



HAL
open science

Capteur de champ magnétique : optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz pour applications spatiales

Frédéric Szeremeta

► **To cite this version:**

Frédéric Szeremeta. Capteur de champ magnétique : optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz pour applications spatiales. Electromagnétisme. Université d'Orléans, 2001. Français. NNT: . tel-02139520

HAL Id: tel-02139520

<https://hal.science/tel-02139520>

Submitted on 24 May 2019

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

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



THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE D'ORLEANS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS

Discipline : **Sciences et Technologies Industrielles**

PAR

Frédéric SZEREMETA

Capteur de champ magnétique :
optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz
pour applications spatiales

Soutenue le : **9 novembre 2001**

MEMBRES DU JURY :

- | | |
|---------------------|---|
| - M. R. Harba | Directeur de Thèse, Professeur à l'Université d'Orléans |
| - M. F. Lefevre | Président, Directeur de Recherche au CNRS (LPCE, Orléans) |
| - M. J. Juchniewicz | Rapporteur, Directeur de Recherche au CBK (Varsovie, Pologne) |
| - M. M. Pyée | Rapporteur, Professeur à l'Université Paris 7 |
| - M. G. Clerc | Examineur, Docteur-Ingénieur CNRS, parrain CNES |
| - M. Y. Touré | Examineur, Professeur à l'Université d'Orléans |

Cette thèse a été réalisée avec le concours de la Région Centre et du Centre National d'Etudes Spatiales

Résumé

La mesure du champ magnétique est essentielle dans l'étude des plasmas spatiaux, sièges d'une intense activité électromagnétique. La connaissance complète des ondes électromagnétiques suppose la mesure *in situ* des composantes électrique et magnétique, couplées différemment que dans le vide aux fréquences inférieures à la fréquence plasma locale, qui approche 20MHz près de la Terre et 100MHz à un rayon solaire. Les missions spatiales géophysiques ont embarqué jusqu'à présent des instruments mesurant les champs magnétiques depuis le continu jusqu'au MHz, avec un seuil de sensibilité de $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ dans la gamme 10kHz–1MHz. La mesure à proximité du Soleil nécessite un magnétomètre étendant ces performances à plus haute fréquence, 100MHz idéalement. Nous présentons l'étude d'un capteur adapté dans la bande 10kHz-100MHz devant avoir le même seuil de sensibilité, pour satisfaire les besoins scientifiