'ajustement initial réalisé hors champ. A condition de négliger les variations de f_0, la sensibilité RF de l'antenne supraconductrice accordée à la fréquence de Larmor des protons à 1,5 T peut être étudiée en fonction du champ à partir des mesures du facteur de qualité. En revanche cette formulation ne permet pas d'étudier la sensibilité d'une antenne RF utilisée pour l'imagerie et donc accordé à la fréquence de Larmor des protons à la valeur de champ considéré, différente de 1,5 T. En effet l'équation 3-3 ne prend pas en compte la proportionnalité de la fréquence RMN avec l'intensité du champ magnétique statique. Nous discuterons dans la dernière section de ce

chapitre que le décalage de la fréquence de résonance, à la fréquence RMN de travail, a un effet peu significatif sur S_{RF} à cause de propriétés spécifiques aux supraconducteurs HTC.

L'effet du champ sur la fréquence de résonance de l'antenne est défini par le paramètre de désaccord (*Det*) déterminé à partir de la fréquence et de la bande passante par l'équation suivante :

$$Det = 2\,\frac{f_0(B_0) - f_0(0)}{BP_{-3dB}(B_0)} \qquad \textit{Équation 3-4}$$

où, $f_0(B_0)$ et $BP_{-3dB}(B_0)$ sont, respectivement, la fréquence et la bande passante mesurées à la température de fonctionnement et à l'intensité de champ appliquée, lors de la caractérisation RF. $f_0(0)$ est la fréquence dans le champ terrestre à la température de fonctionnement de l'antenne au moment de la mesure RF.

Ce paramètre permet d'évaluer l'effet du désaccord de l'antenne pour son utilisation en imagerie. En particulier si Det est supérieur à 1, à cause du désaccord de l'antenne induit par le champ, le signal sera atténué par plus de 3 dB.

III. Résultats

A. Caractéristiques radiofréquences de l'antenne

L'effet de B_0 sur Q et f_0 à 80 K (sans pompage) est exposé sur la Figure 3-5. La tendance générale est une décroissance radicale de Q et f_0 en présence de B_0. La Figure 3-6 montre que ces effets peuvent être pratiquement compensés en diminuant la température de l'antenne supraconductrice HTC. Cette compensation dépend fortement de l'intensité de B_0 appliqué et de l'orientation des plans CuO de l'antenne supraconductrice HTC.

B. Effet de B_0 à température ambiante

Q décroît très rapidement avec B_0 jusqu'à atteindre une saturation à plus haut champ. Le décalage de fréquence évolue approximativement de manière linéaire avec B_0. La décroissance de Q et le décalage de fréquence sont bien plus élevés en orientation perpendiculaire qu'en orientation parallèle. A pression ambiante, Q est réduit respectivement de 94 % et 75 % à 1,5 T en orientation perpendiculaire et en orientation parallèle. Les décalages fréquentiels respectifs correspondants sont de -130 et -25 kHz.

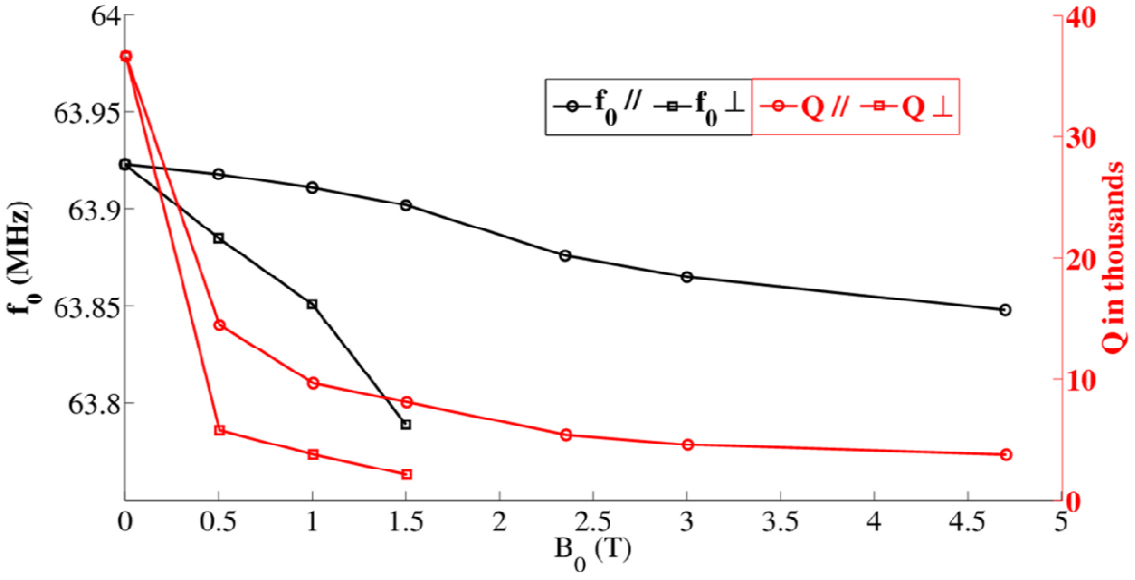


Figure 3-5 : fréquence de résonance (f_0) et facteur de qualité (Q) de l'antenne HTC en fonction du champ magnétique statique appliqué (B_0) de manière parallèle ou orthogonale, sans activer le pompage (température de l'antenne HTC de 80 K)

C. Compensation des effets de B_0 avec la décroissance de température

La décroissance de la température de l'antenne est d'autant plus efficace, pour augmenter Q et f_0, que les effets de B_0 sont importants, c'est-à-dire pour des intensités de B_0 élevées ou pour une orientation perpendiculaire. En champ terrestre, Q et f_0 sont légèrement augmentés de, respectivement, +15 % et +30 kHz à une température intermédiaire de 69,6 K.

En présence de B_0, la valeur initiale de f_0 en champ terrestre peut être entièrement retrouvée par la diminution de T_{HTC}. En revanche, ce n'est plus le cas, en orientation perpendiculaire, quand le champ dépasse une valeur de 1 T.

L'amélioration de Q par diminution de la température est significative, même si la baisse de Q provoquée par B_0 est partiellement compensée. De 80 à 66 K, Q est multiplié par un facteur 6 à 1,5 T en orientation perpendiculaire. En orientation parallèle, Q est amélioré au maximum par un facteur 2, lorsque l'on diminue la température de l'antenne HTC, de 80 à 66 K.

La tendance générale d'évolution du Q en fonction de la température est très différente dans les deux orientations. En orientation perpendiculaire, l'augmentation du Q avec la réduction de température est pratiquement linéaire. En orientation parallèle, Q ne dépend pas linéairement de

la température et présente un maximum local aux alentours de 75 K. Cette tendance semble s'accentuer avec l'augmentation de l'intensité du champ.

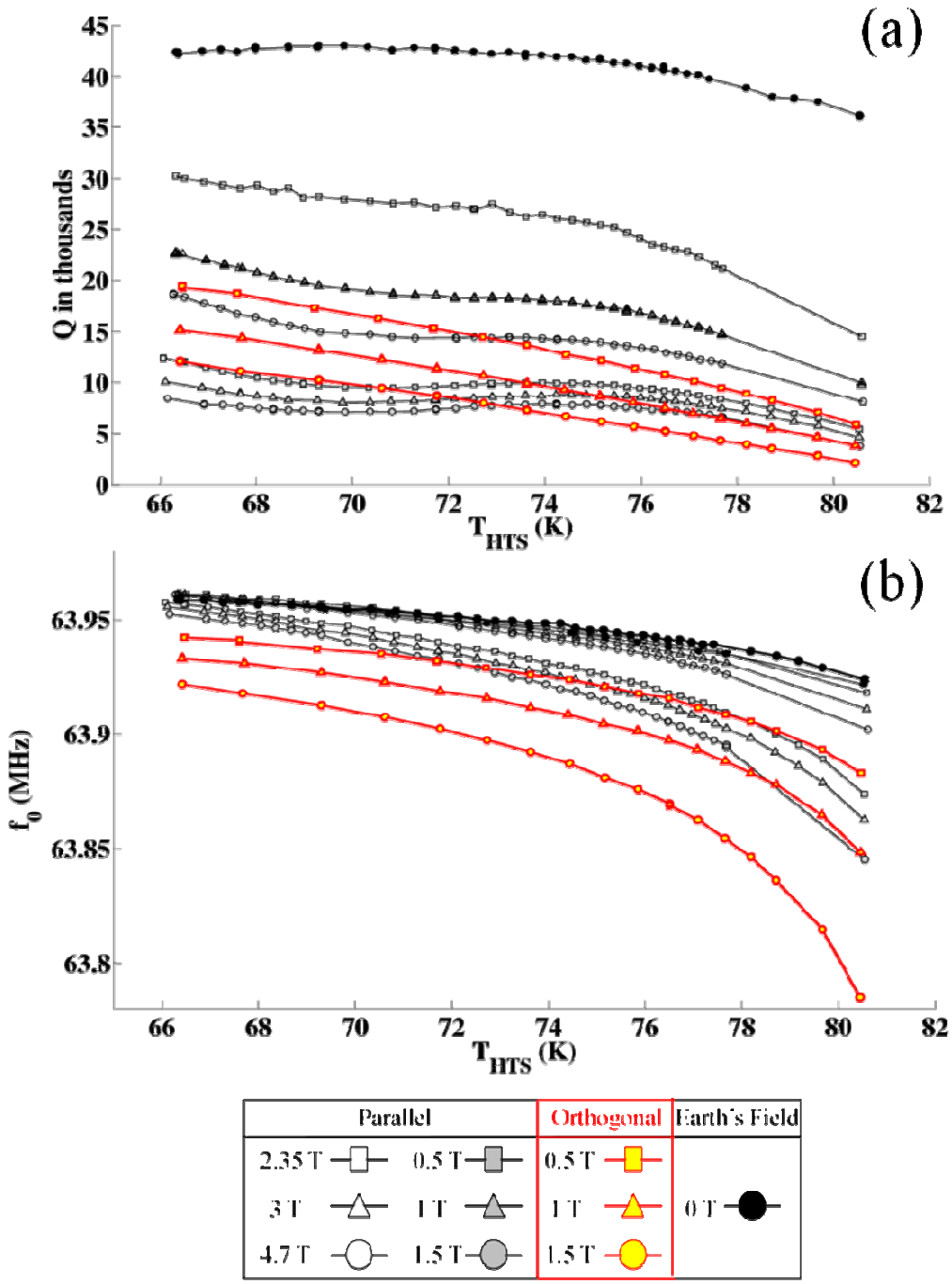


Figure 3-6 : (a) facteur de qualité (Q) et (b) fréquence de résonance (f_0) de l'antenne HTC en fonction de la température et du champ magnétique statique appliqué (B_0), pour les deux orientations de l'antenne HTC dans le champ, parallèle et perpendiculaire.

D. Sensibilité RF et effets de désaccord

La Figure 3-7 expose la baisse relative ou l'amélioration de la sensibilité RF induite par les effets combinés de la température et de l'intensité du champ, relativement à la valeur initiale obtenue à pression ambiante et dans le champ terrestre. En champ terrestre, S_{RF} est augmentée de 1,5 dB en diminuant la température de 80 K, à la valeur minimale étudiée dans ce travail qui est de 66 K. Cependant, cette amélioration n'est pas seulement due à l'augmentation du facteur de qualité mais aussi d'une contribution directe, dans l'Équation 3-3, d'environ 0,8 dB, de la décroissance de la température. Avec un champ magnétique appliqué en orientation parallèle, la contribution du Q devient significativement plus importante que l'effet direct de la température. Le gain en S_{RF} atteint une valeur d'environ 4,4 dB. Pour une intensité de champ supérieure à 0,5 T, l'amélioration apportée par la diminution de température est presque constante. En orientation perpendiculaire, l'amélioration est encore plus marquée et continue à augmenter au-delà de 0,5 T pour atteindre une valeur de 8,5 dB à 1,5 T valeur maximale de l'intensité du champ étudié, dans cette orientation.

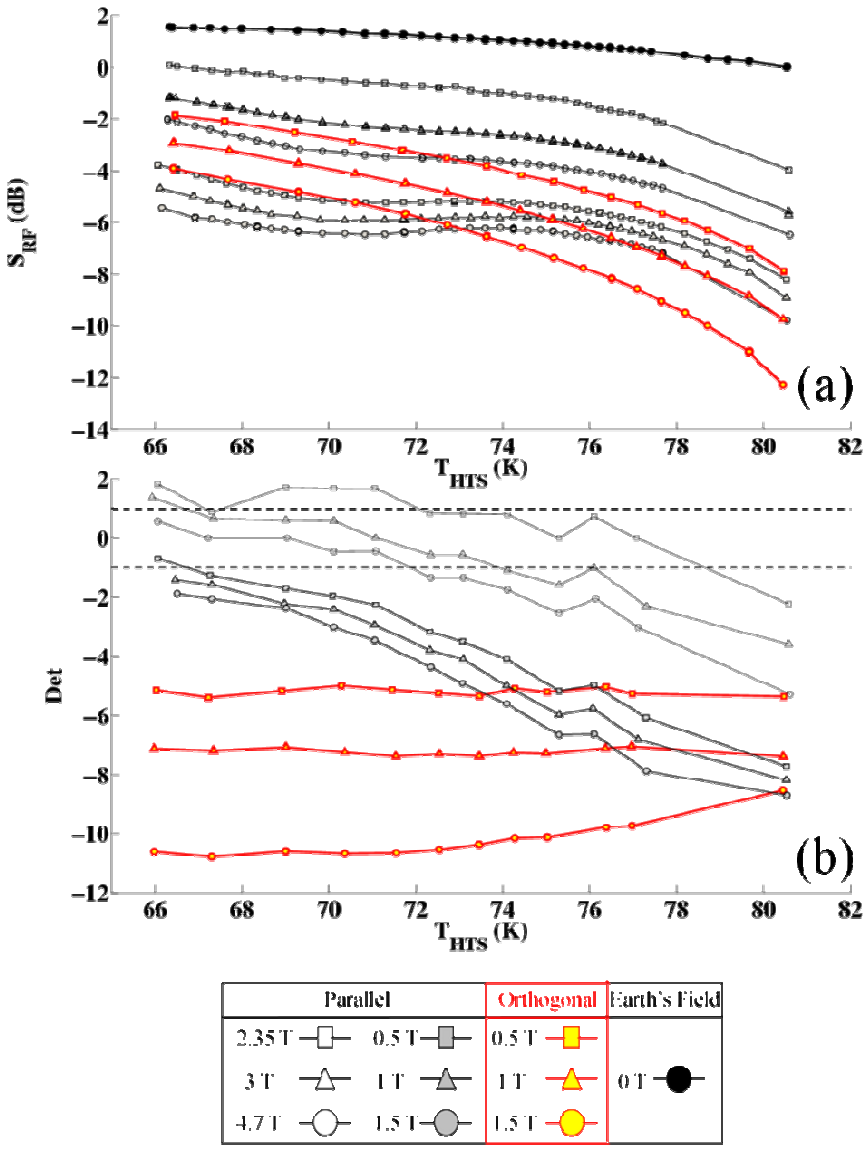


Figure 3-7 : (a) amélioration relative de la sensibilité RF (SRF) exprimée en decibels (dB), par rapport au SRF à 80 K en champ terrestre et (b) effet de désaccord (Det) de l'antenne HTC en fonction de la température et du champ magnétique statique appliqué (B_0), pour les deux orientations de l'antenne HTC dans le champ, parallèle et perpendiculaire. Les lignes horizontales en pointillé représentent les limites supérieures et inférieures d'un domaine où les conditions d'accord de l'antenne sont correctes et qui correspondant à une atténuation de -3 dB de la courbe de la fréquence de résonance.

Les effets de désaccord en fonction de la température et de l'intensité du champ sont présentés en Figure 3-7. En orientation parallèle, les conditions d'accord de l'antenne supraconductrice HTC sont correctes (*Det* ne dépasse les valeurs ±1) et pratiquement retrouvées en diminuant la température. En orientation perpendiculaire, le refroidissement n'est pas suffisant pour compenser les effets délétères de B_0 sur l'accord de l'antenne HTC.

IV. Discussion et conclusion

Le facteur de qualité et la fréquence de résonance d'une antenne de surface en matériau supraconducteur HTC, destinée pour l'IRM du proton à 1,5 T, ont été mesurés en fonction de la température de l'antenne HTC, dans l'intervalle de température 66-80 K, et du champ magnétique statique appliqué pour deux orientations de l'antenne, qui sont soit parallèles, soit perpendiculaires au champ, dans l'intervalle 0-4,7 T. La température a été contrôlée avec une précision meilleure que 0,1 K en utilisant un dispositif cryogénique à azote liquide fonctionnant à pression variable. Aucune technique conventionnelle de mesure de la température n'a été utilisée. La température est obtenue directement à partir d'une mesure de pression. Cette méthode « sans-fil » est simple à mettre en œuvre et elle élimine les risques d'interférences électromagnétiques avec l'antenne supraconductrice HTC et les risques de distorsion du champ magnétique statique par le passage d'un courant continu dans un fil situé à proximité de la zone d'intérêt pour l'expérience d'IRM.

A. Effet du champ et de la température sur le Q de l'antenne

Dans la littérature sur les matériaux supraconducteurs HTC en couches minces, la plupart des études ont été menées dans le domaine des micro-ondes (au dessus de 1 GHz) et très peu d'études concernent le domaine des radiofréquences pour l'IRM [71], [116], [113]. En effet, la résistivité de ces matériaux devient extrêmement petite à basse fréquence et il faut donc élaborer des méthodes de caractérisation dédiées, très précises, nécessitant la conception de dispositifs résonants et des techniques de mesures sans contacts. Dans la littérature sur l'IRM proprement dite, plusieurs études sur les antennes HTC ont été menées soit en fonction de l'intensité du champ magnétique [47], [64], [57], [60], [71], [78], [117], soit en fonction de la température[60], [61], [78]. Jusqu'à aujourd'hui aucune étude n'a été rapportée sur les effets combinés de la température et du champ magnétique statique sur les performances électriques d'une antenne HTC pour l'IRM.

La décroissance du facteur de qualité dans le champ magnétique est beaucoup plus marquée que dans les études rapportées par d'autres groupes spécialisés en IRM. Les résultats trouvés dans la littérature sont présentés dans le tableau suivant :

Paper	B_0	T_{HTC}	Matériau	Diminution	Q hors champ
Hall et al [64]	0.15 T	77 K	YBCO	32 %	2500
Black et al [57]	1.5 T	4.2 K	YBCO	40 %	100000
Okada et al [117]	0.064 T	77 K	BSCCO	31 %	1700
Miller et al [60]	2 T	30 K	TBCCO	54 %	12000
Travail thèse	1.5 T	80 K	YBCO	78 %	37000
Travail thèse	1.5 T	66 K	YBCO	55 %	37000

Tableau 3-1 : diminutions relatives du facteur de qualité en présence du champ magnétique statique (B_0), rapportés dans la littérature concernant l'IRM, pour différentes température de l'antenne supraconductrice HTC (T_{HTC}) et différents type de matériaux supraconducteurs HTC.

L'effet plutôt important du champ peut être attribué au fait que la température de refroidissement de notre antenne est proche de la température critique de transition (T_c) du matériau HTC utilisé. Par conséquent, la légère diminution de température étudiée dans notre travail est très efficace pour compenser les effets du champ. Par exemple Q chute de 55 % à 66 K au lieu de 78 % à 80 K à un champ de 1,5 T. On peut également remarquer, d'après le tableau 3-1, que les autres groupes ont rapporté des diminutions du facteur de qualité encore très importantes pour des températures déjà très basses de 4,2 K pour de l'YBCO ou 30 K pour du TBCCO à des champs intermédiaire (0,5-1,5 T).

D'autres études rapportent des améliorations d'un facteur 2 du Q, en champ terrestre, pour des diminutions limitées de la température [60], [78] alors que dans notre travail nous avons observé une augmentation relativement faible de l'ordre de 1,15 du facteur de qualité en champ terrestre. Cependant, les comparaisons entre études doivent être analysées avec prudence et rigueur à cause de la dépendance complexe du Q avec le champ magnétique et la température, comme l'a montré la Figure 3-6. En effet, l'augmentation du Q dans l'intervalle de température étudié présente un maximum local qui se situe à une température située aux alentours de 75 K. Le comportement observé est probablement relié à des détails subtils dans le procédé de fabrication et à la dynamique des vortex dans le matériau réel. Malheureusement, une description complète des matériaux HTC n'est pas encore disponible pour permettre une prédiction de leurs pertes radiofréquences [67]. L'explication pourrait venir de l'expérience, ce qui est développé dans le dernier paragraphe de cette section. Nous avons d'ores et déjà éliminé l'hypothèse que la présence d'une « bosse » dans la courbe de Q en fonction de THTC pourrait être une spécificité de l'antenne utilisée pour l'étude. Nous avons caractérisé, à 4,7 T, une antenne 6 mm, résonant à 200 MHz (géométrie 8 du chapitre 2) fabriqué par la société Theva. La Figure 3-8 présente le facteur de qualité normalisé à la valeur maximale en fonction de la température pour les

résonateurs 6mm en supraconducteur et cuivre à respectivement 4,7 T et 0 T, et pour le résonateur 12 mm à 4,7 T qui est fabriqué par la société Thomson.

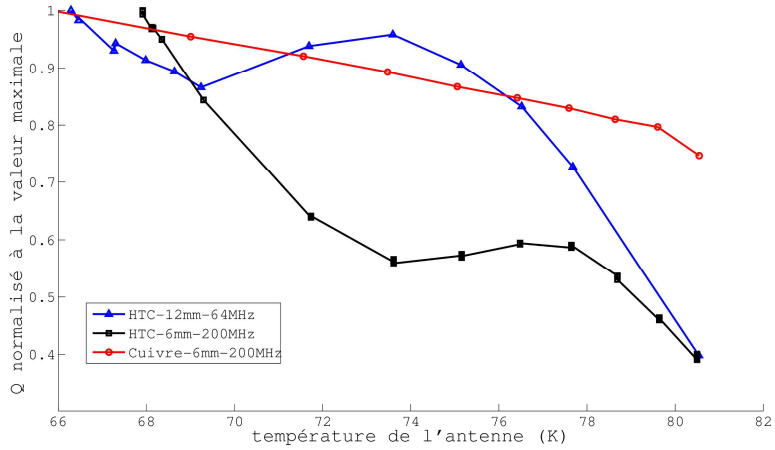


Figure 3-8 : Facteur de qualité normalisé à la valeur maximale en fonction de la température pour trois résonateurs différents

On constate sur la figure précédente, que l'effet de la bosse apparaît pour les deux résonateurs en YBaCuO. Le maximum de la bosse n'est pas situé à la même valeur de température de l'antenne. La conclusion est que le phénomène de la « bosse » est propre à l'YBaCuO mais n'est pas une spécificité du matériau fabriqué par Thomson.

B. Effet du champ et de la température sur l'accord de l'antenne

Les effets d'une diminution de la température sur la fréquence de résonance de l'antenne supraconductrice HTC, ont déjà été étudiés dans le champ terrestre [60] et à 9,4 T [61]. Ces deux études ont conclu à la nécessité de refroidir les antennes à une température beaucoup plus basse que la température critique pour permettre une meilleure stabilité de la fréquence de résonance. Cette conclusion est cohérente avec les courbes de la Figure 3-6 qui montre une augmentation des dépendances en température de f_0 à plus haute température et à plus haut champ. Pour analyser les variations de la fréquence en fonction de la température, l'ensemble des données acquises ont été ajustées au modèle phénoménologique bi-fluide [8] en supposant que la longueur de pénétration London (λ_L) suive la loi suivante :

$$\lambda_L \propto \frac{\lambda_0}{\left[1-\left(\frac{T_{HTC}}{T_C}\right)^4\right]^{1/2}}$$

Figure 3-9

où λ_0 est la longueur de pénétration limite à « 0K ». Une hypothèse supplémentaire est que seules les variations de l'inductance cinétique liées à une variation de λ_L sont à l'origine des variations de la fréquence de résonance de l'antenne supraconductrice HTC.

Ensuite, nous avons réalisé un ajustement de nos données sur cette variation de λ_L en prenant λ_0 et T_C comme paramètres libres. Une bonne corrélation existe entre le modèle et les données expérimentales. L'erreur sur l'ajustement par la méthode des moindres carrés est de $1{,}7 \times 10^{-6}$. La valeur de la longueur de pénétration limite à « 0 K » est de 283 nm et correspond à celle de la référence [113]. Les courbes de variations de T_C en fonction du champ magnétique et pour les deux orientations, parallèles et perpendiculaires de l'antenne HTC dans le champ, sont présentées dans la Figure 3-10. T_C a été estimée à 92,7 K en champ terrestre et décroît jusqu'à 85,3 K à 4,7 T en orientation parallèle et 84,5 K à 1,5 T en orientation perpendiculaire. L'estimation de Tc hors champ est proche de celle donnée par le fabricant (Thomson) [111]. Finalement, l'accroissement de pente de la courbe de dépendance en température de la fréquence de résonance peut être relié à une décroissance de la température critique avec le champ magnétique. Les études qui rapportent ce type d'effet sont peu nombreuses dans la littérature. Une thèse soutenue récemment (2008) à Hampshire College porte sur « l'ancrage des vortex dans les supraconducteurs de type II ». Ce travail de thèse montre, entre autres, à l'aide de deux modèles théoriques qui sont le modèle bi-fluide et le modèle « d-wave »[12], que la température critique de l'YBaCuO décroît avec le champ magnétique dans des proportions identiques à celles que nous avons trouvées dans notre étude [118].

[12] Le modèle « d-wave » est une extension du modèle BCS qui a permit d'expliquer complètement le comportement des supraconducteurs à très basse température. Dans le modèle d-wave les surfaces de fermi sur lesquelles se forment les paires de cooper sont de forme anisotropique. Elles ne sont pas sphériques et isotropiques comme c'est le cas dans la théorie BCS

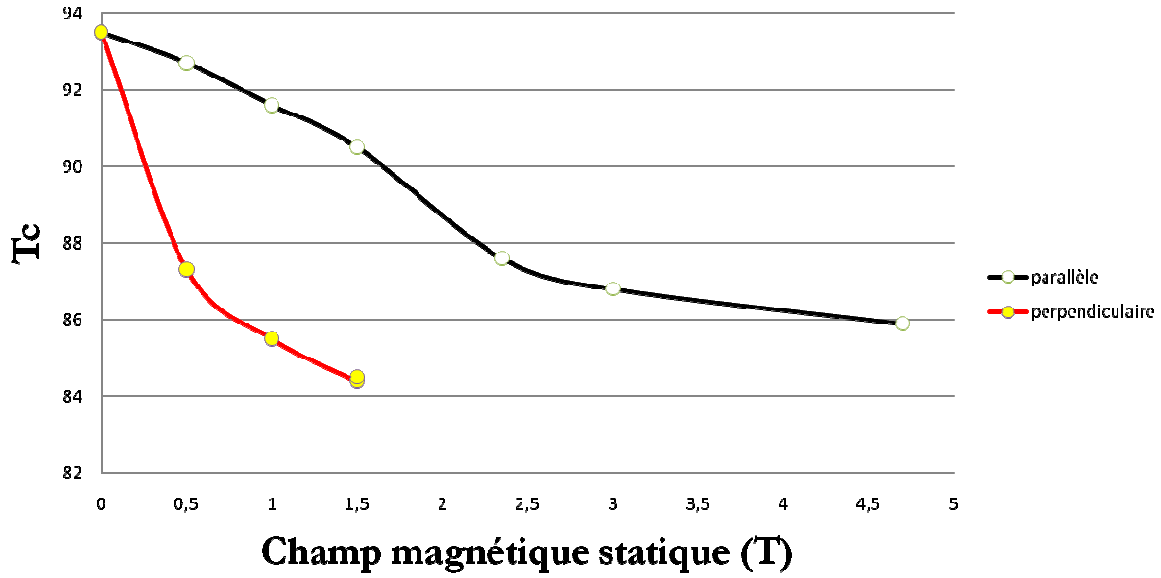


Figure 3-10 : Variation de la température critique de l'YBaCuO en fonction du champ magnétique appliqué et pour deux orientations du l'antenne HTC dans le champ.

Une amélioration de l'estimation du gradient thermique au niveau du doigt froid (ΔT) pourrait être obtenue à partir des mesures de la fréquence de résonance en fonction de la température et d'une mesure expérimentale de T_C. Pour cela l'ajustement des données expérimentales de variation de la fréquence en fonction de la température sur le modèle phénoménologique exposé plus haut doit être effectué en prenant $\Delta T = 0$. En comparant la température critique mesurée et simulée, il est possible d'en déduire ΔT. La condition sine qua non est la connaissance précise de T_c. qui nécessite un dispositif expérimental spécifique. Dans notre étude nous n'avons pas pu adopter cette méthode car la seule donnée de T_c à laquelle nous avons eu accès provient de la mesure avant gravure [111]. Or T_c diminue généralement lors du procédé de gravure. De plus le résonateur que nous avons utilisé a déjà 12 ans et T_c peut avoir baissé à cause de mécanismes de désoxygénation ou d'usure des couches supraconductrices lors de manipulations répétées.

Une dernière remarque concerne notre hypothèse implicite que seule une variation de l'inductance cinétique et donc de λ_L peut être à l'origine d'une variation de la fréquence de résonance avec la température. Pour vérifier la validité de cette hypothèse, nous avons comparé la variation de la fréquence de résonance en fonction de la température des résonateurs cuivre et supraconducteur de 6 mm décrit page 122. Les courbes sont présentées dans la figure suivante.

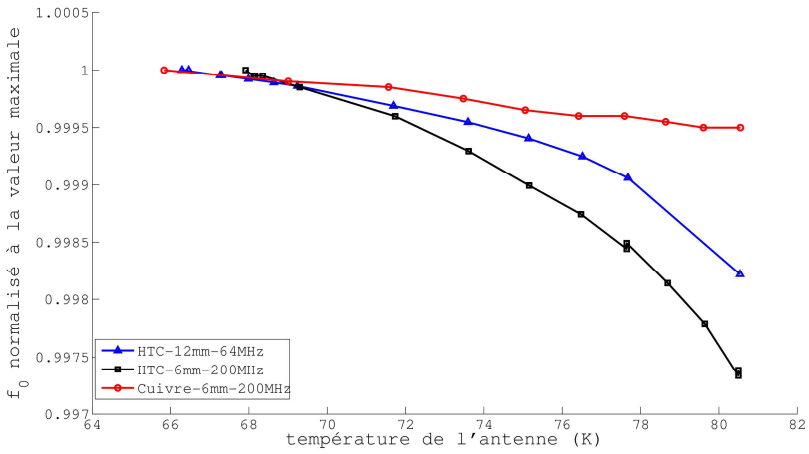


Figure 3-11 : Fréquence de résonance normalisée à la valeur maximale en fonction de la température pour trois résonateurs différents

L'effet de la température sur la fréquence de résonance du résonateur 6 mm en supraconducteur est beaucoup plus marqué, environ 440 kHz pour une diminution de 80 à 66 K de la température du résonateur, que pour le résonateur de même géométrie en cuivre, avec une augmentation de 80kHz de la fréquence pour le même intervalle de température. Comme nous l'avons déjà suggéré dans le chapitre précédent, la température provoque une contraction du substrat qui se traduit par une contraction des pistes et donc une réduction de l'inductance équivalente. Ainsi dans le cas de l'antenne en cuivre la fréquence de résonance remonte d'environ 80 kHz entre 80 et 66 K. L'effet plus marqué avec le résonateur en supraconducteur s'explique par la variation d'inductance cinétique prévue par le modèle de London.

Enfin le modèle phénoménologique de London que nous avons adopté ici a été aussi utilisé dans le travail de Shinn A. Mannix et al. [118]. Ce travail montre également que T_c varie en fonction du champ. La mesure de la température critique en fonction du champ permettrait une démonstration expérimentale de cette dépendance. Pour cela il faudrait disposer d'un cryostat pouvant atteindre des valeurs de température supérieures à la température critique.

C. Amélioration du RSB en IRM

En supposant que les contributions en bruit de la chaîne de réception et de l'échantillon lui-même sont négligeables [17], [36], l'amélioration du RSB dans une expérience de RMN, suite à un perfectionnement du refroidissement de l'antenne, est proportionnelle au gain de sensibilité RF représenté dans la Figure 3-7. Dans ces conditions, le RSB en présence du champ magnétique est nettement amélioré par une réduction de la température de moins de 15 K en dessous de la température de l'azote liquide à pression ambiante. De manière remarquable, la sensibilité RF, telle qu'elle a été définie dans l'Équation 3-3, ne dépend pas de la fréquence si l'on prend comme

hypothèse de base le modèle bi-fluide. En effet un fondement de ce modèle est une variation en f_0^2 de la résistance de surface de l'antenne supraconductrice HTC. Or comme la réactance de l'antenne supraconductrice HTC augmente linéairement avec f_0, le facteur de qualité est inversement proportionnel à f_0. Par conséquent, les données de s_{rf} que nous avons acquises ici à une fréquence donnée ne devraient pas changer pour une autre fréquence de travail et donc pour d'autres applications IRM telles que de l'imagerie du proton à d'autres champs que 1,5 T. Cependant, à l'équilibre thermique en RMN classique, le RSB final dépend aussi de l'augmentation de réserve d'aimantation avec l'accroissement de l'intensité du champ. Nous ne prenons pas en compte ici cet effet mais uniquement la contribution du gain en sensibilité de l'antenne dans le RSB.

Dans les applications biomédicales, la source de bruit additionnelle provenant d'un échantillon conducteur [23] va limiter l'avantage apporté par le refroidissement de l'antenne HTC en dessous de 80 K. Selon l'effet de charge induit par l'échantillon dans l'antenne, la sensibilité réelle ($s_{rf_chargée}$) de l'antenne HTC est liée à la sensibilité s_{rf} par un facteur correctif, homogène à une puissance de bruit et apparaît dans la relation suivante :

$$s_{rf_charg\acute{e}e} = s_{rf}\left[1+\frac{T_E}{T_{HTC}}\frac{R_E}{R_{HTC}}\right]^{-1/2} \qquad \textit{Équation 3-5}$$

où T_E est la température de l'échantillon et R_E et R_{HTC} sont les résistances équivalentes au niveau de l'antenne HTC et qui sont attribuées, respectivement, à l'échantillon et à l'antenne elle-même. Dans le but d'estimer le gain relatif en RSB obtenu par diminution de la température T_{HTC} de 80 à 66 K avec un échantillon conducteur pour différentes intensités de champs magnétiques, le rapport R_E/R_{HTC} a été déduit des données de Q (en l'absence d'échantillon) de la Figure 3-6 en utilisant l'extrapolation suivante :

$$\frac{R_E}{R_{HTC}} = \left(\frac{Q_{ref}}{Q_{ref_charg\acute{e}e}} - 1\right)\frac{Q}{Q_{ref}} \qquad \textit{Équation 3-6}$$

en utilisant une référence à une double mesure du facteur de qualité faite soit sans (Q_{ref}) ou en présence de l'échantillon ($Q_{ref_chargée}$). L'extrapolation ci-dessus est fondée sur l'hypothèse qu'à la fois la résistance équivalente de l'échantillon et la réactance de l'antenne restent constantes pour une antenne et une géométrie d'échantillon donnée. Comme nous l'avons expliqué plus haut pour le S_{RF}, cette extrapolation est aussi valable à d'autres fréquences de travail que celle utilisée

pour faire l'étude. En effet R_E et R_{HTC} suivent les mêmes règles fixées par une loi d'échelle en f_0^2. Des valeurs typiques de s_{rf} in vivo sont présentées dans le tableau suivant :

\ s_{rf} 66/S_{RF}80 Champ statique\	*Echantillon non conducteur*	*Peau du mollet humain*	*Tête de souris*
1.5 T //	+ 4.5 dB	+ 0.1 dB	+ 1.1 dB
4.7 T //	+ 4.3 dB	+ 0.3 dB	+ 1.7 dB
1.5 T ⊥	+ 8.4 dB	+ 0.7 dB	+ 3.6 dB

Tableau 3-2 : Extrapolation de l'amélioration de sensibilité RF (s_{rf}) apportée par une diminution de température de 80 à 66 K pour différentes conditions de charges par l'échantillon. L'effet de l'échantillon provient de mesures précédentes sur la tête de souris [36] et la peau du mollet humain [47].

La référence est obtenue à partir de mesures précédentes effectuées avec exactement la même géométrie d'antenne qu'ici, sur la peau de mollet humaine ($Q_{réf}/Q_{réf_chargée}$=30000/1510 dans le champ terrestre) [47] et sur la tête de souris ($Q_{réf}/Q_{réf_chargée}$=13700/7000 à un champ de 1,5 T) [36]. Le tableau 3-2 montre que le bénéfice apporté par le refroidissement supplémentaire est fortement réduit et reste en dessous de 1 dB pour la peau de mollet humaine. Néanmoins la situation de l'antenne chargée par le mollet correspond à la situation de charge par l'échantillon la plus forte. Dans le cas de la tête de souris, le gain en RSB est bien plus marqué et atteint la valeur de 1,7 dB pour une orientation parallèle à un champ de 4,7 T, et 3,6 dB pour une orientation perpendiculaire dans un champ de 1,5 T. Lorsque l'antenne HTC est en présence d'un échantillon conducteur, le refroidissement supplémentaire apparaît beaucoup plus bénéfique à des champs élevés. Cette amélioration du refroidissement est également plus efficace et avantageuse en orientation perpendiculaire qu'en orientation parallèle.

Finalement, un gain additionnel de s_{rf} pourrait être obtenu en diminuant encore plus qu'ici la température de l'antenne. Dans un travail précédent [61], il a été montré qu'en diminuant la température de 50 à 15 K, le facteur de qualité d'une antenne en couche mince d'YBCO dédiée à de l'IRM à 9,4 T pouvait être augmenté d'un facteur 2. L'accès à cet intervalle de température requiert des systèmes cryogéniques plutôt complexes fonctionnant à l'aide d'un échangeur à hélium gazeux refroidi et d'un régulateur de température. Dans ce travail de thèse et avec cette étude, le même degré d'amélioration a été obtenu avec une bien plus petite diminution de température mais en partant d'une température plus proche de la température critique de transition. Il n'existe pas de certitude qu'une diminution supplémentaire de température en dessous de 66 K puisse réduire radicalement les pertes dans notre résonateur. Cependant un gain de sensibilité en $\mathbf{1}/\sqrt{T}$ est attendu du fait de l'effet direct de la température dans l'Équation 3-5. Dans le cadre d'une collaboration avec air liquide et le CEA Grenoble le laboratoire développe un cryostat à flux d'hélium gazeux qui permet d'atteindre une gamme de températures au niveau

de l'antenne comprises entre 56 et 300 K. Le principe de fonctionnement est expliqué en annexe 4. Dans le cadre de ma thèse j'ai contribué à la mise au point de ce cryostat dans le but d'étendre l'étude du résonateur à plus basse température. Ce travail n'a pas abouti du fait d'une panne du dispositif. Nous avions également envisagé d'accéder à des températures encore plus basses (jusqu'à 20 K) à l'aide de l'environnement cryogénique Cryoprobe^{TM} commercialisé par Bruker Biospin pour ses sondes RMN en cuivre refroidi. Cette plateforme aurait nécessité une adaptation technique pour permettre la fixation de notre résonateur, que notre partenaire n'a pas pu réaliser durant notre période de collaboration. Cependant, la solution fonctionnelle que nous avons présentée dans ce chapitre présente l'avantage d'une mise en œuvre très simple par rapport aux dispositifs basses températures évoqués ci-dessus.

En conclusion, les données fournies dans ce travail peuvent aider à comprendre certains aspects critiques dans la conception d'antennes supraconductrices HTC pour des applications en RMN et en IRM. En particulier, nous avons pris en compte la présence du champ magnétique et nous l'avons analysé en termes de dégradation de RSB à cause d'une diminution du facteur de qualité et de problèmes de désaccord de l'antenne supraconductrice HTC. L'intervalle de température utilisée ici est accessible par l'utilisation d'un dispositif cryogénique simple et apporte un gain en sensibilité RF significatif pour des applications en recherche de pointe avec des échantillons faiblement conducteurs, des petits échantillons biologiques ou bien des expériences *in vivo* avec des petits animaux. Ce travail démontre une meilleur tolérance de la couche mince à un léger écart d'orientation avec le champ magnétique et cela pourrait éventuellement jouer un rôle dans la conception d'antenne HTS non planaire où de réseaux d'antennes qui se composent d'éléments d'orientations diverses.

La mise en œuvre d'un système simple de contrôle de la température a permis de montrer que la sensibilité de l'antenne supraconductrice HTC pouvait être améliorée en champ en diminuant la température. De plus nous avons vu au chapitre 2 comment dimensionner un résonateur supraconducteur pour obtenir le fonctionnement voulu dans son environnement cryogénique. Dans le chapitre suivant, nous allons montrer les premiers résultats obtenus en IRM à 4,7 T à partir des moyens mis en place.

Chapitre 4

MISE EN ŒUVRE D'UNE ANTENNE DE SURFACE MINIATURE A 4.7 T POUR LA MICROIMAGERIE DU CERVEAU DE SOURIS

Ce chapitre rapporte les résultats obtenus en imagerie à 4,7 T avec une antenne de surface miniature supraconductrice. L'expression (Équation 1-48) du gain en RSB attendu est utilisée pour dimensionner cette antenne de manière à obtenir un gain significatif sur le cerveau de souris dans des conditions in vivo. L'intégration de l'antenne dans le système d'imagerie est décrite en détail, et une évaluation précise des différents mécanismes de bruit intervenant dans la chaîne de réception est effectuée. Enfin nous présentons des images obtenues pour la première fois avec une antenne supraconductrice sur le cerveau de souris *in vivo* dans un champ supérieur à 3 T.

I. Etude théorique du gain en RSB

A. Dimensionnement de l'antenne

Les études qui rapportent des améliorations de sensibilité à haut champ (3 à 14,1 T) avec des antennes supraconductrices sont peu nombreuses[61], [78], [72], [73], [119] et concernent toutes des échantillons non conducteurs ou de très petites dimensions. Jusqu'à ce jour, il n'existe aucune réalisation à haut champ en imagerie *in vivo* prenant en compte l'introduction de pertes par l'échantillon. Cette lacune provient probablement du fait que le gain attendu est moins significatif lorsque l'échantillon est conducteur, à moins de réduire drastiquement la taille de l'antenne. Dans ce cas le dimensionnement correct et la réalisation de l'antenne deviennent critiques ainsi que le montage dans son environnement cryogénique avec un espacement antenne/échantillon suffisamment petit.

Les travaux précédents au laboratoire dans lequel s'est effectuée cette thèse ont démontré que l'utilisation d'une antenne supraconductrice de 12 mm pour l'imagerie in vivo à 1,5 T permet d'atteindre des gains en RSB supérieurs à un ordre de grandeur sur le cerveau de souris [36].

D'après le diagramme des prédominances de bruit exposé au chapitre 1, avec l'augmentation du champ les pertes de l'échantillon augmentent plus rapidement que celle de l'antenne. Pour conserver l'avantage d'un gain en RSB important avec l'antenne supraconductrice à 4,7 T il faut donc réduire sa taille en dessous de 12 mm. Nous avons choisi une antenne de diamètre 6 mm qui permet de conserver un gain en RSB élevé d'après des estimations théoriques du gain en RSB. L'intégration numérique (Matlab) de l'Équation 1-48 donne cette estimation pour trois conditions de charge par un échantillon semi infini de conductivité moyenne 0,66 $S.m^{-1}$ à 64 MHz et 200 MHz (Figure 4-1).

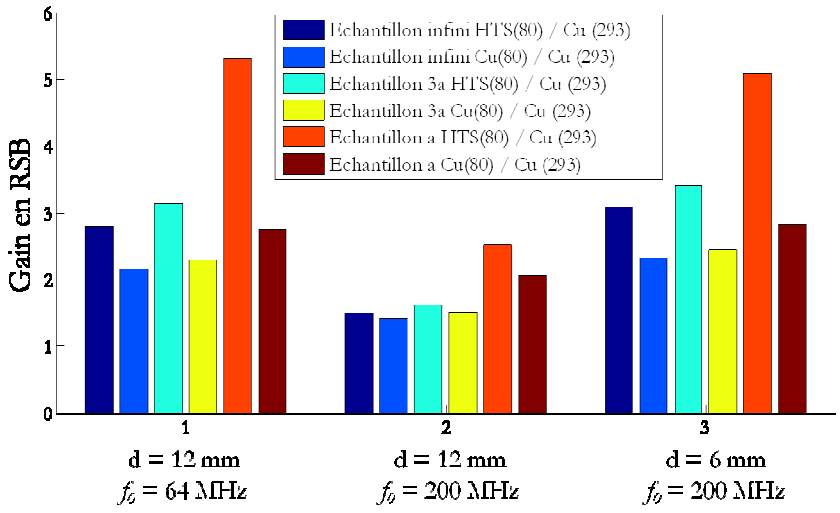


Figure 4-1 : gains en rapport signal sur bruit apportés, soit par une antenne supraconductrice refroidie à 80 K, soit par une antenne en cuivre refroidie à 80 K, par rapport à une antenne en cuivre à température ambiante (293 K). Ces gains sont donnés pour 2 antennes de rayon a et 2 fréquences de résonance pour trois échantillons cylindriques avec une conductivité de 0,66 S.m-1, de diamètres infini, 3a, et a et de hauteurs égales aux rayons.

Les résultats ci-dessus montrent que, pour une taille d'antenne fixe, le passage de 1,5 T à 4,7 T diminue par plus d'un facteur 2 le gain apporté par l'utilisation d'antennes supraconductrices et ceci quelque soit la condition de charge de l'antenne. De plus les gains apportés par le refroidissement d'une antenne en cuivre se rapprochent de ceux apportés par l'utilisation d'une antenne supraconductrice et ceci quelque soit la taille de l'échantillon. En revanche la réduction de taille de l'antenne de 12 à 6 mm permet de conserver le gain en RSB observé à 1,5 T. Lorsque l'antenne possède la même taille que l'échantillon, le bénéfice apporté par le matériau supraconducteur par rapport au cuivre refroidi à la même température que le supraconducteur est égal à un facteur 2.

L'analyse précédente laisse attendre un gain en RSB substantiel avec une antenne supraconductrice de 6 mm. Cependant cette dimension ne permet plus d'observer l'ensemble du

cerveau de souris (≈10 mm) comme c'est le cas avec l'antenne de 12 mm utilisée dans l'étude précédente à 1,5 T. Ce projet vise donc la conception d'un élément de 6 mm destiné à être intégré dans un réseau de 4 antennes permettant de couvrir le cerveau de souris.

B. Estimation du gain en RSB à partir des facteurs de qualités effectifs

L'estimation précédente du gain en RSB est approximative étant donné l'écart entre la géométrie cylindrique du modèle théorique d'échantillon et la forme du cerveau de souris. Une indication plus précise peut être obtenue pour une antenne et un échantillon réels à partir des facteur de qualité à vide et en charge. En effet, le RSB en sortie de l'antenne peut s'exprimer en fonction de la température équivalente de bruit du système échantillon-antenne (T_{eq}) par la relation suivante :

$$RSB \propto \sqrt{\frac{Q_{ch}}{T_{eq}}} \qquad \textit{Équation 4-1}$$

Avec Q_{ch} le facteur de qualité en charge de l'antenne. En utilisant l'équation 1-17, T_{eq} peut s'exprimer en fonction des facteurs de qualité en charge et à vide (Q_0), et des températures de l'échantillon (T_E) et de l'antenne (T_A):

$$T_{eq} = T_E\left(1-\frac{Q_{ch}}{Q_0}\right)+T_A\frac{Q_{ch}}{Q_0} \qquad \textit{Équation 4-2}$$

Cette expression est intéressante car elle souligne le fait que si les pertes de l'échantillon sont dominantes alors la température équivalente de l'ensemble antenne/échantillon se rapproche de celle de l'échantillon. Inversement si l'échantillon est peu conducteur la température équivalente de l'ensemble antenne-échantillon se rapproche de celle de l'antenne. L'Équation 4-1 permet d'évaluer le gain en RSB obtenu avec l'antenne supraconductrice par rapport à l'antenne en cuivre car les deux antennes ont la même géométrie.

En pratique, la mesure du facteur de qualité des antennes peut être obtenue à partir de la courbe de réponse en réflexion de l'antenne accordée, adaptée et connectée par l'intermédiaire de son circuit d'accord et d'adaptation à l'analyseur de réseau. Dans ce cas, le facteur de qualité mesuré doit être multiplié par 2 pour obtenir le facteur de qualité réel de l'antenne.

Cette formulation du RSB nous permet d'estimer le gain en RSB dans le cas où la chaîne de réception est parfaite. Dans la section suivante nous introduisons l'effet additionnel du au bruit des différents éléments de la chaine.

C. Prise en compte du bruit de la chaîne de réception

Le couplage de l'antenne au préamplificateur peut être réalisé selon l'un des deux schémas équivalents de la Figure 4-2. L'antenne, chargée par l'échantillon, et le coupleur sont représentés par deux circuits RLC couplés magnétiquement. Le bruit thermique de l'ensemble antenne-échantillon est représenté au niveau de l'antenne par la tension de bruit (σ_{eq}) et la résistance équivalente de bruit associée (R_{eq}). De façon analogue, le bruit du coupleur est représenté par sa tension de bruit σ_C et sa résistance équivalente de bruit R_C. Le commutateur est représenté par un quadripôle passif caractérisé par son gain G, sa tension de bruit σ_C et sa résistance équivalente de bruit R_C. Le préamplificateur est représenté comme un quadripôle actif avec le modèle e_n-i_n.

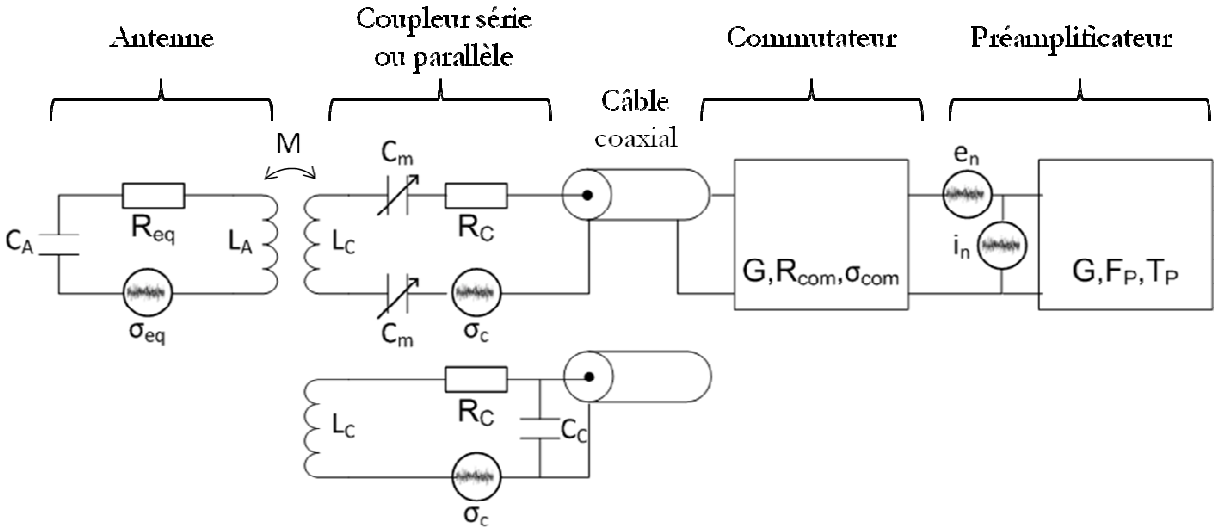


Figure 4-2 : Modélisation électrique du couplage inductif au préamplificateur. L'antenne, chargée par l'échantillon, et le coupleur sont représentés par deux circuits RLC couplés magnétiquement. Le coupleur, utilisé pour capter le signal de l'antenne supraconductrice, est constitué de deux condensateurs variables (C_m) en série avec l'enroulement en cuivre de diamètre 6 cm. Ces condensateurs vont permettre l'adaptation de l'impédance ramenée par l'antenne dans le coupleur à l'impédance de la chaîne. Le coupleur de l'antenne en cuivre est accordé à la même fréquence que l'antenne et est connecté à la chaîne de réception au travers d'un condensateur de valeur fixe (C_C) connecté en parallèle. Le bruit thermique de l'ensemble antenne-échantillon est représenté au niveau de l'antenne par la tension de bruit (σ_{eq}) et la résistance équivalente de bruit associée (R_{eq}). Da façon analogue le bruit du coupleur est représenté par sa tension de bruit σ_C et sa résistance équivalente de bruit R_C. Le commutateur est représenté par un quadripôle passif caractérisé par son gain G, sa tension de bruit σ_C et sa résistance équivalente de bruit R_C. Le préamplificateur est représenté comme un quadripôle actif avec le modèle e_n-i_n.

Le principe général du calcul des facteurs de bruit consiste à exprimer l'impédance équivalente ainsi que la température équivalente de l'ensemble des étages placés en amont de l'étage dont on veut déterminer le facteur de bruit. Une fois que le facteur de bruit de chaque étage est connu, la chaîne bruyante peut être représentée par une chaîne idéale sans bruit où tous les bruits sont représentés au niveau de l'antenne par le produit de la tension de bruit de l'ensemble antenne échantillon pondéré par la racine carrée des produit des facteurs de bruit des différents étages (cf. Figure 1-11).

1.1 Facteur de bruit du coupleur

La réalisation de la condition d'adaptation par le coupleur ne peut être satisfaite exactement qu'à une seule fréquence du fait de la variation de la réactance de l'antenne. Notamment dans le cas d'une antenne supraconductrice, le facteur de qualité élevé et donc une bande passante étroite, fait que la désadaptation en dehors de la fréquence de résonance peut devenir critique et induire une dégradation rapide du RSB dans l'image suivant la direction de lecture. En pratique le couplage inductif permet de réaliser cette adaptation de manière simple. Il permet aussi de conserver les bonnes propriétés électriques intrinsèques de l'antenne supraconductrice car aucun contact n'est nécessaire sur l'antenne supraconductrice. Cependant la présence de bruit dans le coupleur du fait de son facteur de qualité limité doit être prise en compte.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le facteur de bruit du coupleur s'exprime comme le rapport entre la puissance de bruit source plus le bruit rajouté par le coupleur sur le bruit source. La puissance du bruit source est celle de l'antenne et de l'échantillon qui sont représentés au niveau du coupleur par la résistance induite R_{in} à la température T_{eq}. Le bruit du coupleur est représenté par sa résistance propre R_C à la température T_C. Ainsi le facteur de bruit du coupleur s'exprime de la manière suivante :

$$F_C = 1 + \frac{R_C T_C}{R_{in} T_{eq}} \qquad \textit{Équation 4-3}$$

L'effet de l'antenne est représenté au niveau du coupleur par son impédance induite par couplage inductif Z_{in} dont la formulation est la suivante [27], [35], [36] :

$$Z_{in} = R_{in} + j\,X_{in} = \frac{M^2 \omega^2}{Z_A} \qquad \textit{Équation 4-4}$$

où M est l'inductance mutuelle entre l'antenne et le coupleur, et Z_A est l'impédance équivalente de l'antenne chargée par l'échantillon. Z_A peut s'écrire en fonction du facteur de qualité en charge de l'antenne de la manière suivante :

$$Z_A = (R_A + R_E)\left[1 + j\,Q_{ch}\left(1 - \left(\frac{\omega_A}{\omega}\right)^2\right)\right] \qquad \textit{Équation 4-5}$$

où R_A et R_E sont les résistances équivalentes respectives de l'antenne et de l'échantillon. Le terme $M^2\omega^2$ peut s'exprimer en fonction du coefficient de couplage magnétique k :

$$M^2\omega^2 = \left(\frac{k}{k_C}\right)^2 \left(R_A + R_E\right) R_C \qquad \textit{Équation 4-6}$$

$$\text{avec, } k = \frac{M}{\sqrt{L_C L_A}}$$

où L_C et L_A sont respectivement les inductances propres de l'antenne et du coupleur. Le coefficient de couplage est un paramètre géométrique, compris entre 0 et 1, qui rend compte de l'intensité du couplage magnétique. k_C est le coefficient de couplage critique. Il correspond à la situation où la puissance de réception est autant dissipée dans l'antenne que dans le coupleur. En pratique on s'assure que R_c, la résistance du coupleur est négligeable par rapport à R_{in}. k_C dépend des facteurs de qualité de l'antenne et du coupleur et s'exprime de la manière suivante :

$$k_C = \frac{1}{\sqrt{Q_{ch}\, Q_C}} \qquad \textit{Équation 4-7}$$

Si $k<<k_C$, le couplage est sous-critique et l'adaptation n'est pas possible. Si $k=k_C$ la condition d'adaptation est satisfaite. Pour $k>>k_C$ on est en sur-couplage et il existe deux conditions de couplage pour lesquelles la condition d'adaptation est satisfaite.

Dans le cas d'un coupleur monté en série (Figure 4-2), la condition d'adaptation $R_{in}+R_c=Z_0$ est satisfaite à la fréquence proche de la fréquence de résonance de l'antenne pour une valeur de k suivante :

$$k = \frac{k_C\sqrt{Z_0 - R_C}}{R_C} \qquad \textit{Équation 4-8}$$

La réalisation de l'accord correspond à l'annulation des parties réactives du coupleur avec la partie réactive de l'antenne induite dans le coupleur :

$$L_C\omega - \frac{2}{C_C\omega} + X_{in} = 0 \qquad \textit{Équation 4-9}$$

Le réglage de R_{in} peut se faire soit en changeant le coefficient de couplage par déplacement du coupleur relativement à l'antenne de manière à obtenir le couplage critique, soit en modifiant la

valeur des capacités d'accord du coupleur. Cette dernière solution est celle que nous avons choisie pour réaliser la condition d'adaptation entre l'antenne supraconductrice et la chaîne de réception. Elle présente l'inconvénient d'une interdépendance de la phase d'adaptation et de la phase d'accord.

Dans le cas d'un montage parallèle (Figure 4-2) le coupleur est accordé à une fréquence très voisine de celle de l'antenne. L'adaptation est alors uniquement réalisable par modification de la mutuelle entre le coupleur et l'antenne. L'expression du facteur de bruit du coupleur reste inchangée et seule la condition d'adaptation change. En supposant que $R_C << Z_0 << Q_c^2 R_C$, la condition d'adaptation est satisfaite pour la valeur de k suivante :

$$k \approx \sqrt{\frac{Q_c R_C}{Q_{ch} Z_0}} \qquad \textit{Équation 4-10}$$

L'obtention de cette équation est un peu plus complexe que pour le coupleur accordé série car il faut rajouter une transformation série-parallèle supplémentaire, liée à la présence du condensateur parallèle, pour obtenir l'impédance en sortie du coupleur (Z_{sortie}). Nous ne détaillons pas ici les calculs. L'expression de l'impédance de sortie est donnée dans la publication de M. Poirier-Quinot et al. [36]. Il suffit ensuite de résoudre l'équation $Z_{sortie}=Z_0$ pour obtenir la condition d'adaptation (Equation 4-12).

Finalement, en utilisant les équations 4-3 à 4-10 on obtient l'expression du facteur de bruit suivante :

$$F_C = 1 + \frac{T_C}{T_{eq}} \left(\frac{k_C}{k} \right)^2 \left[1 + Q_{ch}^2 \left(1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right)^2 \right] \qquad \textit{Équation 4-11}$$

1.2 Facteur de bruit du commutateur

Dans la chaîne de réception que nous avons utilisée, le commutateur est un élément qui peut rajouter du bruit, en particulier s'il est mal conçu ou si les diodes ne fonctionnent plus. Le commutateur est un quadripôle passif. Comme le commutateur a une température (T_{COM}) différente de celle de la source (ici T_{eff0}), son facteur de bruit (F_{COM}) n'est pas égale à l'inverse de son gain en puissance (G_{COM}). F_{COM} doit, par conséquent, être corrigé par le rapport de température du commutateur sur la température de la source et s'exprime de la manière suivante :

$$F_{COM} = 1 + \frac{T_{COM}}{T_{effc}} \left(\frac{1}{G_{COM}} - 1 \right) \qquad \text{Équation 4-12}$$

De façon analogue à la température équivalente antenne/échantillon (définie au niveau de l'antenne par l'équation 1-22), T_{effc} représente la température équivalente antenne/échantillon/coupleur ramenée au niveau du coupleur. Elle s'exprime en fonction du facteur de bruit du coupleur par :

$$T_{effc} = \frac{F_C T_C T_{eq}}{T_C + (F_C - 1) T_{eq}} \qquad \text{Équation 4-13}$$

Dans le cas général le gain en puissance disponible du quadripôle passif s'exprime en fonction du paramètre S_{21} et de son coefficient de réflexion en entrée (ρ_{COM}) de la manière suivante :

$$G_{COM} = |S_{21}|^2 \frac{1 - |\rho_{COM}|^2}{1 - |\rho_{COM} |S_{21}|^2|^2} \qquad \text{Équation 4-14}$$

On supposera dans la suite que ρ_{COM}=0, c'est-à-dire que le commutateur est adapté. Le paramètre S_{21} est mesuré à l'aide d'un analyseur de réseau avec la chaîne d'émission connecté ou non au commutateur. Enfin le dernier élément de la chaîne qui reste à caractériser est le préamplificateur.

1.3 Facteur de bruit du préamplificateur

De façon analogue au cas du coupleur, le facteur de bruit du préamplificateur s'exprime comme le rapport de la puissance de bruit source plus le bruit rajouté par le préamplificateur sur le bruit source. Le bruit source à ce niveau de la chaîne de réception provient de l'antenne couplée à l'échantillon et du commutateur. De façon équivalente à la température équivalente antenne/échantillon (cf. équation 1-22), T_{effcom}, qui représente la température équivalente antenne/échantillon/coupleur/commutateur, est définie au niveau du commutateur. Elle s'exprime en fonction du facteur de bruit du commutateur par la relation suivante :

$$T_{effcom} = \frac{F_{COM} T_{effc} T_{COM}}{T_{COM} + (F_{COM} - 1) T_{effc}} \qquad \text{Équation 4-15}$$

En utilisant l'équation 1-39 et l'équation précédente on obtient le facteur de bruit du préamplificateur.

$$F_P = 1 + \frac{T_N \left(T_{COM} + \left(F_{COM} - 1 \right) T_{effc} \right)}{F_{COM} T_{effc} T_{COM}} \qquad \text{Équation 4-16}$$

L'expression du facteur de bruit donnée précédemment ne tient pas compte de la désadaptation en bruit du préamplificateur en dehors de la fréquence de résonance. F_P donné ici est le facteur de bruit minimal du préamplificateur. La température de bruit du préamplificateur T_N est mesurée à l'aide de la méthode de la diode de bruit (cf. annexe 2) en utilisant un analyseur de spectre (N9000A CXA signal analyzer) et une diode de bruit (NoiseWave NW2G-CS Calibrated Source Series-ENR=15dB).

1.4 Facteur de bruit total

D'après les définitions des facteurs de bruit exposées dans les sections précédentes (équations 4-11, 4-13, 4-14), le facteur de bruit total s'écrit de la manière suivante :

$$F_{tot} = F_C \, F_{COM} \, F_P \qquad \text{Équation 4-17}$$

Finalement, le RSB d'une image acquise par IRM, en sortie du préamplificateur, peut s'exprimer en fonction du facteur de qualité en charge de l'antenne, de la température équivalente de bruit du système échantillon-antenne (T_{eq}-Équation 4-2) et du facteur de bruit total de la chaîne de réception, par la relation suivante :

$$RSB \propto \sqrt{\frac{Q_{ch}}{T_{eq} \, F_{tot}}} \qquad \text{Équation 4-18}$$

Le gain en RSB apporté par l'antenne supraconductrice est obtenu, à partir de cette équation, exprimée pour l'antenne en cuivre et l'antenne supraconductrice. On retrouve la formulation générale du RSB introduite dans le premier chapitre (équation 1-18). Pour optimiser le RSB et tirer profit de l'amélioration de sensibilité de l'antenne supraconductrice il faut minimiser F_{tot}.

II. Matériel et Méthode

A. Dispositif cryogénique

Le refroidissement de l'antenne supraconductrice HTC est obtenu avec le dispositif cryogénique exposé dans le chapitre 3 (cf. Chapitre 3II).

Un espace réglé à 750 µm entre l'antenne et l'échantillon permet d'assurer une isolation thermique par un vide secondaire de 10^{-7} mbar suffisante. Contrairement aux autres équipes ayant utilisé des antennes refroidies à moins de 77 K il n'a pas été nécessaire avec ce montage

d'envoyer un flux d'air chaud entre l'antenne et l'échantillon qui compliquerait le positionnement de l'échantillon à proximité du cryostat.

Le montage de l'antenne (épaisseur 330 µm) sur le doigt a été réalisé de manière à ce que l'ensemble soit le plus proche de la fenêtre en saphir. Le doigt froid est maintenu en contact avec la tige en saphir à l'aide d'une pièce de montage en époxy. La distance entre la fenêtre et le doigt froid peut ainsi être ajustée en fonction de l'épaisseur de l'antenne et de l'épaisseur du plot en saphir (150 µm). Ce dernier permet une bonne fixation de l'antenne sur le doigt sans que le ruban adhésif de 100 µm d'épaisseur vienne en contact avec les pistes de l'antenne.

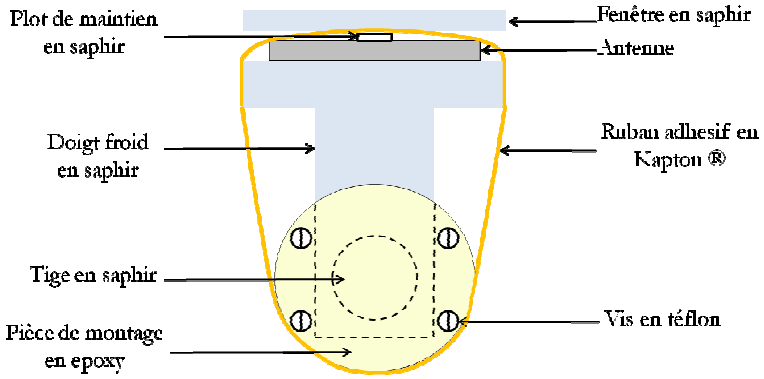


Figure 4-3 : Vue en coupe du montage du résonateur sur le doigt froid du cryostat à azote liquide. La distance entre l'antenne et l'extérieur du cryostat (fenêtre en saphir) est de 750 µm.

Le positionnement de l'ensemble antenne/cryostat dans le tunnel nécessite le développement de montages mécaniques spécifiques que nous avons réalisés. En effet, l'antenne de 6 mm est 292 fois plus petite que le tunnel suivant son axe principal et 40 fois plus petite que le diamètre du tunnel. Des contraintes de place et d'autonomie s'ajoutent avec l'utilisation du cryostat à azote liquide. Le cryostat ne peut pas être positionné verticalement dans le tunnel de gradient. Nous avons fabriqué un support inclinable de 60 (pour le remplissage) à 10 degrés. L'inclinaison optimale pour limiter l'évaporation de l'azote est de 45 degrés (autonomie de 4 à 5 heures). Le cryostat doit être incliné d'environ 30° pour pouvoir s'insérer dans le tunnel et que l'antenne soit au milieu du diamètre du tunnel pris suivant une direction vertical. Avec le système de régulation de la température présenté dans le chapitre précédent, l'autonomie est d'environ 2 h 30. Pour réaliser un positionnement précis de l'antenne au milieu de l'aimant, nous avons fabriqué un banc coulissant spécialement dédié. Ensuite, une fois l'antenne accordée et adaptée, une séquence impulsion RF suivie d'un gradient de lecture suivant l'axe principal du tunnel permet d'acquérir un profil de l'objet et permet ainsi un centrage au mm près.

B. Equipement d'imagerie utilisé

1. Imageur 4,7 T

Les différentes images ont été acquises sur un système d'imagerie dédié au petit animal et développé par le laboratoire. L'imageur utilise un aimant horizontal 4,7 T (fréquence de Larmor des protons réglée à 199,8 MHz) de diamètre 33 cm et un spectromètre Tecmag équipé de 4 canaux en réception. Un insert de gradient BGA20-BS30 (accès 20 cm, gradient 200 mT/m) est connecté à une alimentation de gradients Copley 266. La longueur du tunnel est de 146 cm. Un émetteur de puissance 2 kW large bande permet l'excitation de 10 à 200 MHz.

Le schéma de principe de la chaîne de contrôle des signaux radiofréquences de l'imageur est présenté dans la Figure 4-4.

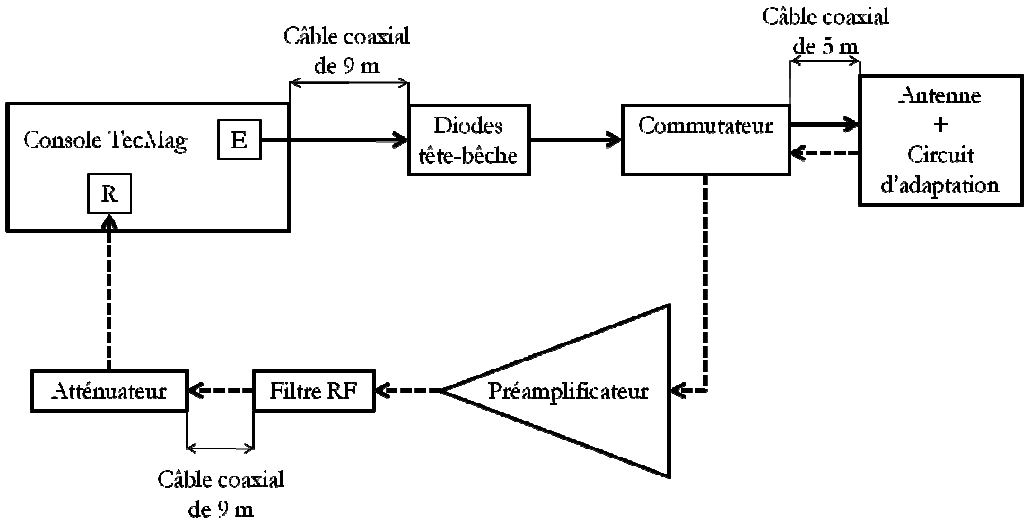


Figure 4-4 : Schéma du système de contrôle radiofréquence émission (E- flèches continues)/réception (R- flèches pointillées) de la chaîne de l'imageur 4,7 T. La console TecMag permet de contrôler le séquenceur (Apollo), d'acquérir des données et de traiter ces données ou de les exporter pour les traiter avec Matlab. Apollo effectue dans un premier temps la démodulation du signal. Dans un second temps, le signal est numérisé et sur-échantillonné, puis filtré numériquement [120]. L'émission et la réception sont découplées à l'aide d'un commutateur et de diodes tête-bêche. L'atténuateur permet d'éviter des phénomènes de saturation du signal en réception. Le filtre, le préamplificateur, le commutateur et les diodes tête bêche sont dans un boitier qui est positionnée à 9 m de la console TecMag et à 5 m du centre de l'aimant.

La console TecMag permet de contrôler le séquenceur (Apollo), d'acquérir des données et de traiter ces données ou de les exporter pour les traiter avec Matlab. Apollo effectue dans un premier temps la démodulation du signal. Dans un second temps, le signal est numérisé et sur-échantillonné, puis filtré numériquement [120]. Le filtre, le préamplificateur, le commutateur et les diodes tête bêche sont dans un boitier qui est positionné à 9 m de la console TecMag et à 5 m du centre de l'aimant. Le filtre permet de limiter l'ajout de bruits ou de signaux parasites venant

de l'environnement et pouvant être captés par la connectique située en aval du préamplificateur. Un atténuateur est placé en entrée de l'Apollo pour éviter une saturation du signal en réception.

La chaîne de l'imageur 4,7 T a été utilisée en émission/réception et nécessite un commutateur pour isoler le préamplificateur (la réception) lors de l'application des impulsions RF d'excitation (émission) et inversement pour isoler le circuit d'émission (et son bruit associé) lors de l'acquisition du signal RMN (réception).

Généralement, dans une chaîne de réception, l'étage le plus critique en terme de bruit est le préamplificateur. Lorsqu'une chaîne est utilisée en émission/réception, le commutateur est aussi un élément critique s'il découple mal l'émission de la réception. Comme nous verrons dans la suite c'était le cas pour le commutateur que nous avons utilisé pour les expériences d'imagerie.

Dans cette section nous détaillons le fonctionnement du commutateur tel qu'il a été décrit par Lowe et al. [121]. La Figure 4-5 présente le schéma équivalent du commutateur.

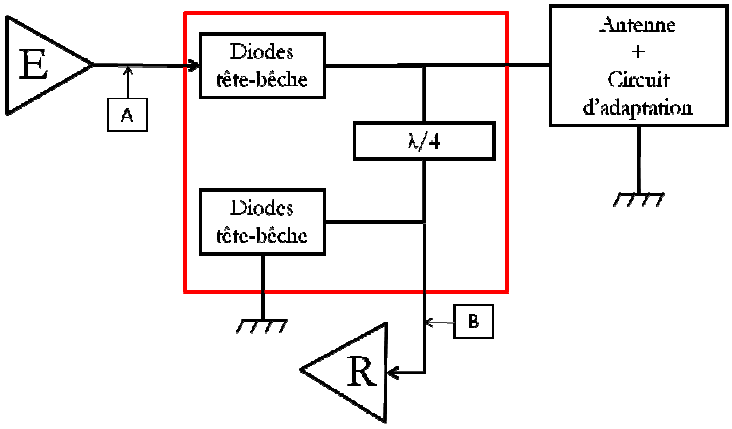


Figure 4-5 : schéma de fonctionnement du commutateur

Pendant l'émission les diodes tête-bêche présentent une basse impédance. Or une ligne quart d'onde agit comme un transformateur d'impédance et son impédance d'entrée est liée à celle de sortie par la relation suivante :

$$Z_{entrée} = \frac{Z_0^2}{Z_{sortie}} \qquad \text{Équation 4-19}$$

où Z_0 est l'impédance caractéristique de la ligne quart d'onde.

Par conséquent, à l'émission, lorsque les diodes sont passantes (basse impédance), l'impédance d'entrée de la ligne quart d'onde est infinie. Le circuit de réception est isolé du circuit d'émission pendant l'application des impulsions RF.

Pendant la réception, les diodes présentent une très haute impédance (à condition que les valeurs des capacités des diodes soient suffisamment petites - typiquement 1 pF à 200MHz). Ainsi le circuit d'émission (et son bruit associé) est isolé du circuit de réception.

Pour vérifier que le circuit d'émission n'introduit pas de bruit pendant la réception (réception isolée de l'émission), le coefficient de transmission (ou paramètre S_{21}) entre B et l'antenne avec le circuit d'émission connecté ou non à l'entrée du commutateur a été mesuré. La mesure de ce paramètre donne accès au gain du commutateur qui donne accès à son facteur de bruit (section I.C.1.2). Le commutateur fonctionne si la mesure du facteur de bruit en ouvert est identique à celle obtenue lorsque l'émission est connectée.

– *Câbles et connecteurs*

2. Antennes radiofréquences

2.1 Antenne de surface en supraconducteur HTC

Une antenne de diamètre moyen 6 mm en YBaCuO (température de transition de 88 K) a été fabriquée par l'entreprise Theva. La géométrie a été déterminée, tout d'abord, à partir du modèle analytique. Ensuite, le modèle numérique développé avec CST-MWS et exposé dans le chapitre 2 a permis de valider le choix de la géométrie en prenant en compte les effets de l'environnement cryogénique (doigt froid et fenêtre en saphir). Plusieurs résonateurs de même géométrie (la géométrie 8 du chapitre 2) ont été fabriqués sur le même masque. La fréquence de résonance des résonateurs caractérisés dans l'azote liquide est comprise dans l'intervalle 208,8 à 214,8 MHz. Le modèle numérique a permis de choisir le résonateur qui résonnerait à la bonne fréquence dans le champ une fois placé dans le cryostat et en prenant en compte les effets de la température étudiés au chapitre 3. Le facteur de qualité de l'antenne à vide hors champ et dans le champ est égal respectivement à 60000 et 2500 environ.

Dans le cas de l'antenne supraconductrice, le coupleur en mode série (Figure 4-2) a un diamètre de 6 cm et est accordé à l'aide de deux condensateurs, de capacité variant entre 3 et 9,4 pF. Le coupleur a un facteur de qualité d'environ 400 à 200 MHz correspondant à une résistance propre de 0,63 Ω. Le coupleur est fixé à l'extérieur du cryostat en alignement coaxial avec l'antenne

supraconductrice et les condensateurs sont éloignés de l'antenne de sorte qu'ils ne gênent pas le positionnement de l'échantillon contre la fenêtre en saphir (Figure 4-6). L'adaptation est réalisée en modifiant la capacité des condensateurs (cette technique sera détaillée en section I.C.1.1).

Pour évaluer le décalage en fréquence de l'antenne induit par le coupleur lorsqu'on change sa condition d'accord, nous avons procédé à différentes mesures. Tout d'abord nous avons placé l'antenne et le coupleur dans l'aimant et nous avons utilisé le coupleur comme une sonde de caractérisation utilisée dans la méthode simple boucle. Ainsi nous avons pu déterminer la fréquence de résonance de l'antenne. Ensuite nous avons réalisé l'adaptation de l'antenne avec le coupleur. Puis finalement nous avons effectué à nouveau la caractérisation de l'antenne avec le coupleur et les nouvelles valeurs de capacité ayant permis l'adaptation de l'antenne à la chaîne de réception. La fréquence de l'antenne supraconductrice est décalée d'environ 5 kHz. Or la bande passante de l'antenne dans le champ est de 80 kHz soit 16 fois l'amplitude du désaccord. Par conséquent dans la suite nous avons négligé cet effet.

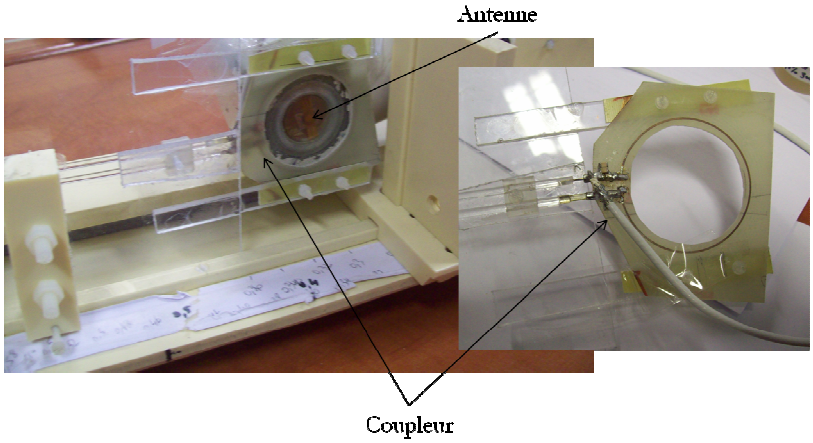


Figure 4-6 : Support de l'antenne de surface supraconductrice. Elle se trouve à 750 µm de l'échantillon derrière la fenêtre en saphir. Le coupleur est constitué d'un enroulement de 6 cm de diamètre et de deux condensateurs variables, en série avec l'enroulement, permettant de réaliser l'adaptation.

Dans les travaux précédents du laboratoire, l'accord fin en fréquence était obtenu par déplacement d'une boucle en cuivre en circuit fermé à proximité du résonateur (section suivante 2.2). Dans ce travail nous avons implémenté cette fonction par le contrôle de la température de l'antenne avec le dispositif de régulation de pression décrit au chapitre 3.

Cette méthode permet d'ajuster finement la fréquence de résonance de l'antenne mais présente quelques limites. Les grandes variations de la fréquence de résonance de l'ordre de 1 à 4 MHz dues au montage de l'antenne sur le doigt froid dans le cryostat à azote liquide ne peuvent pas

être compensées. Ensuite elles modifient à la fois la fréquence de résonance mais aussi le facteur de qualité de l'antenne. En conséquence il faut déterminer un compromis entre accord et qualité du résonateur. Si la qualité du résonateur n'est pas critique, la méthode est utilisable sur toute la gamme de valeur de fréquence accessible sur le domaine de variation de la température. Si le facteur de qualité est un paramètre critique, la gamme de fréquence accessible est réduite aux zones où le facteur de qualité atteint des valeurs satisfaisantes pour l'application considérée. La Figure 4-7 présente le facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance pour un résonateur 64 MHz et pour un résonateur 199,8 MHz pour des applications respectives à 1,5 T et 4,7 T.

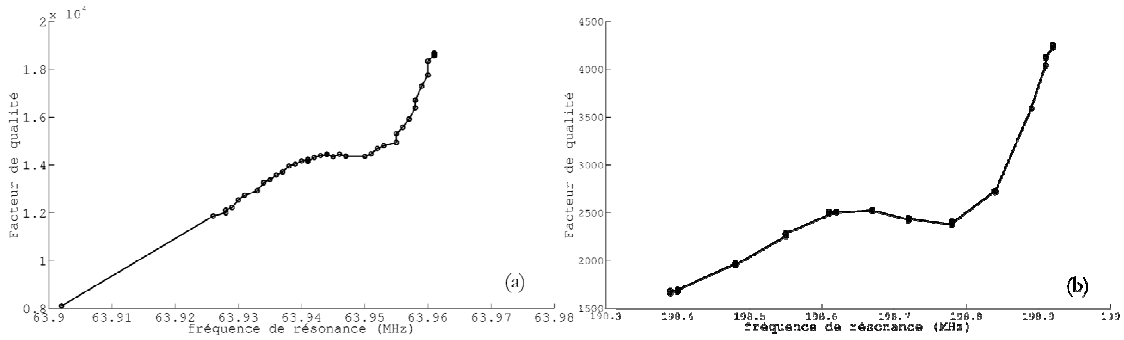


Figure 4-7 : Compromis entre fréquence de résonance et facteur de qualité. (a) facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance d'un résonateur 12 mm pour de l'imagerie du proton à 1,5 T. (b) facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance d'un résonateur 6 mm pour de l'imagerie du proton à 4,7 T

La figure précédente montre qu'à 1,5 T la gamme de fréquence accessible, en faisant varier la température du résonateur entre 80 et 66 K est de 60 kHz environ. Dans ce cas toute la gamme de fréquence est utilisable car la valeur du facteur de qualité à 80 K dans le champ de 1,5 T est déjà suffisante pour obtenir des gains en RSB de 11,6 pour une tumeur sous-cutanée par exemple. Une amélioration du facteur de qualité dans le cas d'un échantillon non conducteur serait limitée par le bruit de la chaîne. A 4,7 T la gamme de fréquences accessibles est plus grande et atteint 500 kHz. En revanche le facteur de qualité est fortement dégradé par le champ et peut encore être amélioré avant que la chaîne n'ajoute du bruit et plus particulièrement lorsque l'échantillon est non conducteur. Dans le cas d'un échantillon non conducteur la gamme de fréquence peut être réduite (zone où le facteur de qualité est le plus élevé) au profit d'un facteur de qualité élevé. Cette diminution de la gamme de fréquence n'est pas trop pénalisante dans le cas de l'échantillon non conducteur car celui-ci induit des décalages en fréquence de l'antenne plus faibles qu'un échantillon conducteur. Dans le cas d'un échantillon conducteur, il est important de disposer d'une gamme de fréquence importante car l'effet du couplage capacitif antenne/échantillon sur la fréquence de résonance est plus important : de l'ordre de 80 kHz pour

le corps de la souris et 30-40 kHz pour la tête de souris. De plus le facteur de qualité de l'antenne est moins critique étant donné que les pertes de l'échantillon sont augmentées.

2.2 Antenne de surface en cuivre

Une antenne en cuivre de même géométrie que l'antenne supraconductrice a été fabriquée dans la salle blanche de l'IEF par J.-C. Guisiano (doctorant Mynasis/IR4M). La comparaison des gains en RSB mesurés sur banc et en imagerie permettent d'évaluer la mise en œuvre de l'antenne supraconductrice.

Dans le cas de l'antenne en cuivre, le coupleur est une boucle de 6 mm de diamètre accordée en parallèle avec un condensateur de 33 pF. Le coupleur a un facteur de qualité de 80 et une résistance propre de 0,1 Ω (Figure 4-8). Le facteur de qualité de l'antenne à vide est de 129.

L'antenne en cuivre est fixée sur une lame en saphir de 500 µm qui sert de support à l'échantillon. La fréquence du résonateur est donc décalée par effet diélectrique. L'ajustement préliminaire de la fréquence est obtenu en utilisant un film diélectrique adhésif en Kapton®.

Après l'ajustement préliminaire à 199,8 MHz, il est nécessaire de pouvoir disposer d'une technique d'ajustement précis qui permette de modifier la fréquence de résonance avec une grande précision. Nous avons utilisé une technique de couplage inductif à l'aide d'une petite boucle de cuivre imprimée, placée au voisinage de l'antenne supraconductrice. La présence d'une telle boucle modifie l'inductance équivalente de l'ensemble, ce qui permet d'ajuster la fréquence de résonance en déplaçant la boucle d'accord. La boucle que nous avons utilisée est une simple nappe circulaire de cuivre, déposée sur un substrat de téflon. Le rayon de la boucle est le même que celui de l'antenne, ce qui maximise l'échange d'énergie par couplage inductif. En conséquence, la boucle peut se trouver un peu éloignée de l'antenne tout en induisant une variation importante de la fréquence de résonance. Ce réglage final doit être soigneusement réalisé pour que l'antenne puisse capter le maximum de signal RMN. Une photographie de l'ensemble avec boucle d'adaptation est représentée sur la Figure 4-8.

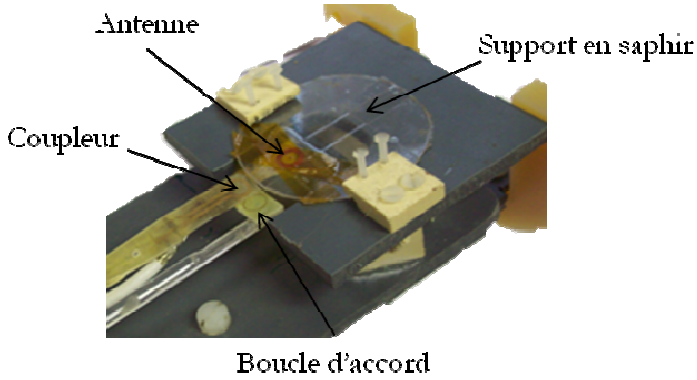


Figure 4-8 : support de l'antenne de surface en cuivre. Elle se trouve à 500µm de l'échantillon sous le support en saphir. Le coupleur et la boucle d'accord peuvent être déplacés en translation et en rotation pour régler finement accord et adaptation.

2.3 Antenne de volume « cage d'oiseau »

Nous avons également comparé le RSB des antennes de surface en supraconducteur et en cuivre à une antenne de volume développée au laboratoire dédiée à l'imagerie de la souris. C'est une antenne utilisée communément pour l'imagerie du cerveau de souris à cette valeur de champ. Le diamètre intérieur de l'antenne est de 40 mm pour un diamètre externe de 55 mm. La photographie de l'antenne est présentée dans la Figure 4-9.

L'antenne de type « cage d'oiseau » est connectée à la chaîne de réception par l'intermédiaire d'un circuit d'adaptation constitué d'un pont capacitif constitué d'un condensateur d'accord et d'un condensateur d'adaptation. Dans ce type de connexion à la chaîne il y a interdépendance entre l'adaptation et l'accord de l'antenne.



Figure 4-9 : photographie de l'antenne birdcage (à droite) sortie de son écran radiofréquence (à gauche).

C. Protocole d'imagerie

Dans cette section nous allons présenter le protocole expérimental de mesure en imagerie du RSB obtenu soit avec une antenne supraconductrice, soit avec une antenne en cuivre de même géométrie maintenue à température ambiante, soit avec une antenne « cage d'oiseau » utilisée pour l'imagerie du cerveau de la souris.

1. Echantillons

1.1 Fantômes

La comparaison des performances en RSB des différentes antennes a été effectuée pour deux échantillons. Le premier échantillon est une gélule d'huile de morue qui est un échantillon non conducteur. La gélule est de forme elliptique de longueur 14 mm et de diamètre maximale 10 mm. Le deuxième échantillon est un gel d'agarose avec une concentration en sel permettant de créer un effet de charge sur le facteur de qualité de l'antenne « cage d'oiseau » identique à celui induit par une tête de souris. La composition du gel d'agarose est la suivante : 7,5 g d'agarose, 75 ml de NaCl a 0,9% et 75 ml d'eau. L'échantillon mesure 2,5×1×0,8 cm^3. Ces deux échantillons permettent d'évaluer le gain en RSB d'une antenne supraconductrice par rapport à une antenne en cuivre pour deux conditions de charge. L'échantillon d'agarose permet d'apprécier le gain en RSB apporté par l'utilisation d'une antenne de surface en cuivre ou en supraconducteur par rapport à l'antenne « cage d'oiseau » classiquement utilisée pour l'imagerie du cerveau de la souris à 4,7 T.

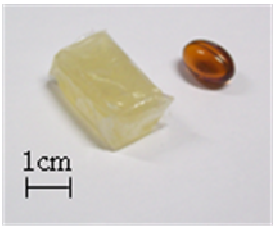


Figure 4-10 : photographie de l'échantillon d'agarose (gauche) et de la gélule (droite)

1.2 Souris

Trois souris de type « nude », 20 g environ, sont utilisées pour évaluer la qualité d' image. Elles sont anesthésiées avec 200 µL de pentobarbital dilué à 1/5 (Sanofi Synthelabo Laboratory, Paris, France). La souris est couchée sur le côté, l'arrière de la tête positionnée en contact avec la fenêtre en saphir du cryostat. Après l'acquisition, la souris est réchauffée sous une lampe, puis replacée dans sa cage où elle se réveille.

2. Séquences d'imagerie

Une séquence écho de gradient 3D pour pouvoir obtenir des images de haute résolution sans être limités par l'épaisseur de coupe caractéristique des séquences 2D a été utilisée. Les images obtenues avec les trois antennes sont acquises avec le même protocole d'imagerie. Les paramètres des séquences utilisées sont rassemblés dans le Tableau 4-1.

	TR/TE (ms)	Matrice	BP (Hz) par Pixel	FOV (mm^3)	Tacq (min)	Résolution (μm^3)
Repérage	59/9	256×64×32	97,7	25×25×25	2	100×391×781
HR 1	59/9	256×256×100	97,7	25×25×25	27	98×98×250
HR 2	59/9	256×256×100	78,1	15×15×12	27	59×59×120

Tableau 4-1 : paramètres d'acquisition des séquences d'imagerie

Une première séquence dite de repérage permet de repérer la zone à imager. Sur cette même séquence qui présente l'intérêt d'avoir un temps d'acquisition de 2 min seulement, la puissance d'émission est optimisée. Cette optimisation se fait de manière différente pour les antennes de surface et pour l'antenne de volume (« cage d'oiseau ») de manière à prendre en compte l'inhomogénéité à l'excitation des antennes de surface.

Pour les antennes de surface deux stratégies peuvent être adoptées pour choisir la puissance envoyée à l'excitation. Une première solution consiste à rechercher l'angle qui maximise le RSB (ou angle de ERNST) à une profondeur donnée. Cette méthode est très couramment utilisée si l'on désire faire l'image d'une région spécifique très localisée par rapport au volume de sensibilité de l'antenne de surface. Dans notre cas nous avons privilégié la puissance d'excitation qui permet d'obtenir un profil de sensibilité maximal pour une profondeur de pénétration maximale. Nous avons donc réalisé un compromis entre profondeur de pénétration et maximisation locale du RSB.

Une fois que la puissance d'émission a été réglée, des images ont été acquises pour atteindre des résolutions de 98×98×250 μm^3 puis de 59×59×120 μm^3. Nous n'avons pas poussé la résolution d'avantage car nous avons été limités par la taille des fichiers engendrés par la séquence qui ne pouvaient pas être stockés par le logiciel NTNMR. Des séquences avec des acquisitions partielles de l'espace de Fourier permettraient d'acquérir des fichiers moins volumineux pour des résolutions supérieures. Un algorithme de recombinaison des différentes acquisitions de l'espace de Fourier permettrait de reconstituer le plan de Fourier complet et donc l'image de très haute résolution.

3. Mesures du RSB en imagerie

Dans cette section, on détaille la méthode que nous avons adoptée pour mesurer le rapport signal sur bruit en imagerie. Nous rappelons ici quelques détails sur la mesure du bruit sur une image en module avec du bruit et du signal. D'autres méthodes plus sophistiquées existent pour déterminer le rapport signal sur bruit [122].

Sur une image IRM, le bruit peut être caractérisé par un écart type sur les deux voies réelles et imaginaires. Puisqu'il est, en théorie, le même à toutes les fréquences (bruit blanc), il peut être estimé dans une zone sans signal (Figure 4-11). On estime ainsi le bruit compris dans la bande passante de l'élément de volume considéré (bande passante par pixel). En général, on ne conserve que le module du signal. La distribution de bruit est alors ricienne [123], [124]. La moyenne (m_{rice}) et l'écart type (σ_{rice}) sur la zone de bruit sont alors reliés à l'écart type sur chaque voie par les formules suivantes :

$$m_{rice} = \sigma\sqrt{\frac{\pi}{2}} \qquad \textit{Équation 4-20}$$

$$\sigma_{rice} = \sigma\sqrt{2-\frac{\pi}{2}} \qquad \textit{Équation 4-21}$$

Le RSB sur une image est alors estimé par le rapport du signal total sur le bruit. Ainsi pour une zone d'intérêt de signal de N voxels le RSB peut être estimé par :

$$RSB = \frac{1}{\sigma N}\sum_i S_i \qquad \textit{Équation 4-22}$$

Pour l'antenne en cuivre, la zone d'intérêt du signal est sélectionnée à une distance de 3 mm dans l'échantillon, c'est-à-dire à 3,5 mm de l'antenne. Pour l'image acquise avec l'antenne supraconductrice la zone d'intérêt est prise à 2,75 mm dans l'échantillon pour prendre en compte l'éloignement de 750 µm de l'antenne supraconductrice par rapport à l'échantillon. La Figure 4-11 présente les images avec la séquence HR2 que nous avons utilisées pour déterminer le RSB. Nous présentons également les zones d'intérêt que nous avons choisies pour le bruit (pointillé rouge) et le signal (pointillé blanc). L'image est un plan parallèle au plan de l'antenne à 3mm. Nous avons choisi ce plan de manière à pouvoir sélectionner des zones d'intérêt pour le signal et le bruit qui soient homogènes. Nous présentons aussi un plan de coupe parallèle à l'antenne située à 1 mm où l'on peut remarquer que le bruit (en particulier avec l'antenne en cuivre) et le signal dans la gélule (en particulier avec l'antenne supraconductrice) ne sont pas homogènes. La présence de

deux régions d'hyper-signal dans la gélule sur l'image acquise avec l'antenne supraconductrice et situées à 1 mm de l'antenne s'explique probablement par le champ magnétique RF intense au niveau des fentes du MTLR. On remarque aussi (en particulier avec l'antenne supraconductrice) les images décalées de l'eau et de la graisse décalées d'environ 600 Hz (soit 3 ppm).

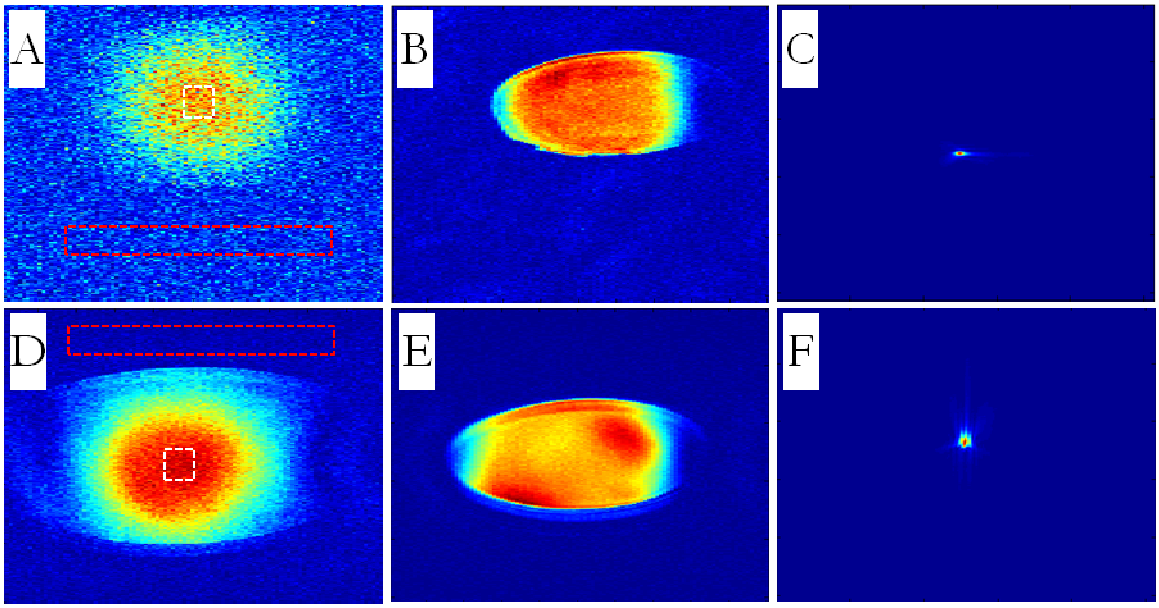


Figure 4-11 : Images en coupe de la gélule pour deux profondeurs dans l'échantillon (A,B,D,E) et plan de Fourier pris au milieu de la direction de lecture (C,F). A et D sont des images en coupe de la gélule à respectivement 3 mm et 2,75 mm pour respectivement l'antenne en cuivre et l'antenne supraconductrice. B et D sont des images en coupe de la gélule à respectivement 1 mm et 0.250 mm pour respectivement l'antenne en cuivre et l'antenne supraconductrice. C et F sont les plans de Fourier pris au milieu de la direction de lecture pour respectivement l'antenne en cuivre et l'antenne supraconductrice. Les zones d'intérêt du signal et du bruit utilisées pour mesurer le RSB sont respectivement en pointillé rouge et en pointillé blanc.

Pour l'antenne « cage d'oiseau » la mesure du RSB et en particulier le choix des zones d'intérêt du signal et du bruit est moins complexe car le signal et la distribution du bruit étaient plus homogènes et ceci quelque soit la coupe. La Figure 4-12 présente une image de la gélule acquise avec l'antenne birdcage avec la séquence HR2.

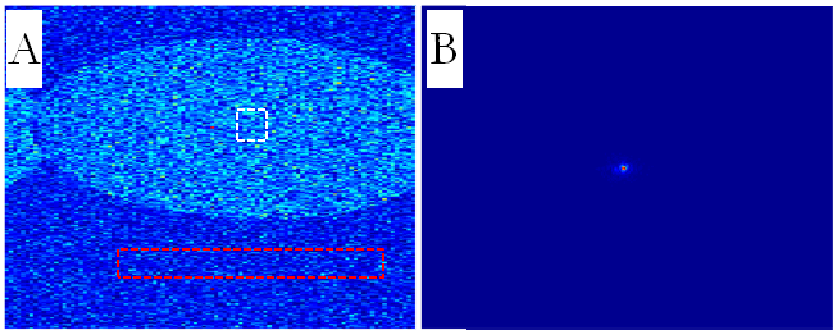


Figure 4-12 : Image et plan de fourier acquis avec l'antenne birdcage et la séquence HR2. Les zones d'intérêt du signal et du bruit utilisées pour mesurer le RSB sont respectivement en pointillé rouge et en pointillé blanc. A cause du FOV réduit de la séquence HR2 par rapport au volume de sensibilité de l'antenne « cage d'oiseau », on observe un repliement de l'image.

III. Résultats et discussion

Dans cette section nous détaillons les résultats des gains RSB obtenus à partir des mesures de RSB en imagerie. Les gains en RSB prédis à partir des facteurs de qualité et des facteurs de bruit sont présentés et comparés. On expose également les images obtenues avec l'antenne en cuivre et l'antenne supraconductrice sur le fantôme d'agarose et la gélule d'huile de morue. Enfin on présente les premières images de cerveau de souris à 4,7 T obtenues avec l'antenne supraconductrice.

A. Imagerie sur fantôme

La figure 4-13 présente les images acquises avec les trois antennes et pour les trois séquences utilisées.

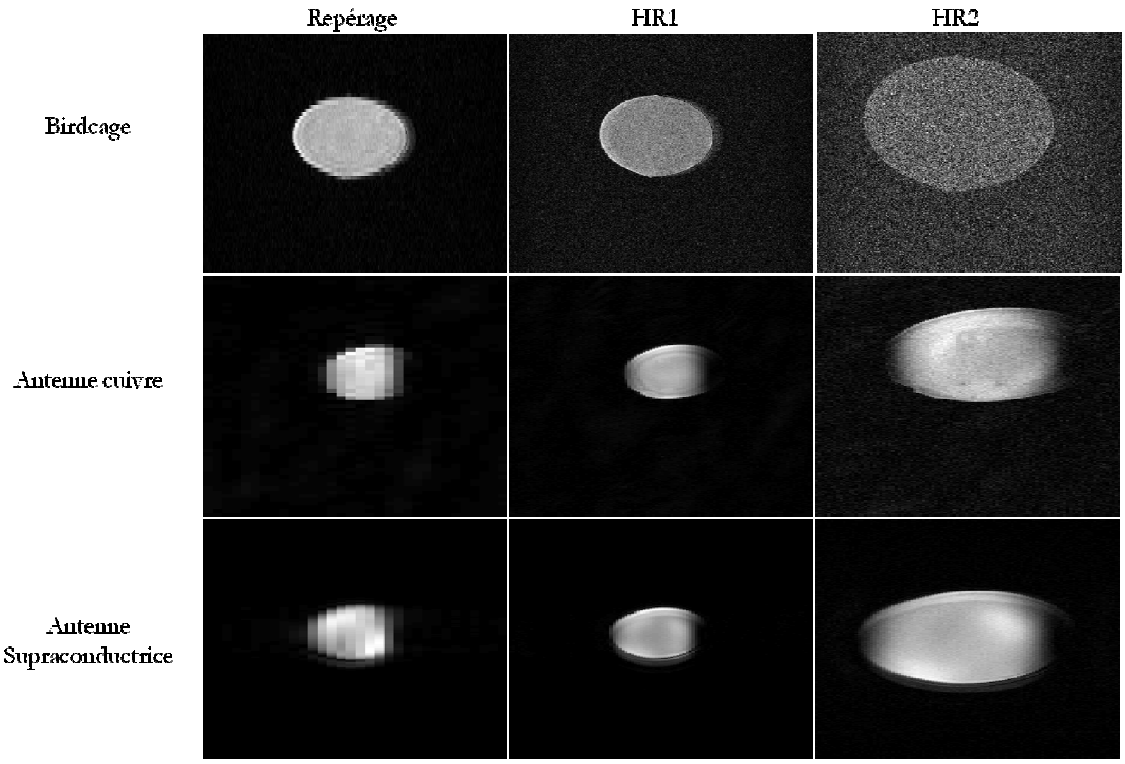


Figure 4-13 : images de la gélule acquises avec les trois antennes pour les séquences de repérage, HR1 et HR2

La figure 4-13 montre la qualité des images obtenues avec l'antenne supraconductrice par rapport aux images obtenues avec l'antenne de volume qui sont plus bruités. Pour l'image acquise avec l'antenne supraconductrice et pour la séquence HR2, le bruit de fond n'est pas encore visible comparé à celle obtenue avec l'antenne en cuivre avec la même séquence. La résolution pourrait encore être augmentée.

Les RSB mesurés avec l'antenne « cage d'oiseau » ont été comparés à ceux obtenu avec l'antenne supraconductrice et avec l'antenne en cuivre. Les RSB sont mesurés avec les images acquises avec la séquence HR1 car avec la séquence HR2 le RSB est beaucoup trop faible (de l'ordre de 2) pour qu'il puisse être déterminé avec précision. Le gain apporté par l'utilisation d'une antenne de surface en cuivre par rapport à l'antenne « cage d'oiseau » est respectivement de 2,4±0,5 et 3,2±0,7 pour la gélule et pour le fantôme d'agarose. Le gain apporté par l'utilisation d'une antenne de surface en supraconducteur par rapport à l'antenne « cage d'oiseau » est respectivement de 11,8±2,2 et 11,1±1,9 pour la gélule et pour le fantôme d'agarose. Le RSB obtenu avec l'antenne supraconductrice est supérieur d'un ordre de grandeur à celui obtenu avec l'antenne « cage d'oiseau » alors qu'on évalue le RSB à 3 mm de l'antenne. Une optimisation du RSB à l'angle de ERNST en une zone limitée de l'échantillon, combinée à une optimisation de la distance antenne échantillon de manière à diminuer les pertes induites (les pertes de l'antenne

restant négligeables) permettrait d'obtenir des RSB supérieurs. L'utilisation d'une antenne de volume découplée de l'antenne supraconductrice augmenterait encore plus le RSB.

Les valeurs RSB obtenus avec les antennes de surfaces à partir des images IRM les plus hautement résolues sont données dans le tableau suivant :

Echantillon	RSB Cu	RSB YBaCuO	G0
Gélule	5,8±0,9	27,1±1,3	4,7±0.97
Agarose	6,0±1,13	22,8±1,3	3,8±0.92

Tableau 4-2 : gain en RSB (G0) mesuré en imagerie, de l'antenne supraconductrice par rapport à l'antenne en cuivre en fonction de la charge.

Dans les conditions de charge les plus favorables, c'est-à-dire quand l'échantillon induit peu de bruit dans l'antenne et qu'il est par conséquent primordial de refroidir l'antenne, le gain en RSB est de 4,7. Avec l'échantillon d'agarose où les pertes de l'échantillon induites dans l'antenne sont augmentées, le gain est toujours important et atteint une valeur de 3,8.

B. Validation sur fantôme du gain en RSB

Le facteur de bruit du préamplificateur mesuré à l'aide de la diode de bruit branchée sur l'analyseur de spectre est de 2.1 dB. Le gain du commutateur est de -7 dB. Les facteurs de qualité de l'antenne en cuivre et de l'antenne supraconductrice, avec ou sans charges, ainsi que le gain en RSB attendu grâce à l'utilisation d'une antenne supraconductrice à la place d'une antenne en cuivre, avec la chaîne bruyante (*G0*), sont présentés dans le Tableau 4-3. Pour plus de précision, le facteur de qualité de l'antenne cuivre en charge est déduit des mesures du facteur de qualité de l'antenne supraconductrice en charge et hors charge en utilisant l'équation 3-6. On présente également les gains en RSB avec un commutateur sans bruit (G1), un coupleur et un préamplificateur sans bruit (c'est-à-dire refroidie- G2), et avec une antenne refroidie à 66 K, c'est-à-dire la température de refroidissement la plus basse qui peut être obtenue avec le système de régulation de la température développé au cours de cette thèse.

Echantillon	Q Cuivre	Q HTC	G0	G1	G2	G3
Sans	129	2543	-	-	-	-
Gélule	129	2543	4,6	5.6	8.7	10.9
Agarose	121	1100	3,1	3.3	3.6	3.7
Souris	126	1800	3,9	4.4	5.4	5.8

Tableau 4-3 : résultats des mesures de Q en fonction de la charge des échantillons, pour les deux résonateurs cuivre et supraconducteur. Le gain en RSB (G0) du résonateur supraconducteur par rapport à celui en cuivre en fonction de cette charge est mesuré sur table (mesures de Q) en prenant en compte les facteurs de bruit des différents étages de la chaîne de réception. Le tableau présente aussi les gains attendus dans le cas où le commutateur est parfait (G1), dans le cas où le coupleur et le préamplificateur sont parfaits (G2) et dans le cas où on améliore au maximum le facteur de qualité de l'antenne (4000-cf. Figure 4-7-G3) en diminuant la température de l'antenne au maximum accessible (66 K) avec le système de régulation de la température développé au cours de cette thèse.

Les gains obtenus en imagerie et ceux obtenus à partir des caractéristiques électriques sont en bonne adéquation et ceci quelque soit l'échantillon.

Le gain supplémentaire attendu par l'amélioration de la chaîne est d'autant plus important que l'échantillon est faiblement conducteur. Dans le cas d'un échantillon faiblement conducteur, on peut encore gagner un facteur 7,5 en RSB avec l'antenne supraconductrice en améliorant la chaîne de réception de manière à ce qu'elle n'introduise pas plus de bruit que l'antenne. Ce manque de RSB reste quand même élevé avec l'antenne en cuivre où il est de 4.

C. Imagerie *in vivo*

Dans cette section, on montre les premiers résultats obtenus sur le cerveau de souris in vivo à 4,7 T avec une antenne supraconductrice de 6 mm de diamètre.

Le positionnement de l'animal par rapport à l'antenne est très complexe, étant donné la petite taille de l'antenne et seule une partie du cerebellum a pu être imagé. Un système de positionnement de la souris, tel que celui utilisé dans l'article de M. Poirier-Quinot et al. [36] devrait permettre une meilleur orientation et sélection des zones du cerveau à imager. Néanmoins nous avons pu identifier, à l'aide d'un atlas du cerveau de souris, des zones anatomiques d'intérêt du cerveau, telles que le cortex avec son réseau dense de vaisseaux sanguins (en noir), le nerf optique, le 3ème ventricule dorsal, l'hippocampe (cf. Figure 4-15). Nous avons également comparé une image située dans la même zone anatomique en pondération T_2 acquise en 16 min avec un imageur 7 T, une antenne « cage d'oiseau » de 2,2 cm de diamètre, et une résolution de 78×78×250 µm. On observe beaucoup plus de détails dans l'image acquise avec l'antenne supraconductrice qu'avec l'antenne « cage d'oiseau ».

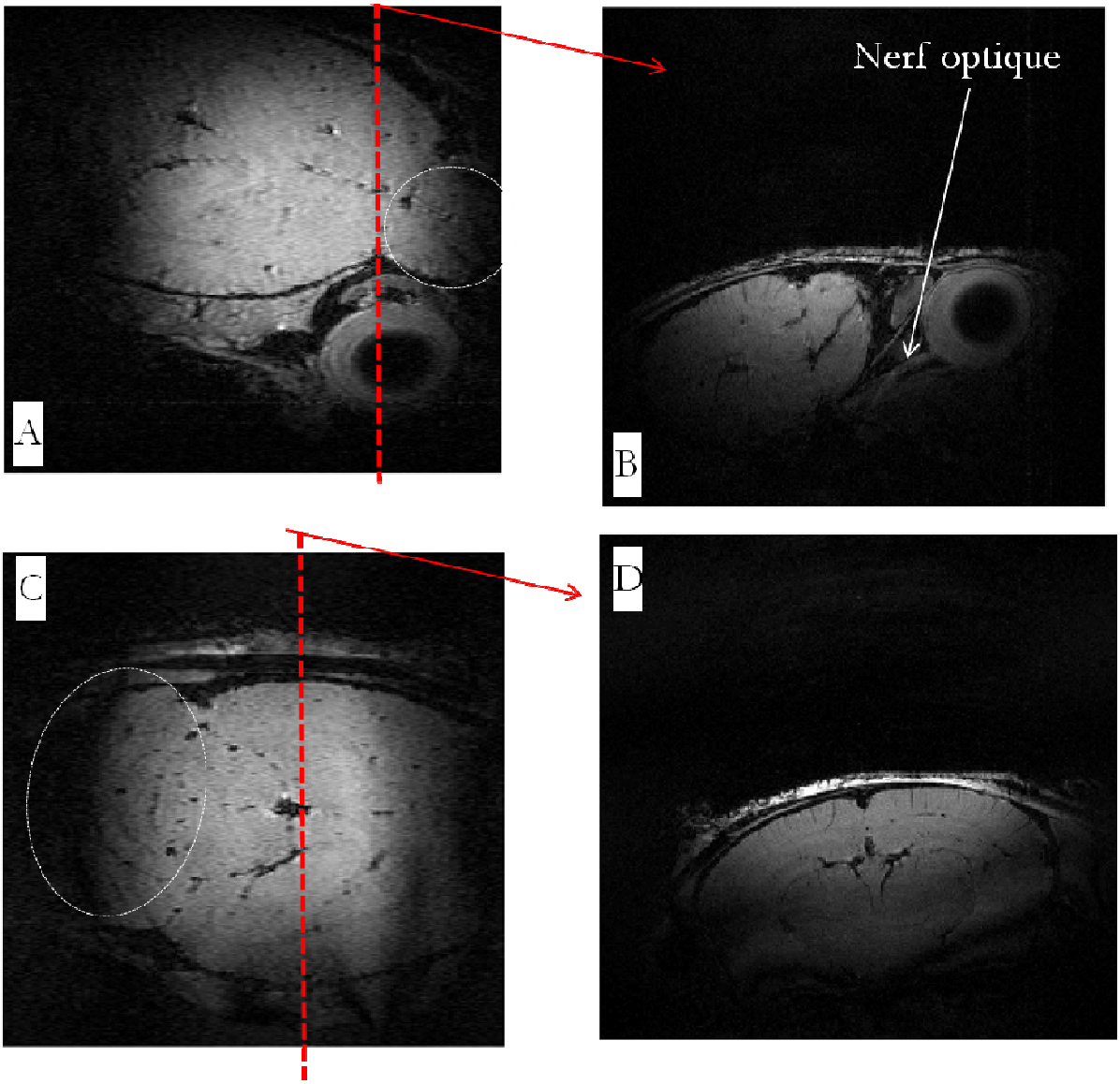


Figure 4-14 : images du cerveau de souris à 4,7 T obtenues avec une antenne supraconductrice à 4,7 T. A et C sont deux vues supérieures du cerveau pour deux positions de l'antenne par rapport au cerveau de la souris. (A) La première vue est située en avant du cerveau au niveau du bulbe olfactif (pointillés blanc). (C) La deuxième vue est un peu plus en arrière dans le cerveau et on commence à apercevoir le cerebellum (pointillé blanc). B et D sont deux coupes frontales du cerveau prise au niveau du nerfs optique (B) et au niveau du 3ème ventricule dorsale (D).

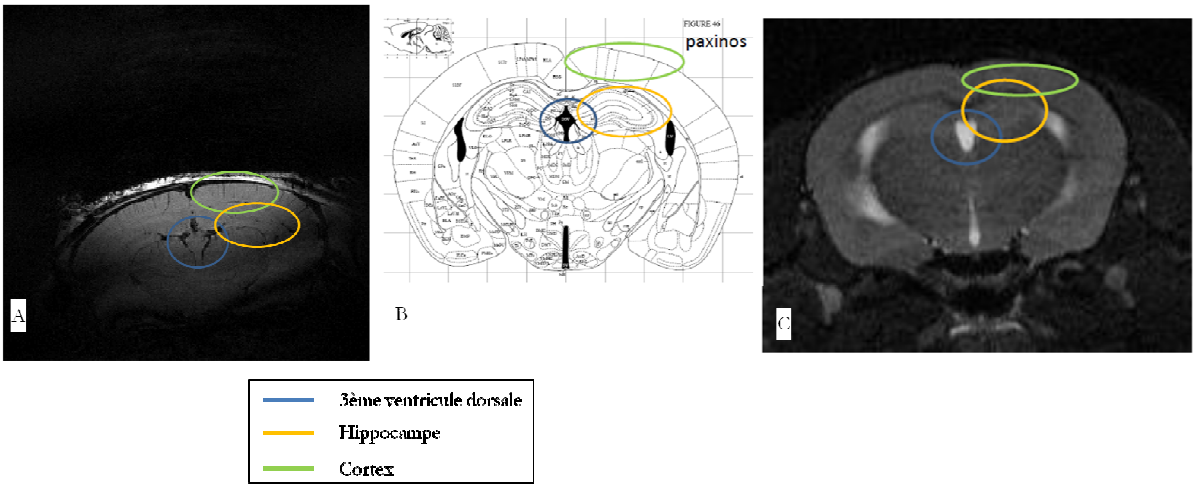


Figure 4-15 : identification de zones anatomiques du cerveau de souris à 4,7 T avec une antenne supraconductrice (A), et à 7T avec une antenne birdcage de 2,2 cm de diamètre pour une coupe frontale et comparaison avec une coupe issu d'un atlas anatomique du cerveau de souris. La séquence d'imagerie pour l'image acquise avec l'antenne supraconductrice est HR2 et pour l'image acquise à 7 T est une turbo RARE légèrement pondéré T2.

IV. Conclusion

L'avantage d'utiliser une antenne supraconductrice miniature de 6 mm, dont la taille a été choisie en fonction des dominances de bruit, à la place d'une antenne en cuivre de même géométrie a été démontré en imagerie sur fantôme. Une caractérisation radiofréquence des antennes (fréquence et facteur de qualité) sur banc, combinée à une caractérisation en bruit complète de la chaîne d'émission/réception d'un imageur 4,7 T et à un modèle théorique du couplage de l'antenne au préamplificateur a permis de valider la mise en œuvre de l'antenne supraconductrice à 4,7 T. La chaîne de caractérisation qui a permis de réaliser les premières expériences n'était pas optimisée en bruit et son facteur de bruit total était de 11,5 dB. Néanmoins l'antenne supraconductrice a apporté dans le cas le plus favorable d'un échantillon non conducteur un gain en RSB de 4,7 par rapport à une antenne en cuivre. Dans le cas de la souris, nous n'avons pas effectué de comparaison entre des images acquises avec l'antenne cuivre et l'antenne supraconductrice. En revanche le modèle théorique, validé sur fantôme, prévoit un gain d'environ 4. D'après l'article de Richard-Lauterbur [17], les images acquises sont équivalentes à celles qu'on obtiendrait avec une antenne en cuivre à un champ de 18 T environ.

Les premières images obtenues à 4,7 T avec une antenne supraconductrice sont concluantes et ouvrent de nombreuses perspectives pour des applications sur le petit animal. De récents travaux de thèse menés au laboratoire sur l'utilisation de nouveaux agents de contraste, utilisés classiquement en échographie, constitués de microbulles d'air nécessiterait l'utilisation d'antennes

de sensibilité élevée telles que les antennes supraconductrices. L'utilisation d'antennes supraconductrices constitue une alternative économique à l'augmentation du champ pour l'imagerie du petit animal. La mise en œuvre de cette technologique reste encore compliquée et ne peut pas être appliquée en routine par des non spécialistes. L'intégration d'une antenne supraconductrice dans un système cryogénique plus simple d'utilisation, type « push-button », tel que le cryostat de la sonde refroidie Bruker, permettrait un élargissement des utilisateurs de ce type de technologie.

Nous avons pu voir dans le chapitre 1 que la qualité d'une image dépend de son RSB. Cependant un RSB très élevé ne garantit pas que l'image soit utilisable par un biologiste ou un médecin. En effet le but de l'imagerie est de distinguer les différents tissus et en particulier les tissus sains des tissus pathologiques. La séquence que nous avons utilisée est légèrement pondérée T1 et permet plutôt une visualisation anatomique du cerveau. Nous n'avons pas cherché à optimiser la séquence en recherchant un contraste spécifique ou en optimisant le temps d'acquisition de la séquence. En fonction de l'application visée, l'optimisation de la séquence d'imagerie est une étape indispensable pour des travaux futurs.

La méthode d'accord de la fréquence de résonance de l'antenne avec la température présente de nombreux intérêts par rapport aux techniques conventionnelles et a facilité la mise en œuvre de l'antenne à 4,7 T. Contrairement à la méthode de la boucle en cuivre, cette méthode permet à la fois d'augmenter mais aussi de diminuer la fréquence de résonance de l'antenne sur une gamme de 500 kHz. De plus cette gamme de fréquence est plus élevée qu'avec la simple boucle. Ensuite la technique préserve les performances électromagnétiques intrinsèques de l'antenne supraconductrice. En effet l'utilisation d'une boucle en cuivre pour augmenter la fréquence de résonance de l'antenne peut, dans le cas où elle est fortement couplée, induire des pertes qui s'ajoutent aux pertes de l'antenne et dégradent la sensibilité de détection. La dégradation de la sensibilité de détection est aussi significative si on utilise des condensateurs variables soudés sur les enroulements supraconducteurs. La méthode d'accord de l'antenne développée au cours de cette thèse est facile à mettre en œuvre pour les antennes cryogéniques pour lesquelles le manque d'accès à l'antenne est souvent une contrainte qui limite leur utilisation. Enfin elle ne nécessite pas le développement d'un système mécanique complexe et précis de déplacement à distance de la boucle d'accord. La méthode a fait l'objet d'un dépôt de brevet.

Plusieurs perspectives d'améliorations du système ont été envisagées. Tout d'abord nous avons commencé à travailler sur un cryostat à flux d'hélium gazeux qui permettrait d'augmenter la sensibilité de l'antenne dans le champ par un refroidissement à 50 K de l'antenne (cf. Annexe 4).

L'intérêt d'un refroidissement supplémentaire de l'antenne sera plus profitable dans le cas d'expériences d'IRM appliquées à des échantillons faiblement conducteurs. Le bruit de l'antenne et de l'échantillon seront alors très faibles et cela nécessitera le refroidissement du préamplificateur. Le cryostat à hélium gazeux devrait permettre de faciliter le refroidissement de l'ensemble antenne, coupleur et préamplificateur. Le refroidissement du préamplificateur devrait permettre d'élargir fortement la bande passante utilisable et permettrait d'envisager d'autres schémas de couplage de l'antenne au préamplificateur sans que ces derniers dégradent significativement la sensibilité élevée de l'antenne. Cela devrait faciliter la réalisation d'un réseau d'antennes supraconductrices en connectant directement le préamplificateur au niveau des enroulements supraconducteurs de l'antenne. Le réseau d'antenne permettrait de tirer profit de la sensibilité élevée de chacune des antennes tout en conservant un grand volume de sensibilité propre aux antennes de volumes. Le positionnement de l'antenne ne serait plus problématique puisque l'ensemble du cerveau de souris pourrait être imagé en une seule acquisition. Une connexion par couplage capacitif de l'antenne au préamplificateur permettrait d'employer les techniques conventionnelles de découplage de l'antenne de réception avec l'antenne d'émission.

Une amélioration de la chaîne a déjà été effectuée dans le but de diminuer le facteur de bruit total de la chaine. Le gain du commutateur qui donne accès au facteur de bruit de ce dernier, est de -7 dB avec la chaine d'émission connectée. Lorsque l'on déconnecte la chaîne d'émission et les diodes tête bêche du commutateur, le gain vaut -0.2 dB. Cela signifie que le commutateur a un facteur de bruit plus élevé quand la chaîne d'émission est connectée. Le commutateur n'isole pas bien le circuit d'émission pendant la réception et donc le bruit associé à la chaîne d'émission est ramené dans le circuit de réception. Pour améliorer l'isolation, nous avons conçu un circuit bouchon présenté dans la Figure 4-16 pour remplacer les diodes tête bêche.

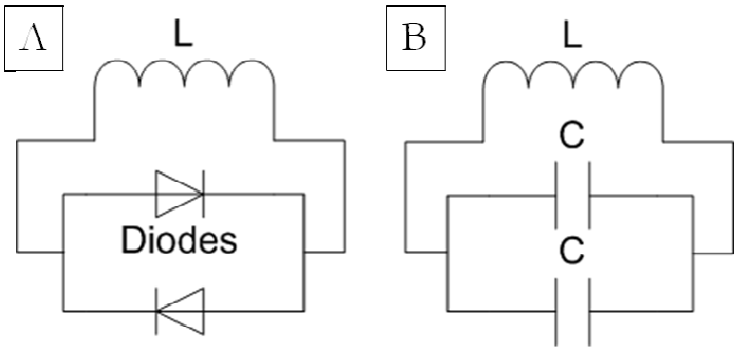


Figure 4-16 : Circuit bouchon placé en entré du commutateur. (A) Pendant l'émission, les diodes sont passantes. (B) Pendant la réception, à faible puissance les diodes se comportent comme des condensateurs (20 pF). Les diodes en parallèles avec l'inductance L constituent un circuit résonant à la fréquence de Larmor du noyau étudié (ici 199,8 MHz pour les protons à 4,7 T) d'impédance élevé qui isole le circuit d'émission et son bruit associé.

Le remplacement des diodes têtes bêche par ce circuit bouchon a permis de passer d'un facteur de bruit de la chaîne en entrée du commutateur de 9.8 dB à 2.8 dB. Nous avons également commandé un préamplificateur dédié aux expériences d'IRM à la société « AR^2 communication products ». Ce préamplificateur présente un facteur de bruit de 0,5 dB au lieu de 2,1 pour celui qui a été utilisé pour les mesures en imagerie. On devrait atteindre un facteur de bruit en entrée du commutateur de 1.4 dB. Soit une dégradation du rapport signal sur bruit de 17%. D'autres améliorations pourraient être possibles mais d'ores et déjà nous disposons d'un appareil qui permet de tirer profit du gain en sensibilité apporté par les antennes supraconductrices.

Conclusion Générale

Ce travail de thèse a permis de mettre en œuvre pour la première fois une antenne de surface miniature supraconductrice de 6 mm pour la micro-IRM, *in vivo*, du cerveau de souris à un champ magnétique de 4,7 T. Le gain en rapport signal sur bruit apporté par l'utilisation de cette antenne supraconductrice par rapport à une antenne en cuivre, mesuré en imagerie et validé par une caractérisation complète de la chaîne de réception, est d'environ 5 et 4 pour respectivement un échantillon conducteur et une tête de souris. A partir de la modélisation théorique de la chaîne et de l'étude des propriétés de l'antenne dans le champ en fonction de la température, nous avons pu déduire qu'une amélioration de la chaîne, de manière à ce que son bruit soit négligeable, et un refroidissement accru de l'antenne de 6 K, permettrait d'atteindre un gain en RSB supérieur à 10 dans le cas d'un échantillon non conducteur et de plus de 5 pour le cerveau de souris. L'utilisation d'une antenne supraconductrice à 4,7 T par rapport à 1,5 T permettra donc d'obtenir des RSB rivalisant avec ceux obtenus aux plus hautes valeurs de champ accessibles à ce jour.

Plusieurs problèmes liés à la mise en œuvre des antennes miniatures supraconductrices ont été résolus.

Le modèle développé à l'aide de CST-MWS permet de concevoir des antennes monolithiques qui résonnent à la fréquence de Larmor des protons avec une erreur maximale de 2 % tout en tenant compte de leur environnement lié à l'instrumentation (cryostat) ou à l'imagerie (échantillon). Une méthode d'ajustement non conventionnelle de la fréquence de résonance de l'antenne en condition d'imagerie en utilisant une lame de diélectrique a été validée par simulation. Cette méthode est utilisée actuellement pour concevoir un micro-dispositif conçu à partir de la technologie MEMS (Microelectromechanical system) permettant le contrôle du déplacement de la lame à une échelle microscopique. Par ailleurs la prise en compte des pertes dans l'antenne et dans l'échantillon a été validée (précision de 20 % environ) pour déterminer et optimiser la sensibilité de l'antenne en condition d'imagerie pour une géométrie d'antenne complexe. Nous avons également montré que la conception des antennes supraconductrices ne nécessite pas une prise en compte des propriétés supraconductrices dans la modélisation des antennes pour une application en IRM. En effet nous avons pu démontrer qu'un modèle avec des antennes en cuivre peut être utilisé pour prédire la fréquence de résonance d'une antenne supraconductrice avec une précision meilleure que le calcul (2%). Enfin il n'existe pas à ce jour un modèle complet des supraconducteurs HTC pour prendre en compte les pertes dans ce type de matériau dans la modélisation des antennes. De plus les caractéristiques radiofréquences de l'antenne

supraconductrice varient en fonction du matériau supraconducteur utilisé et de son procédé de fabrication : une caractérisation hors champ et en champ de l'antenne supraconductrice seront toujours nécessaires.

Le travail mené sur l'influence combinée du champ magnétique statique et de la température sur les caractéristiques radiofréquences d'une antenne supraconductrice HTC aide à comprendre certains aspects critiques dans la conception de ces antennes pour des applications en RMN et en IRM. En particulier, nous avons analysé cette influence en terme de dégradation de RSB en prenant à la fois en compte la diminution du facteur de qualité et le désaccord de la fréquence de résonance de l'antenne. L'intervalle de température utilisé ici (80-66 K) est accessible par l'utilisation d'un dispositif cryogénique simple et apporte un gain en sensibilité RF significatif pour des applications en recherche de pointe avec des échantillons faiblement conducteurs, des petits échantillons biologiques ou bien des expériences *in vivo* avec des petits animaux. Ce travail démontre une meilleure tolérance de la couche mince à un léger écart d'orientation avec le champ magnétique : cela pourrait éventuellement jouer un rôle dans la conception d'antennes supraconductrices HTC non planaires ou de réseaux d'antennes qui se composent d'éléments d'orientations diverses.

La conception d'un résonateur supraconducteur de dimensions aussi petites que 6 mm de diamètre est une condition incontournable pour envisager une application *in vivo* à haut champ. Les travaux menés jusqu'à ce jour font appel à des antennes de dimension supérieur à 12 mm. L'obtention d'une distance de moins d'un millimètre entre l'antenne et l'échantillon ainsi que le contrôle des paramètres opérationnels de l'antenne (accord, adaptation, couplage) représentent donc une avancée considérable sur le plan technologique.

Les principales difficultés instrumentales qui restent à résoudre pour une utilisation à grande échelle des antennes supraconductrices se situent principalement au niveau des dispositifs cryogéniques et du découplage des antennes supraconductrices. La mise en réseau des antennes supraconductrices nécessite le découplage des antennes entre elles et avec l'antenne d'émission. Une nouvelle technique de découplage des antennes supraconductrices avec l'antenne d'émission est en cours de validation au laboratoire et fait l'objet d'un projet de brevet. En ce qui concerne le découplage des antennes entre elles pour la réalisation du réseau, de nombreux travaux expérimentaux devront être réalisés avant d'obtenir une solution satisfaisante. La réalisation d'un réseau d'antennes permettrait d'augmenter la taille de la zone à explorer tout en bénéficiant de la très haute sensibilité de chaque antenne de surface supraconductrice. La mise en œuvre d'antennes supraconductrices à des champs plus élevés pour de l'imagerie *in vivo* est conditionnée

par la réalisation de ce réseau car les pertes de l'échantillon augmentent plus rapidement que les pertes d'une antenne en cuivre. Par conséquent, pour conserver l'avantage d'utiliser une antenne supraconductrice pour l'imagerie *in vivo* à 9,4 T il faudrait réduire son diamètre à 3 mm environ. Dans ce cas, il faudrait fabriquer un réseau de 16 antennes pour obtenir une image complète du cerveau de souris. Au-delà de la complexité représentée par l'intégration d'un réseau de 16 antennes dans un système cryogénique, la contrainte d'espacement minimale entre l'antenne et l'échantillon pour réaliser l'isolation thermique sera un obstacle technologique très difficile à franchir. Néanmoins l'intérêt de l'utilisation d'antennes supraconductrices à 9,4 T pour l'imagerie histologique d'échantillons non conducteurs a déjà été démontré [60], [63], [78]. Dans ces expériences les dimensions de l'antenne étaient de l'ordre de 20 mm. L'utilisation d'antennes de 6 mm devrait représenter un saut supplémentaire en sensibilité. Dans une perspective à plus long terme, il existe également des voies d'amélioration des performances électriques des supraconducteurs HTC en présence du champ magnétique, basée par exemple sur l'introduction de défauts locaux dans le matériau pour réduire la mobilité des vortex [125-127]. Une extension supplémentaire de la limite de sensibilité accessible avec des échantillons non conducteurs est donc prévisible.

Enfin l'application envisagée dans cette thèse concerne l'IRM du cerveau de souris *in vivo* basée sur la résonance des noyaux d'hydrogène. Un grand nombre d'autres applications peuvent être considérées telles que l'observation de noyaux peu sensibles qui résonnent à des fréquences plus basses que celle de l'hydrogène (le carbone ^{13}C, le phosphore ^{31}P, le sodium ^{23}Na) avec des perspectives de gain en RSB encore plus élevées que celles présentées dans ce travail. En particulier l'observation du ^{23}Na ou de l'$^{17}0$ sont des voies très prometteuses en cancérologie [128], [129]. Dans ce contexte l'utilisation de petites antennes de surface supraconductrices à haut champ sera d'un grand intérêt pour évaluer la réponse thérapeutique sur des modèles de tumeurs xénogreffées sous la peau du petit animal

ANNEXES

ANNEXE 1 : Facteur de bruit d'une chaîne de réception modélisée par des quadripôles en cascade

La chaîne de réception d'un appareil d'IRM est constituée d'une mise en cascade de plusieurs étages, chacun correspondant à un élément physique de la chaîne. Nous allons voir que les performances du premier étage sont généralement les plus critiques. Considérons deux quadripôles de gain (G_1, G_2), de figure de bruit (F_1, F_2), et de température équivalentes de bruit (T_{e1}, T_{e2}). L'objectif est de calculer la figure de bruit et la température de bruit du quadripôle équivalent à ces deux quadripôles. Pour cela, il suffit d'exprimer les puissances de bruit en sortie de chaque étage en fonction des entrées. Ainsi nous avons pour N_1 (puissance de bruit en sortie du premier étage) et N_{out} (puissance de bruit en sortie du second étage) les relations suivantes :

$$N_1 = G_1 k_B T_0 B_w + G_1 k_B T_{e1} B_w \qquad \textit{Équation 4-23}$$

$$N_{out} = G_1 G_2 k_B B_w (T_0 + T_{e1} + \frac{1}{G_1} T_{e2}) \qquad \textit{Équation 4-24}$$

Ainsi la température équivalente de bruit des deux quadripôles est :

$$T = T_{e1} + \frac{1}{G_1} T_{e2} \qquad \textit{Équation 4-25}$$

Or il est possible de montrer que la température de bruit d'un quadripôle peut être reliée à son facteur de bruit par la relation suivante :

$$T = (F - 1) T_0 \qquad \textit{Équation 4-26}$$

On en déduit que le facteur de bruit de deux quadripôles en cascade est lié au facteur de bruit de chacun des quadripôles par la relation suivante :

$$F = F_1 + \frac{1}{G_1} (F_2 - 1) \qquad \textit{Équation 4-27}$$

Cette équation montre que la caractéristique en bruit d'une chaîne de réception est dominée par le premier étage étant donné que l'effet du second étage est réduit par le gain du premier. Le gain

du préamplificateur est de l'ordre de 28 dB. Un gain trop élevé pourrait faire saturer les amplificateurs situés en aval du préamplificateur.

ANNEXE 2 : Mesure du facteur de bruit d'un quadripôle

Dans un premier temps, nous présentons le principe général de mesure du facteur de bruit. Dans un deuxième temps nous exposerons deux méthodes de mesure de ce facteur de bruit qui ont été utilisées au cours de cette thèse et qui sont les plus répandues.

En théorie, la température équivalente de bruit ou le facteur de bruit peuvent être obtenus en mesurant la puissance de bruit en sortie d'un quadripôle quand on présente en entrée de celui-ci une impédance source adaptée de température 0 K. Dans la pratique, c'est évidemment impossible et on peut donc utiliser la méthode des deux températures ou méthode du facteur Y. Cette méthode consiste à présenter en entrée du dispositif à caractériser une impédance source à deux températures de bruits différentes. La puissance de bruit de sortie est mesurée dans les deux cas. Les puissances de bruit mesurées en sortie, dans les deux cas, sont données par les relations suivantes ($T_1 > T_2$) :

$$N_1 = Gk_B T_1 B_w + Gk_B T_e B_w \qquad \textit{Équation 4-28}$$

$$N_2 = Gk_B T_2 B_w + Gk_B T_e B_w \qquad \textit{Équation 4-29}$$

Ainsi en posant $Y = N_1/N_2$ on obtient la formulation générale de la température de bruit du quadripôle :

$$T_e = \frac{T_1 - Y T_2}{Y - 1} \qquad \textit{Équation 4-30}$$

La température de bruit du quadripôle s'exprime donc en fonction des températures de charge et du rapport des puissances de bruit mesurées en sortie pour les deux températures. On en déduit F à partir de l'Équation 4-26. Il est important de noter que pour augmenter la précision de la mesure, l'écart entre les deux températures doit être important pour avoir Y différent de l'unité.

Dans la pratique il existe deux méthodes pour faire cette mesure. Une première méthode consiste à utiliser une résistance 50 ohms en mesurant sa puissance de bruit à deux températures physique différentes qui sont par exemple la température ambiante et la température de l'azote liquide.

L'autre méthode utilise une diode de bruit. C'est une source de bruit active (commandée en tension) qui fournit une puissance de bruit calibrée. Ainsi elle est caractérisée par une température de bruit. Ce type de diode est souvent caractérisé par son « excess noise ratio » (ENR) :

$$ENR(dB) = 10\,Log\left(\frac{N_{nd} - N_0}{N_0}\right) = 10\,Log\left(\frac{T_{nd} - T_0}{T_0}\right) \quad \textit{Équation 4-31}$$

N_{nd} (T_{nd}) est la puissance de bruit de la diode et N_0 (T_0) est celle du composant passif (diode off) de référence. Pour des raisons historiques la température équivalente de bruit de référence T_0 est égale à 290 K. Le constructeur donne comme spécification la valeur de l'*ENR* en fonction de la fréquence. Cela donne accès à T_{nd} et en faisant une mesure on/off de la puissance de bruit en sortie, on en déduit *Y*. La mesure de la puissance de bruit peut se faire à partir d'un analyseur de spectre ou comme nous le verrons dans le chapitre 4 directement à partir du spectromètre de RMN.

ANNEXE 3 : Vision d'ensemble des méthodes numériques les plus répandues

	Différences Finies		Eléments Finis		Intégrales	
Général	+	-	+	-	+	-
	Simplicité de mise en œuvre, faibles ressources informatiques, modélisation de diélectriques hétérogènes.	Homogénéité du maillage, problèmes de raffinement du maillage, définition de conditions aux limites (PML) du volume 3D	Maillage hétérogène, facilité du raffinement	Inversion d'une matrice creuse, ressources informatiques élevés	Maillage des surfaces uniquement, pas de conditions aux limites	Inversion d'une matrice pleine, problème intégrale
Fréquentiel	Peu répandu dans les logiciels commerciaux (CST-MWS)		Très répandu (Comsol, HFSS) nécessite des ordinateur avec beaucoup de RAM (>32Go), nom FEM (finite element method)		Peu répandu dans les logiciels commerciaux (Feko), nom MoM (méthode des moments)	
Temporel	Très répandu (CST-MWS, Remcom, Semcad et beaucoup de logiciels maison en accès libre), nom FDTD (finite difference time domain)		Peu répandu		Peu répandu car très coûteuse en ressources informatiques	

ANNEXE 4 : MTLR en configuration Helmholtz

L'utilisation d'antennes de surface en configuration Helmholtz est un moyen simple pour pouvoir réaliser des antennes de volume supraconductrices. Cette configuration a fait ses preuves pour de l'histologie par IRM [63]. Le positionnement d'une antenne par rapport à l'autre va influencer l'homogénéité du champ mais aussi la fréquence d'accord de l'ensemble. Lorsque la distance qui sépare les deux antennes est égale au rayon l'homogénéité est maximale et l'ensemble résonne à deux fréquences correspondant à deux modes de résonance : mode Helmholtz (mode où les courants circulent dans le même sens dans les deux antennes, fréquence la plus basse) et mode anti-Helmholtz (fréquence la plus haute correspondant à des courant circulant en sens opposés dans les deux antennes). Pour une distance égale ou supérieure au diamètre la fréquence de

l'antenne Helmholtz est égale à la fréquence de résonance d'un MTLR seule. Les MTLR ne sont plus couplés.

Nous avons simulé une antenne Helmholtz composée de deux MTLR (géométrie 9 cf. Tableau 2-1) pour obtenir la fréquence de résonance en fonction de la distance qui sépare les deux MTLR. Nous avons ensuite comparé les résultats de la simulation aux résultats expérimentaux obtenu en faisant varier la distance entre deux MTLR et en mesurant la fréquence de résonance de l'antenne à l'aide de la méthode simple boucle. Les résultats sont présentés dans la Figure 4-17

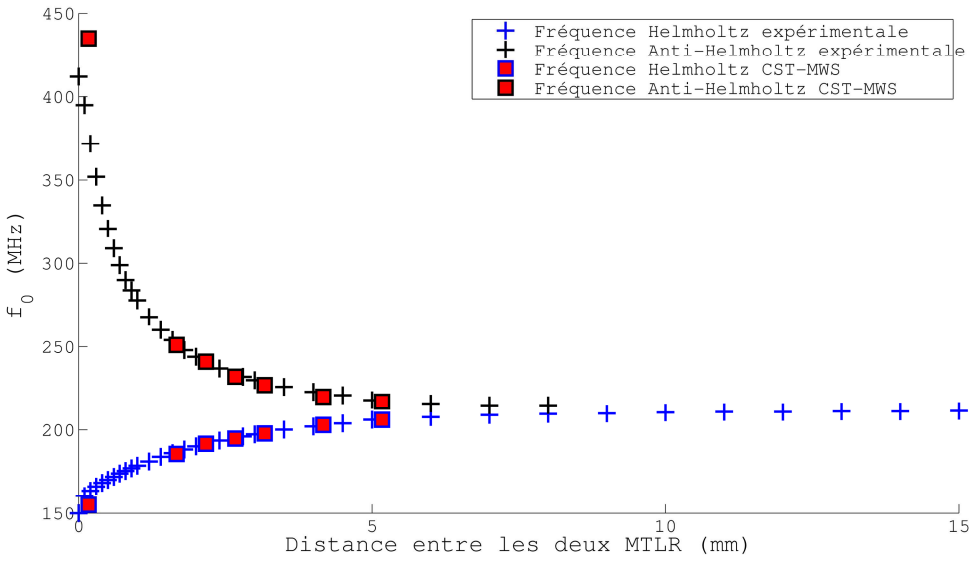


Figure 4-17 : Fréquence de résonance Helmholtz et anti-Helmholtz en fonction de la distance qui sépare deux MTLR de géométrie 9 (cf. Tableau 2-1).

Les résultats de simulation sont en adéquation avec l'expérience et une erreur relative maximale de 1% a été obtenue. Sur cet exemple nous avons pu évaluer de nouveau la précision du modèle développé avec CST MWS des MTLR pour prédire la fréquence de résonance d'une antenne de géométrie complexe. Par ailleurs cette simulation est intéressante car elle a déjà été effectuée par Nouls et al. [63] à l'aide de HFSS mais elle n'a pas aboutit avec une géométrie double face comme le MTLR. Ne possédant pas de modèle fiable des antennes monolithiques double face, ils se sont contentés de géométrie simple face pour réaliser leur antenne Helmholtz alors qu'ils auraient obtenu probablement un gain en sensibilité en utilisant deux MTLR.

ANNEXE 5 : Combinaison d'un modèle électrique et numérique pour l'optimisation d'un réseau d'antennes

Pour simuler correctement la distribution du champ électromagnétique d'un réseau d'antenne utilisé en réception, le circuit électrique permettant la connexion de l'antenne au préamplificateur doit être intégré dans la simulation pour prendre en compte les problèmes de désadaptation d'impédance, et de découplage par le préamplificateur. Souvent ces problèmes sont négligés et on se contente de calculer le champ créé par une distribution homogène du courant dans l'antenne [130]. Récemment Koslov et al. [89] ont proposé d'utilisé des simulations combinant une modélisation électromagnétique de l'antenne et une modélisation électrique de la chaîne de réception. La simulation du réseau d'antenne se fait par méthode itérative ou co-simulation et nécessite l'utilisation de deux logiciels. Dans le cadre de mes travaux de simulations avec CST-MWS et en collaboration avec M. Korn post-doctorant du laboratoire, nous avons développé une méthode pour simuler un réseau d'antenne à l'aide de CST-MWS où l'on remplace le circuit d'adaptation de l'antenne et le préamplificateur par une impédance réelle (R_{port}). La valeur de R_{port} est obtenue à partir du coefficient de réflexion en entrée du préamplificateur et de l'impédance de l'antenne. La méthode a été démontrée sur un réseau de 6 antennes pour l'imagerie de l'^{3}He hyperpolarisé à 1,5 T (48,7 MHz). Nous avons comparé trois géométries différentes de réseau pour déterminer l'arrangement des antennes entre elles qui donnaient lieu à un maximum de sensibilité et un « G-factor » minimale en imagerie parallèle [ref pruessmann 1999].

Matériel et Méthode

Modèles géométriques: Nous avons comparé trois façons de découpler les antennes rectangulaires d'un réseau de 6 antennes disposées de part et d'autre d'un échantillon simulant le thorax humain. Les antennes sont soit séparées d'une certaine distance, soit possèdent un conducteur en commun, soit elles se recouvrent de manière à minimiser le couplage inductif entre proches voisines (Figure 4-18).

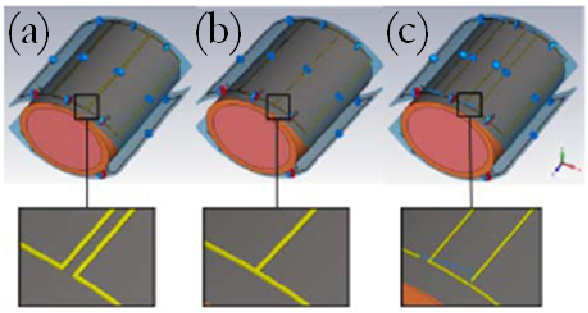


Figure 4-18 : Modèle du réseau d'antennes chargé avec 3 méthodes de découplages.conducteur séparés, (b) conducteur commun, (c) conducteurs recouverts

Modèle du circuit : en pratique chaque élément du réseau d'antennes est connecté à un préamplificateur avec un coefficient de réflexion en entrée élevé Γ_{IN} (Fig). Un circuit d'adaptation d'impédance transforme l'impédance d'entrée complexe du préamplificateur à l'impédance réel R_{port} vue par l'antenne [48], [50]. En supposant que $\Gamma_{IN}= \Gamma_C$, et en déterminant R_{coil} et R_{in} on obtient R_{port} par la relation suivante :

$$R_{port} = R_{coil}\frac{\Gamma_{in}-1}{\Gamma_{in}+1} \qquad \text{Équation 4-32}$$

Déroulement des simulations: les simulations sont effectuées avec le solveur temporal de CST-MWS et les différentes étapes de simulations sont menées comme dans la pratique lorsqu'on fabrique un réseau d'antennes. La première étape consiste à accordé et adapté chaque antenne au préamplificateur en recherchant $C_{1\text{-}4}$ et R_{port} pour obtenir une adaptation à 48,7 MHz avec S11=-15 dB. Les valeurs trouvés pour $C_{1\text{-}4}$ sont comparés à celles obtenues expérimentalement par fabrication d'un réseau d'antenne avec la méthode de découplage b de la Figure 4-18. Ensuite pour les réseaux d'antennes découplés selon les méthodes b ou c, plusieurs simulations sont effectuées pour obtenir le recouvrement (c) ou la valeur du condensateur des conducteurs commun qui assure le découplage entre antennes proches voisines. Enfin la dernière simulation est lancée avec la valeur de Rport qui permette d'obtenir un Γ_C=0,95.

Post-traitement des données : Les cartes 3D de H/$\sqrt{}$P sont exportées. Les cartes de sensibilité pour chaque antennes sont calculés (H1(-)/$\sqrt{}$P) et sont ensuite combinés pour obtenir la carte de sensibilité du réseau d'antennes S_0. Les cartes de g-Factor sont calculées pour les coupes coronales et axiales en supposant que le signal provient d'une région de taille égale à celle des poumons humains.

Accord et adaptation : Compte tenu des erreurs de mesure et de la tolérance sur les valeurs des condensateurs, les valeurs des capacités trouvées en simulation sont égales à celles trouvés expérimentalement, c'est-à-dire (10,7 ;12,4) pF pour les éléments centraux et (11,6 ;13,0) pF pour les éléments latéraux.

Découplage : dans la configuration (a), l'ajou d'une antenne à proximité d'une autre induit un décalage en fréquence de 8 MHz. Dans les cas (b) et (c), le couplage est réduit de tel sorte qu'aucun décalage en fréquence n'est observé et S21 est égale à -15 dB.

S0 et imagerie parallèle : la Figure 4-19 présente 1/carte g-Factor pour une coupe axiale. Pour toutes les configurations la plus petite valeur de g-Factor est obtenue au centre.

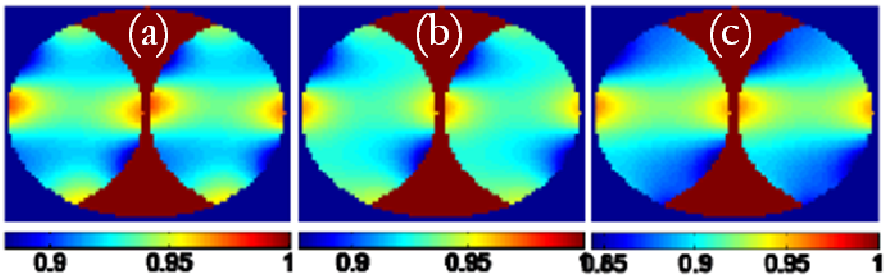


Figure 4-19 : cartes de 1/g-Factor pour une coupe axiale, avec une accélération de 2 dans la direction gauche-droite pour les 3 méthodes de découplages, conducteurs séparés (a), conducteurs communs (b), conducteur recouverts (c).

Le tableau donne la moyenne des valeurs de S_0 pour une coupe axiale et une coupe coronale prise au centre de l'échantillon et la valeur médiane du g-Factor pour des accélérations de 2 et 3 dans la direction gauche droite. Les différences de sensibilité entre les différentes géométries sont bien en dessous de 5 %. Cela peut s'expliquer par une variation plutôt petite de la surface d'une antenne par rapport à la taille de l'antenne. La configuration (a) a la plus grande sensibilité S0 et la plus basse valeur de g-Factor.

Configuration	Coupe	$<S_0>$	Med (g_2)	Med (g_3)
a	Ax	1,0	1,07	1,43
b	Ax	0,96	1,07	1,43
c	Ax	0,97	1,09	1,57
a	Cor	1,0	1,05	1,39
b	Cor	0,99	1,06	1,43
c	Cor	0,99	1,07	1,51

Tableau 4-4 : sensibilité moyenne $<S_0>$, et g-Factor médian pour des accélérations de 2 ou 3 dans la direction gauche-droite dans une coupe axiale (Ax) et dans une coupe coronale (Cor) prises au centre de l'échantillon.

Conclusion

Nous avons développé une méthode pour modéliser un réseau d'antenne en prenant en compte les problèmes de découplage. Trois méthodes de découplage des réseaux ont été étudiées par simulation. Les performances en g-Factor montrent une supériorité de la configuration (a) où les antennes sont séparées d'une certaine distance.

ANNEXE 6 : Cryostat à flux d'hélium gazeux pour des antennes supraconductrices utilisées en IRM

Principe de fonctionnement du cryogénérateur: La Figure 4-20 illustre le principe de fonctionnement de l'installation. Le système peut être scindé en deux sous groupes : le tube à pulsation (partie supérieure du schéma, sur fond jaune) servant de source froide, et la boucle de circulation chargée de véhiculer le froid vers l'antenne à refroidir.

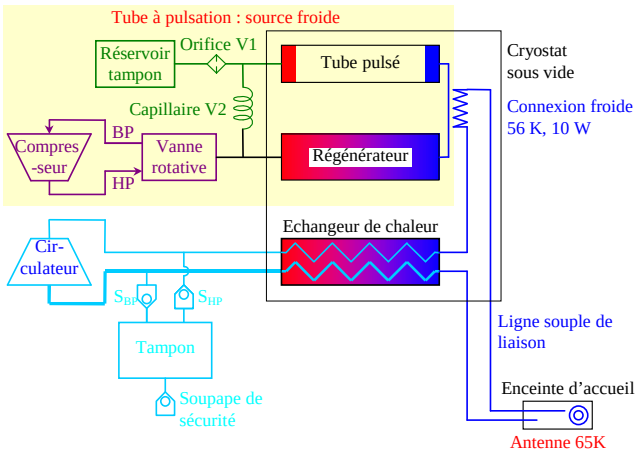


Figure 4-20 : schéma de principe de l'installation

Le réfrigérant (Hélium 4, 65 K soit -208°C) est mis en mouvement par un circulateur. Il circule dans une boucle froide autonome depuis l'enceinte d'accueil où il absorbe des calories jusqu'à la source froide où il rejette les calories absorbées. L'échange thermique s'opère alors dans l'échangeur de chaleur au contact du doigt froid du refroidisseur cryogénique. Le refroidisseur cryogénique du tube à gaz pulsé (description plus détaillée dans ce qui suit) fonctionne également sur un circuit autonome mettant en œuvre un compresseur d'hélium.

Cryostat : La source frigorifique est constituée d'un refroidisseur à tube à gaz pulsé (TGP) comprenant une vanne rotative alimentée en gaz HP (Haute Pression) et BP (Basse Pression) provenant du refoulement et de l'aspiration continus d'un compresseur Hélium.

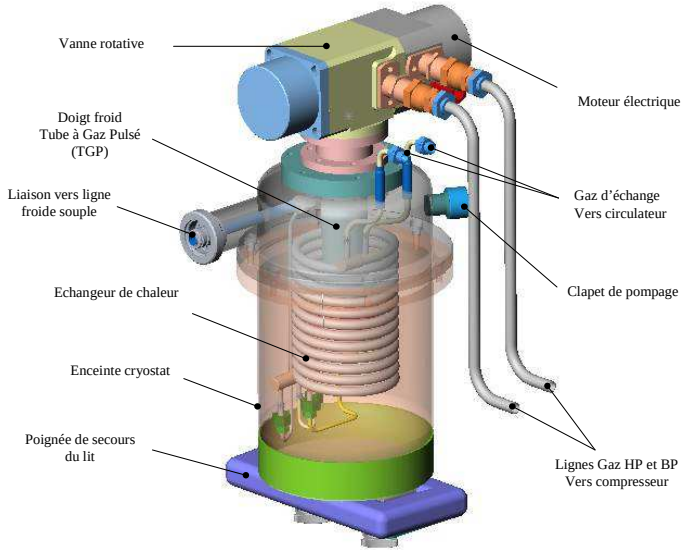


Figure 4-21 : Cryostat et source froide

Fonctionnement du tube à pulsation : Le réfrigérateur à tube à gaz pulsé fonctionne suivant un cycle de compression et détente de gaz quasi parfait sans changement de phase. Ce cycle est fondamentalement très proche du cycle Gifford Mac Mahon. Il comprend un compresseur associé à une vanne rotative, destiné à générer une onde de pression quasi sinusoïdale, ainsi qu'un régénérateur (matériau poreux) dont le but est de constituer un volant thermique et d'assurer l'échange alternatif de chaleur entre le flux de gaz haute pression et le flux de gaz basse pression lors de leur écoulement entre la température ambiante et la température froide. Dans le réfrigérateur à gaz pulsé, c'est le gaz oscillant dans le tube qui joue le rôle matériel du piston et le déphasage est obtenu pneumatiquement au moyen d'une impédance (V1) et d'un volume tampon. La figure 2 représente le schéma de principe d'un réfrigérateur à tube pulsé.

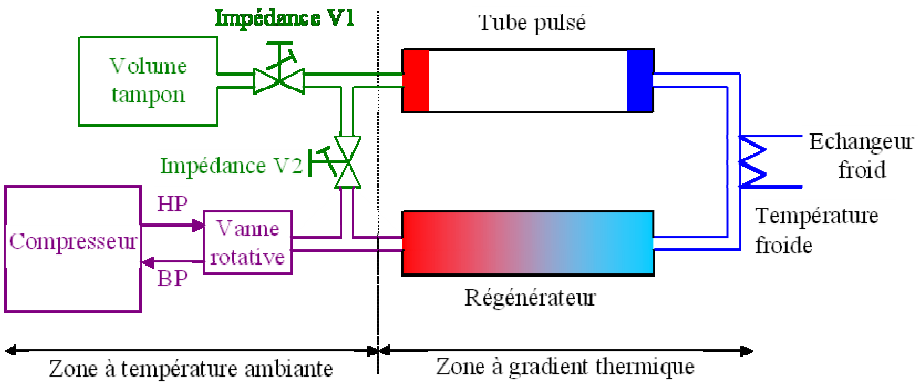


Figure 4-22 : principe de fonctionnement d'un tube à pulsation

Boucle de circulation : La boucle de circulation utilise de l'hélium gazeux pour évacuer la chaleur de l'objet à refroidir (antenne) vers la source de froid (tube à pulsation). Le gaz haute pression issu du circulateur est tout d'abord prérefroidi dans un échangeur de chaleur à contre courant pour être, ensuite, amené à la bonne température au niveau du tube à pulsation. Le gaz froid peut ensuite être envoyé par l'intermédiaire d'une ligne souple isolée sous vide vers l'antenne à refroidir. Cette opération étant effectuée, le gaz est ramené au bout froid de l'échangeur par la même ligne souple utilisée à l'allée pour servir de pré-refroidissement au gaz provenant de la température ambiante dans l'échangeur à contre courant.

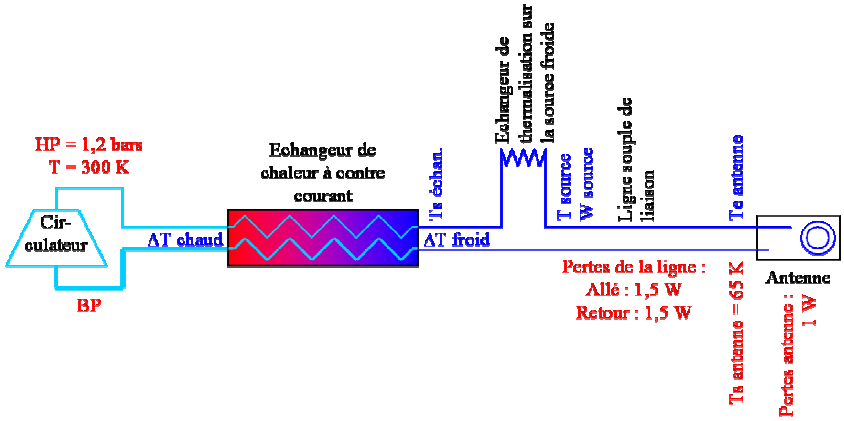


Figure 4-23 : schéma de la boucle de circulation

La boucle froide est constituée d'une ligne centrale en inox pour la circulation aller du réfrigérant hélium 4 froid (source froide vers l'enceinte d'accueil) et d'une spire en cuivre, bobinée autour de la ligne centrale pour le circuit retour (Figure 4-24).

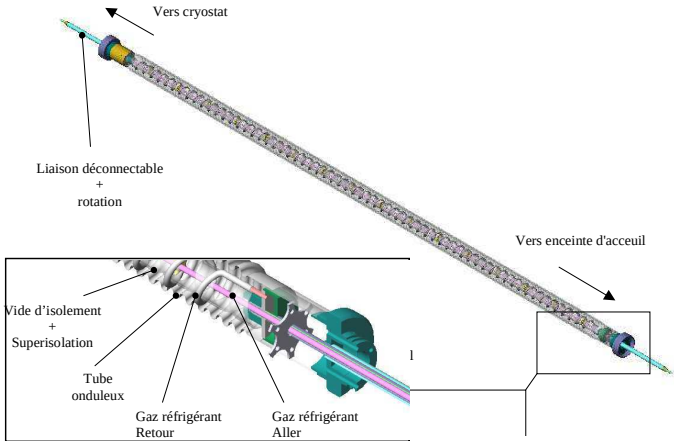


Figure 4-24 : boucle froide fléxible

Les deux lignes de gaz sont isolées sous vide contenu dans un tube extérieur onduleux afin de donner de la souplesse à la ligne. Un rayon de courbure faible sera donc accessible à cet ensemble. Le vide de la ligne est commun avec celui du cryostat présenté plus après. L'isolation est également complétée avec de la superisolation.

Un échangeur de chaleur à contre courrant est bobiné autour du doigt froid de manière à thermaliser le gaz d'échange mu par l'intermédiaire d'un circulateur (également situé dans le local technique) depuis le cryostat vers l'antenne supra positionnée dans l'enceinte d'accueil. Le cryostat reçoit donc une connexion à la boucle froide souple pour le transfert du gaz froid.

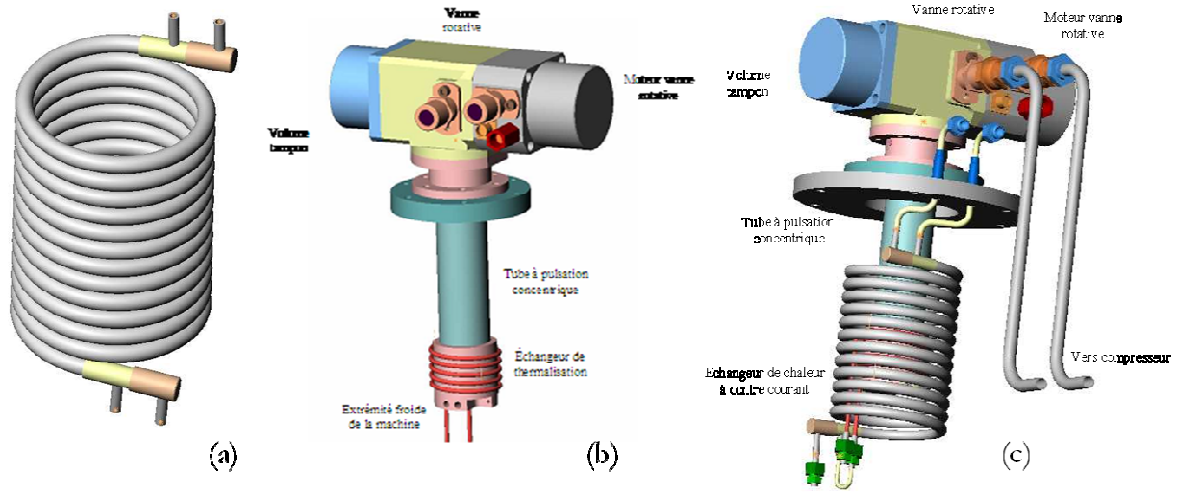


Figure 4-25 : Vue 3D de l'échangeur à contre courant (a), du tube à pulsation (b) et de l'ensemble monté l'un dans l'autre.

Enceinte d'accueil de l'antenne IRM : L'enceinte d'accueil est constituée de deux chambres cylindriques concentriques. La chambre interne contient le résonateur disposé au fond ainsi que son électronique associée. Elle est disposée dans une seconde chambre, sous vide, afin d'assurer l'isolement thermique par rapport à l'environnement extérieur.

Le gaz réfrigérant est conduit jusqu'au résonateur, déposé au fond de l'enceinte interne, par un tube en plastique (PEEK naturel). Ce tube rempli également les fonctions de :

- maintien en place du résonateur dans son logement grâce à une raideur mécanique exercée par un ressort de rappel positionné dans la bride centrale,
- réglage de la position de l'électronique (boucle de couplage) grâce à un plateau se déplaçant le long de la partie filetée du tube d'amenée de gaz.

Grâce à une chambre débouchante usinée dans le fond en saphir, le gaz réfrigérant peut venir lécher la seconde face du résonateur garantissant l'homogénéité de température. L'amenée et l'évacuation de gaz, dans la partie supérieure de la bride centrale, sont équipées de thermomètres.

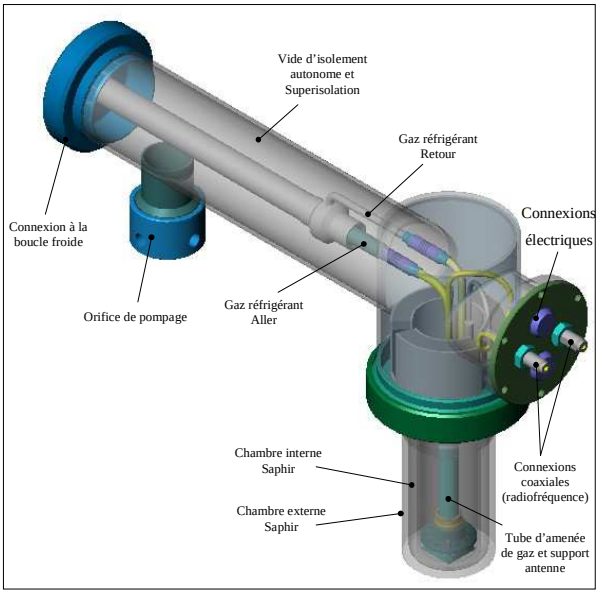


Figure 4-26 : enceinte d'accueil de l'antenne IRM

Le dispositif final est présenté dans la figure suivante :



Figure 4-27 : système cryogénique complet de refroidissement par flux d'hélium gazeux des antennes IRM

Publications

- Article de revue

Simon Lambert, Jean-Christophe Ginefri, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, *High-temperature-superconducting radiofrequency probe for MRI applications operated below ambient pressure in a simple liquid-nitrogen cryostat,* soumis à RSI

- Brevet

S.Lambert, M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, en cours de depôt avec Bruker Biospin.

- Articles de conferences

M. Korn, **S. Lambert**, X. Maître, and L. Darrasse. *Simulation-Based Phased-Array Optimization Using an Efficient Method for Realistic Coil Modeling.* ISMRM 2011 (Canada) (Poster).

Ghania Belkacem, Frédérique Gadot, **Simon Lambert**, Marie Poirier Quinot, Luc Darrasse, Jean-Christophe Ginefri, André de Lustrac, *Investigations on Small Metamaterials-based Radiofre-quency Coil for Magnetic Resonance Imaging (MRI).*Ninth International Conference on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures 2010 (PECS IX)

J-C. Guisiano, **S. Lambert**, S. Megherbi, J-C. Ginefri, *Inductive and dielectric tuning techniques for high-sensitivity miniature monolithic surface coils* ISMRM 2010 (Sweden) (Poster).

S.Lambert,M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, *Coupled effects of static field and temperature on performances of a HTS radiofrequency coil* ESMRMB 2009 (Turkey) (Présentation Oral)

E. Laistler, M. Poirier-Quinot, J-C. Ginefri, **S. Lambert**, R-M. Dubuisson, E. Boriasse, E. Moser, and L. Darrasse, *Sub-nanoliter microscopic MR imaging of the human skin in vivo using a 12 mm superconducting surface coil at 1.5 Tesla,* ISMRM 2009 (Hawai) (Présentation Oral)

J-C. Guisiano, **S. Lambert**, S. Megherbi, L. Darrasse, J.-C. Ginefri, *Experimental Characterization and Numerical Simulation of a Dielectric Tuning Technique Dedicated To Miniature Monolithic NMR Coils*, EUROSSIME 2009, (Netherlands), (Présentation Oral)

A. Rubin, E. Dufour-Gergam, M. Tatoulian, **S. Lambert**, J-C.Ginefri, L. Darrasse, D. Mantovani, M. Woytasik, M. Poirier-Quinot, F. Lethimonnier, *RF-flexible microcoil for nmr imaging* CBS 2009, (Canada), (Poster)

J-C Guisiano, **S Lambert**, S Megherbi, L Darrasse, J-C Ginefri, *Investigations on micro-displacement based techniques for resonance frequency control of miniature monolithic resonators dedicated to Magnetic Resonance Imaging*, DTIP 2009, (Italy), (poster)

S.Lambert, M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, Coupled effects of static field and temperature on performances of a HTS radiofrequency coil SEFIRA 2009(France) (poster)

S.Lambert, M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, *Réalisation d'un réseau d'antennes supraconductrices pour l'IRM du cerveau de souris à 4,7 T*, Journée de la recherche de la faculté de médecine de Paris XI 2009 (France) (poster)

S.Lambert, M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, *Réalisation d'un réseau d'antennes supraconductrices pour l'IRM du cerveau de souris à 4,7 T* (poster) Colloque de l'institut de formation en sciences biomédicales 2009 (France)

S. Lambert, J-C. Ginefri, Marie Poirier-Quinot and Luc Darrasse, *accurate 3D Full-Wave simulation for designing Multiturn Transmission Line Resonators* ESMRMB 2008 (Spain) (Présentation Oral)

J.-C. Guisiano , J.-C. Ginefri , S. Megherbi , **S. Lambert** , L. Darrasse, *Feasibility of dielectric coupling technique for automatic tuning of miniature monolithic NMR coils with high sensitivity* ESMRMB 2008 (Spain) (poster)

J-C Guisiano, J-C Ginefri, S Megherbi, **S Lambert**, L Darrasse. *Automatic frequency tuning of small monolithic NMR coils using MEMS* NAMIS 2008 (Japan) (Présentation Oral)

S.Lambert, M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, L. Darrasse, *Réalisation d'un réseau d'antennes supraconductrices pour l'IRM du cerveau de souris à 4,7 T* Colloque de l'institut de formation en sciences biomédicales 2008 (France) (poster)

Références

[1] C. Chen et D. I. Hoult, *Biomedical magnetic resonance technology*, vol. 100. Adam Hilger Bristol, 1989.

[2] G. S. Sandhu et al., "Whole animal imaging," *Wiley Interdisciplinary Reviews: Systems Biology and Medicine*, vol. 2, n°. 4, p. 398-421, 2010.

[3] H. Benveniste et S. Blackband, "MR microscopy and high resolution small animal MRI: applications in neuroscience research," *Progress in Neurobiology*, vol. 67, n°. 5, p. 393-420, Aoû. 2002.

[4] B. A. Klaunberg et J. A. Davis, "Considerations for laboratory animal imaging center design and setup," *ILAR JOURNAL*, vol. 49, n°. 1, p. 4, 2007.

[5] M. A. Davis, "Bioimaging of Laboratory Animals: The Visual Translation of Molecular Insights."

[6] P. Styles et al., "A high-resolution NMR probe in which the coil and preamplifier are cooled with liquid helium," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 60, n°. 3, p. 397-404, Déc. 1984.

[7] K. A. Müller et J. G. Bednorz, "The discovery of a class of high-temperature superconductors," *Science*, vol. 237, p. 1133-1139, 1987.

[8] Z. Shen, *High-Temperature Superconducting Microwave Circuits*. Artech House, 1994.

[9] J. D. Jackson et R. F. Fox, "Classical electrodynamics," *American Journal of Physics*, vol. 67, p. 841, 1999.

[10] C. Kittel et P. McEuen, *Introduction to solid state physics*. Wiley New York, 1986.

[11] E. M. Haacke, R. W. Brown, M. R. Thompson, et R. Venkatesan, *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. Wiley New York, 1999.

[12] L. P. Lévy, *Magnétisme et supraconductivité*. L'Editeur: EDP Sciences, 1997.

[13] J. Mispelter, M. Lupu, et A. Briguet, *NMR probeheads for biophysical and biomedical experiments: theoretical principles & practical guidelines*. Imperial College Pr, 2006.

[14] D. I. Hoult, "The principle of reciprocity in signal strength calculations-a mathematical guide," *Concepts in Magnetic Resonance Part A*, vol. 12, n°. 4, p. 173-187, 2000.

[15] J. Tropp et M. V. Criekinge, "Radiation damping and reciprocity in nuclear magnetic resonance: The replacement of the filling factor," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 206, n°. 1, p. 161-167, Sep. 2010.

[16] J. J. van der Klink, "The NMR Reciprocity Theorem for Arbitrary Probe Geometry," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 148, n°. 1, p. 147-154, Jan. 2001.

[17] D. I. Hoult et R. E. Richards, "The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 24, n°. 1, p. 71-85, Oct. 1976.

[18] S. Ljunggren, "A simple graphical representation of fourier-based imaging methods," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 54, n°. 2, p. 338-343, Sep. 1983.

[19] A. Webb, IEEE Press, Wiley publication-.

[20] A. J. L. Villaraza, A. Bumb, et M. W. Brechbiel, "Macromolecules, Dendrimers, and Nanomaterials in Magnetic Resonance Imaging: The Interplay between Size, Function, and Pharmacokinetics," *Chemical Reviews*, vol. 110, n°. 5, p. 2921-2959, 2010.

[21] J. B. Johnson, "Thermal agitation of electricity in conductors," *Physical Review*, vol. 32, n°. 1, p. 97-109, 1928.

[22] H. Nyquist, "Thermal agitation of electric charge in conductors," *Physical Review*, vol. 32, n°. 1, p. 110-113, 1928.

[23] D. I. Hoult et P. C. Lauterbur, "The sensitivity of the zeugmatographic experiment involving human samples," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 34, n°. 2, p. 425-433, Mai. 1979.

[24] D. G. Gadian et F. N. H. Robinson, "Radiofrequency losses in NMR experiments on electrically conducting samples," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 34, n°. 2, p. 449-455, 1979.

[25] H. Vesselle et R. E. Collin, "The signal-to-noise ratio of nuclear magnetic resonance surface coils and application to a lossy dielectric cylinder model. II. The case of cylindrical window coils," *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, vol. 42, n°. 5, p. 507-520, 2002.

[26] J. G. van Heteren, R. M. Henkelman, et M. J. Bronskill, "Equivalent circuit for coil-patient interactions in magnetic resonance imaging," *Magnetic resonance imaging*, vol. 5, n°. 2, p. 93-99, 1987.

[27] M. Decorps, P. Blondet, H. Reutenauer, J. P. Albrand, et C. Remy, "An inductively coupled, series-tuned NMR probe," *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 65, n°. 1, p. 100-109, Oct. 1985.

[28] L. Darrasse et J. C. Ginefri, "Perspectives with cryogenic RF probes in biomedical MRI," *Biochimie*, vol. 85, n°. 9, p. 915-937, 2003.

[29] W. A. Edelstein, G. H. Glover, C. J. Hardy, et R. W. Redington, "The intrinsic signal-to-noise ratio in NMR imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 3, n°. 4, p. 604-618, 1986.

[30] O. Ocali et E. Atalar, "Ultimate intrinsic signal to noise ratio in MRI," *Magnetic Resonance in Medicine*,

vol. 39, n°. 3, p. 462-473, 1998.
[31] J. P. Hornak, J. Szumowski, et R. G. Bryant, “Magnetic field mapping,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 6, n°. 2, p. 158-163, 1988.
[32] L. Darrasse et G. Kassab, “Quick measurement of NMR coil sensitivity with a dual loop probe,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 64, n°. 7, p. 1841-1844, 1993.
[33] J. Ginefri, E. Durand, et L. Darrasse, “Quick measurement of nuclear magnetic resonance coil sensitivity with a single-loop probe,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 70, n°. 12, p. 4730, 1999.
[34] O. Girard, J. Ginefri, M. Poirier-Quinot, et L. Darrasse, “Method for nonlinear characterization of radio frequency coils made of high temperature superconducting material in view of magnetic resonance imaging applications,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, n°. 12, p. 124703-7, Déc. 2007.
[35] A. Raad et L. Darrasse, “Optimization of NMR receiver bandwidth by inductive coupling,” *Magnetic resonance imaging*, vol. 10, n°. 1, p. 55-65, 1992.
[36] M. Poirier-Quinot, J. Ginefri, O. Girard, P. Robert, et L. Darrasse, “Performance of a miniature high-temperature superconducting (HTS) surface coil for in vivo microimaging of the mouse in a standard 1.5T clinical whole-body scanner,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 60, n°. 4, p. 917-927, 2008.
[37] A. Kumar, W. A. Edelstein, et P. A. Bottomley, “Noise figure limits for circular loop MR coils,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 61, n°. 5, p. 1201-1209, 2009.
[38] H. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems, 2nd Edition*, 2 éd. Wiley-Interscience, 1988.
[39] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 2 éd. Wiley, 1997.
[40] K. R. Minard et R. A. Wind, “Solenoidal microcoil design—Part II: Optimizing winding parameters for maximum signal to noise performance,” *Concepts in Magnetic Resonance*, vol. 13, n°. 3, p. 190-210, 2001.
[41] P. Gonord, S. Kan, A. Leroy Willig, et C. Wary, “Multigap parallel plate bracelet resonator frequency determination and applications,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, n°. 11, p. 3363-3366, 2009.
[42] C. E. Hayes, W. A. Edelstein, J. F. Schenck, O. M. Mueller, et M. Eash, “An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T,” *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, vol. 63, n°. 3, p. 622-628, Juil. 1985.
[43] J. T. Vaughan et al., “Efficient high frequency body coil for high field MRI,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 52, n°. 4, p. 851-859, 2004.
[44] D. O. Brunner, N. De Zanche, J. Fröhlich, J. Paska, et K. P. Pruessmann, “Travelling-wave nuclear magnetic resonance,” *Nature*, vol. 457, n°. 7232, p. 994-998, 2009.
[45] andreuccetti, D., Fossi, R, et Petrucci, C, “Dielectric Properties of Body Tissues,” p. http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/htmlclie/htmlclie.htm#atsftag.
[46] F. E. Terman et J. M. Pettit, *Electronic measurements*. McGraw-Hill, 1952.
[47] J. Ginefri, L. Darrasse, et P. Crozat, “High-temperature superconducting surface coil for in vivo microimaging of the human skin,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, n°. 3, p. 376-382, 2001.
[48] P. B. Roemer, W. A. Edelstein, C. E. Hayes, S. P. Souza, et O. M. Mueller, “The NMR phased array,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 16, n°. 2, p. 192-225, 1990.
[49] M. A. Ohliger et D. K. Sodickson, “An introduction to coil array design for parallel MRI,” *NMR in Biomedicine*, vol. 19, n°. 3, p. 300-315, 2006.
[50] A. Reykowski, S. M. Wright, et J. R. Porter, “Design of matching networks for low noise preamplifiers,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 33, n°. 6, p. 848-852, 1995.
[51] S. M. Wright et L. L. Wald, “Theory and application of array coils in MR spectroscopy,” *NMR in Biomedicine*, vol. 10, n°. 8, p. 394-410, 1997.
[52] L. Darrasse et J. -. Ginefri, “Perspectives with cryogenic RF probes in biomedical MRI,” *Biochimie*, vol. 85, n°. 9, p. 915-937, Sep. 2003.
[53] M. Woytasik et al., “Characterization of flexible RF microcoils dedicated to local MRI,” *Microsystem Technologies*, vol. 13, n°. 11, p. 1575-1580, 2007.
[54] J. Ginefri, M. Poirier-Quinot, O. Girard, et L. Darrasse, “Technical aspects: development, manufacture and installation of a cryo-cooled HTS coil system for high-resolution in-vivo imaging of the mouse at 1.5 T,” *Methods (San Diego, Calif.)*, vol. 43, n°. 1, p. 54-67, Sep. 2007.
[55] R. S. Withers, G. C. Liang, B. F. Cole, et M. Johansson, “Thin-film HTS probe coils for magnetic-resonance imaging,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, p. 2450-2453, 1993.
[56] P. Gonord, S. Kan, et A. Leroy-Willig, “Parallel-plate split-conductor surface coil: Analysis and design,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 6, n°. 3, p. 353-358, 1988.
[57] R. Black et al., “A high-temperature superconducting receiver for nuclear magnetic resonance microscopy,” *Science*, vol. 259, n°. 5096, p. 793-795, Fév. 1993.
[58] S. Serfaty, N. Haziza, L. Darrasse, et S. Kan, “Multi-turn split-conductor transmission-line resonators,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 38, n°. 4, p. 687-689, 1997.
[59] H. Hill, “Improved sensitivity of NMR spectroscopy probes by use of high-temperature superconductive

detection coils," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, p. 3750-3755, 1997.
[60] J. R. Miller et al., "Performance of a high-temperature superconducting probe for in vivo microscopy at 2.0 T," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 41, n°. 1, p. 72-79, 1999.
[61] S. Hurlston, W. Brey, S. Suddarth, et G. Johnson, "A high-temperature superconducting Helmholtz probe for microscopy at 9.4 T," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 41, n°. 5, p. 1032-1038, 1999.
[62] Q. Ma, "RF applications of high temperature superconductors in MHz range," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 9, n°. 2, p. 3565-3568, 1999.
[63] J. C. Nouls, M. G. Izenson, H. P. Greeley, et G. A. Johnson, "Design of a superconducting volume coil for magnetic resonance microscopy of the mouse brain," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 191, n°. 2, p. 231-238, 2008.
[64] A. S. Hall, N. M. Alford, T. W. Button, D. J. Gilderdale, K. A. Gehring, et I. R. Young, "Use of high temperature superconductor in a receiver coil for magnetic resonance imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 20, n°. 2, p. 340-343, 1991.
[65] H. Kovacs, D. Moskau, et M. Spraul, "Cryogenically cooled probes—a leap in NMR technology," *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, vol. 46, n°. 2, p. 131-155, 2005.
[66] A. P. Malozemoff, J. Mannhart, et D. Scalapino, "High-temperature cuprate superconductors get to work," *Physics Today*, vol. 58, n°. 4, p. 41-47, 2005.
[67] A. J. Leggett, "What DO we know about high Tc?," *Nat Phys*, vol. 2, n°. 3, p. 134-136, Mar. 2006.
[68] D. A. Bonn, "Are high-temperature superconductors exotic?," *Nature Physics*, vol. 2, n°. 3, p. 159-168, 2006.
[69] M. Golosovsky, M. Tsindlekht, et D. Davidov, "High-frequency vortex dynamics in YBa2Cu3O7," *Superconductor Science and Technology*, vol. 40, p. 1-16, 1996.
[70] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, et V. M. Vinokur, "Vortices in high-temperature superconductors," *Reviews of Modern Physics*, vol. 66, n°. 4, p. 1125, Oct. 1994.
[71] J. Ginefri, P. Crozat, et L. Darrasse, "Influence of static magnetic field on a YBCO surface coil dedicated to nuclear magnetic resonance imaging," presented at the Proceedings of 10th International Ceramics Congress and Third Forum on New Materials, Florence,Italy, p. 449-456, 2002.
[72] W. W. Brey, A. S. Edison, R. E. Nast, J. R. Rocca, S. Saha, et R. S. Withers, "Design, construction, and validation of a 1-mm triple-resonance high-temperature-superconducting probe for NMR," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 179, n°. 2, p. 290-293, Avr. 2006.
[73] J. C. Nouls, M. G. Izenson, H. P. Greeley, et G. A. Johnson, "Design of a superconducting volume coil for magnetic resonance microscopy of the mouse brain," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 191, n°. 2, p. 231-238, Avr. 2008.
[74] J. G. Van Heteren, T. W. James, et L. C. Bourne, "Thin film high temperature superconducting RF coils for low field MRI," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 32, p. 396-396, 1994.
[75] S. J. Penn, M. N. Alford, D. Bracanovic, A. A. Esmail, V. Scott, et T. W. Button, "Thick film YBCO receive coils for very low field MRI," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 9, n°. 2, p. 3070-3073, 2002.
[76] M. Vester et al., "Superconducting antennas for interventional MRI," in *Interventional MRI Conference. 1997. Düsseldorf*.
[77] H. S. Cheong, J. Wild, N. Alford, I. Valkov, C. Randell, et M. Paley, "A high temperature superconducting imaging coil for low field MRI," *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering*, vol. 37, n°. 2, p. 56-64, 2010.
[78] R. Black, T. Early, et G. Johnson, "Performance of a High-Temperature Superconducting Resonator for High-Field Imaging," *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, vol. 113, n°. 1, p. 74-80, Mar. 1995.
[79] F. Odoj, E. Rommel, M. V. Kienlin, et A. Haase, "A superconducting probehead applicable for nuclear magnetic resonance microscopy at 7 T," *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, n°. 7, p. 2708, 1998.
[80] Q. Y. Ma et al., "Superconducting RF coils for clinical MR imaging at low field1," *Academic Radiology*, vol. 10, n°. 9, p. 978-987, Sep. 2003.
[81] I. T. Lin et al., "Non-invasive fiber tracking on diffusion tensor MRI using high-temperature superconducting tape RF coil," in *Engineering in Medicine and Biology Society, 2005. IEEE-EMBS 2005. 27th Annual International Conference of the*, p. 2329-2332, 2006.
[82] W. A. Edelstein, T. H. Foster, et J. F. Schenck, "The relative sensitivity of surface coils to deep lying tissues," in *Proceedings of the 4th Annual Meeting of the SMRM, London*, 1985.
[83] S. Serfaty, L. Darrasse, et S. Kan, "The pinpoint NMR coil," in *Proceedings of the 2nd Annual Meeting of SMR, San Francisco*, 1994.
[84] J. Ginefri, M. Poirier Quinot, et L. Darrasse, "Experimental MRI evidence of the lift-off effect in the case of a small High Temperature Superconducting coil.," presented at the Proceedings of the 19th Annual Meeting of ISMRM,Stockholm, 2010.
[85] S. Megherbi, J. C. Ginefri, L. Darrasse, G. Raynaud, et J. F. Pone, "Behavioral VHDL-AMS modeling of

nuclear magnetic resonance sensor," in *Thermal and Mechanical Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2004. EuroSimE 2004. Proceedings of the 5th International Conference on*, p. 295-299, 2005.

[86] H. A. Wheeler, "Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 13, n°. 2, p. 172-185, 2002.

[87] Steven G. Johnson, John D. Joannopoulos, et Marin Soljačić, "Meep," *Meep*, 2010. [Online]. Available: http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Main_Page. [Accessed: 02-Fév-2011].

[88] J. M. Jin, *Electromagnetic analysis and design in magnetic resonance imaging*. CRC, 1999.

[89] M. Kozlov et R. Turner, "Fast MRI coil analysis based on 3-D electromagnetic and RF circuit co-simulation," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 200, n°. 1, p. 147-152, Sep. 2009.

[90] S. Reza, S. Vijayakumar, M. Limkeman, F. Huang, et C. Saylor, "SAR simulation and the effect of mode coupling in a birdcage resonator," *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering*, vol. 31, n°. 3, p. 133-139, 2007.

[91] R. J. Strilka, S. Li, J. T. Martin, C. M. Collins, et M. B. Smith, "A numerical study of radiofrequency deposition in a spherical phantom using surface coils," *Magnetic Resonance Imaging*, vol. 16, n°. 7, p. 787-798, Sep. 1998.

[92] C. M. Collins et M. B. Smith, "Calculations of B1 distribution, SNR, and SAR for a surface coil adjacent to an anatomically accurate human body model," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, n°. 4, p. 692-699, 2001.

[93] A. Taflove et S. C. Hagness, *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method*. Artech House Norwood, MA, 2000.

[94] J. Jin, J. Jin, et J. M. Jin, *The finite element method in electromagnetics*. Wiley New York, 2002.

[95] B. K. Li, F. Liu, E. Weber, et S. Crozier, "Hybrid numerical techniques for the modelling of radiofrequency coils in MRI," *NMR in Biomedicine*, vol. 22, n°. 9, p. 937-951, 2009.

[96] T. Weiland, "Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 9, n°. 4, p. 295-319, 1996.

[97] "Software Reference Manual," CST-Microwave studio, 2010.

[98] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on antennas and propagation*, vol. 14, n°. 3, p. 302-307, 1966.

[99] B. Krietenstein, R. Schuhmann, P. Thoma, et T. Weiland, "The perfect boundary approximation technique facing the big challenge of high precision field computation," in *Proceedings of the XIX International Linear Accelerator Conference (LINAC 98), Chicago, USA*, p. 860-862, 1998.

[100] B. Trapp, H. Munteanu, R. Schuhmann, T. Weiland, et D. Ioan, "Eigenvalue computation by means of a tree-cotree filtering technique," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 38, n°. 2, p. 445-448, 2002.

[101] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 3 éd. John Willey & Sons, 2005.

[102] G. Belkacem et al., "Investigations on Small Metamaterials-based Radiofrequency Coil for Magnetic Resonance Imaging (MRI)," presented at the Ninth International Conference on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures (PECS IX), Grenada, 2010.

[103] A. L. Coutrot et al., "Copper micromoulding process for NMR microinductors realization," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 99, n°. 1, p. 49-54, 2002.

[104] E. Laistler et al., "Sub-nanoliter microscopic MR imaging of the human skin in vivo using a 12 mm superconducting surface coil at 1.5 Tesla," in *Proceedings of the 17th Annual Meeting of ISMRM, Honululu, HI*, 2009.

[105] J. C. Guisiano, S. Lambert, S. Megherbi, et J. Ginefri, "Inductive and dielectric tuning techniques for high-sensitivity miniature monolithic surface coils.," presented at the Proceedings of the 19th Annual Meeting of ISMRM,Stockholm, 2010.

[106] J. C. Guisiano, S. Lambert, S. Megherbi, L. Darrasse, et J. C. Ginefri, "Experimental characterization and numerical simulation of a dielectric tuning technique dedicated to miniature monolithic NMR coils," in *Thermal, Mechanical and Multi-Physics simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2009. EuroSimE 2009. 10th International Conference on*, p. 1-6, 2009.

[107] C. Chen, "The visualization of RF probe electric fields," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 29, n°. 3, p. 386-390, 1993.

[108] M. W. Hosking, B. A. Tonkin, Y. G. Proykova, A. Hewitt, N. Alford, et T. W. Button, "The dielectric constant of liquid nitrogen over the frequency range 0.5 to 10.4 GHz," *Superconductor Science and Technology*, vol. 6, p. 549, 1993.

[109] A. Rubin et al., "RF-FLEXIBLE MICROCOIL FOR NMR IMAGING," presented at the Conference of the Biomaterials Society, Québec, 2009.

[110] M. Poirier-Quinot, "Microscopie locale par résonance magnétique chez l'homme et le petit animal à l'aide d'antennes miniatures en cuivre ou en céramique supraconductrice," 2004.

[111] Y. Lemaître, L. M. Mercandalli, B. Dessertenne, D. Mansart, B. Marcilhac, et J. C. Mage, “Large-area high-quality YBCO thin films by inverted cylindrical magnetron technique,” *Physica C: Superconductivity*, vol. 235, n°. 1, p. 643-644, Déc. 1994.
[112] M. Moussa, R. Muijlwijk, et H. Van Dijk, “The vapour pressure of liquid nitrogen,” *Physica*, vol. 32, n°. 5, p. 900-912, Mai. 1966.
[113] J. Ginefri, L. Darrasse, et P. Crozat, “Comparison of radio-frequency and microwave superconducting properties of YBaCuO dedicated to magnetic resonance imaging,” *IEEE Transactions on Appiled Superconductivity*, vol. 9, n°. 4, p. 4695-4701, Déc. 1999.
[114] D. Demange, M. Bejet, et B. Dufour, “New Methods for Measuring the Thermal Emissivity of Semi-transparent and Opaque Materials.”
[115] R. T. Jacobsen et R. B. Stewart, “Thermodynamic Properties of Nitrogen Including Liquid and Vapor Phases from 63K to 2000K with Pressures to 10,000 Bar,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 2, n°. 4, p. 757, 1973.
[116] Yi Wang, Hieng Tiong Su, F. Huang, et M. Lancaster, “Measurement of YBCO Thin Film Surface Resistance Using Coplanar Line Resonator Techniques From 20 MHz to 20 GHz,” *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 17, n°. 2, p. 3632-3639, 2007.
[117] H. Okada, T. Hasegawa, J. G. Vanheteren, et L. Kaufman, “RF Coil for Low-Field MRI Coated with High-Temperature Superconductor,” *Journal of Magnetic Resonance, Series B*, vol. 107, n°. 2, p. 158-164, Mai. 1995.
[118] M. A. Shinn, “Vortex Pinning in Type-II Superconductors and the d-wave Model,” Hampshire College, 2008.
[119] F. Odoj, E. Rommel, M. Kienlin, et A. Haase, “A superconducting probehead applicable for nuclear magnetic resonance microscopy at 7 T,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, p. 2708, 1998.
[120] “Hardware Reference Manual,” TecMag.
[121] I. J. Lowe et C. E. Tarr, “A fast recovery probe and receiver for pulsed nuclear magnetic resonance spectroscopy,” *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 1, p. 320, 1968.
[122] J. Sijbers et A. J. Den Dekker, “Maximum likelihood estimation of signal amplitude and noise variance from MR data,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 51, n°. 3, p. 586-594, 2004.
[123] A. H. Andersen, “On the Rician distribution of noisy MRI data,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 36, n°. 2, p. 331-332, 1996.
[124] H. Gudbjartsson et S. Patz, “The Rician distribution of noisy MRI data,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 34, n°. 6, p. 910-914, 1995.
[125] T. J. Haugan et al., “Temperature and Magnetic Field Dependence of Critical Current Density of YBCO With Varying Flux Pinning Additions,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, p. 3270-3274, Juin. 2009.
[126] T. Haugan, P. N. Barnes, R. Wheeler, F. Meisenkothen, et M. Sumption, “Addition of nanoparticle dispersions to enhance flux pinning of the YBa2Cu3O7-x superconductor,” *Nature*, vol. 430, n°. 7002, p. 867-870, 2004.
[127] J. Scola, A. Pautrat, C. Goupil, L. Méchin, V. Hardy, et C. Simon, “Voltage noise and surface current fluctuations in the superconducting surface sheath,” *Physical Review B*, vol. 72, n°. 1, p. 012507, Juil. 2005.
[128] V. D. Schepkin et al., “Sodium and proton diffusion MRI as biomarkers for early therapeutic response in subcutaneous tumors,” *Magnetic Resonance Imaging*, vol. 24, n°. 3, p. 273-278, 2006.
[129] N. J. Taylor et al., “BOLD MRI of human tumor oxygenation during carbogen breathing,” *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 14, n°. 2, p. 156-163, 2001.
[130] G. Giovannetti, V. Viti, V. Positano, M. F. Santarelli, L. Landini, et A. Benassi, “Magnetostatic simulation for accurate design of low field MRI phased-array coils,” *Concepts in Magnetic Resonance Part B: Magnetic Resonance Engineering*, vol. 31, n°. 3, p. 140-146, 2007.

Résumé

En IRM haute résolution du petit animal, un rapport signal sur bruit (RSB) convenable demande habituellement l'utilisation d'un champ magnétique statique beaucoup plus élevé, (jusqu'à 20 T) que pour les applications cliniques quotidiennes (1,5 et 3 T). Une alternative est offerte avec le développement récent d'antennes miniatures en matériau supraconducteur à haute température critique (HTS). Cependant de nombreux problèmes liés à ce type d'antennes subsistent et limitent leur diffusion à grande échelle. Le présent manuscrit présente le développement théorique et expérimental d'une antenne de surface HTS de très petite dimension destinée à l'imagerie du cerveau de souris in vivo à 4,7 T.

La première partie traite de la modélisation électromagnétique 3D, à l'aide d'un logiciel commercial (CST-Microwave Studio), de structures monolithiques auto-résonantes adaptées à l'obtention de facteurs de qualité extrêmement élevés (≈105). Le modèle numérique permet, par rapport à un modèle analytique approché, une meilleure prise en compte de la complexité géométrique de l'antenne et de son environnement cryogénique proche, dont les effets sur les caractéristiques radiofréquences de l'antenne sont considérables.

Une deuxième partie présente l'étude des effets du champ statique (de 0 à 4,7 T) et de la température (de 65 à 83 K) sur les caractéristiques électriques d'une antenne HTS, dans le domaine de fréquences de l'IRM pour lequel les propriétés des supraconducteurs ont été peu étudiées jusqu'ici. L'étude montre que les effets délétères du champ sur la sensibilité de l'antenne sont partiellement compensés par une diminution modérée de sa température de fonctionnement. Cette diminution est accessible avec un dispositif original de contrôle de température qui évite de faire appel à un système cryogénique complexe limitant le domaine d'application des antennes HTS.

La troisième partie présente les résultats obtenus en imagerie à 4,7 T avec une antenne de surface en matériau HTS dont la taille (diamètre de 6 mm) a été optimisée pour obtenir les meilleures performances en RSB, en vue d'une intégration dans un réseau de 4 antennes. Un RSB 4,5 fois supérieur à celui obtenu avec une antenne en cuivre de même géométrie a été démontré sur fantôme. Ce travail aboutit à la réalisation de la première image de cerveau de souris in-vivo à une valeur de champ supérieure à 3 T avec une antenne HTS. La mise en réseau d'antennes de ce type devrait permettre de couvrir le cerveau de souris complet en imagerie très haute résolution à 4,7 T, avec un RSB comparable à celui qui est accessible aujourd'hui à la limite supérieure de champ magnétique.

Abstract

High resolution magnetic resonance imaging (MRI) of small animals requires generally higher static magnetic field (up to 20 T) than those used for clinical applications (1,5 and 3 T) in order to reach a satisfactory signal to noise ratio (SNR). An alternative can be the use of miniature surface coils made of high temperature superconducting (HTS) material. However, several issues remain with such coils and limit their use at a large scale. In this work we present the theoretical and experimental development of a miniature HTS surface coil dedicated to mouse brain imaging at 4.7 T.

The first chapter presents 3D electromagnetic simulations to design monolithic self-resonant structures with very high quality factors (≈105) using a commercial software (CST-Microwave Studio). In contrast to an analytical model, a numerical model allows to handle the complex geometry of the coil and its cryogenic environment, which may influence notably the radiofrequency characteristics of the coil.

The second chapter presents a study of the coupled effects of the static magnetic field B_0 (from 0 to 4,7 T) and temperature (from 66 to 80 K) on the electrical properties of a HTS coil in the frequency range involved in MRI, for which HTS properties have been poorly studied. This study shows that deleterious effects of B_0 on coil sensitivity can be partially compensated by a moderate decrease of its working temperature. An original cryogenic system was designed to enable temperature regulation avoiding the use of more complex systems that limit the use of HTS coils for MRI experiments.

The third chapter presents MRI results obtained at 4.7 T using a small HTS surface coil. The 6 mm coil has been optimized for best SNR performances and in order to be integrated in a 4-element coil array in a future refinement. A 4.5 fold SNR enhancement as compared to the one achieved using a copper coil with the same geometry was demonstrated. This work provides the first in-vivo imaging of a mouse brain using a HTS coil at a B_0 value higher than 3 T. Arrays made of such coils will allow to perform very high resolution imaging of the complete mouse brain at 4.7 T with SNR values that are comparable to those achieved at the highest B_0 fields accessible today.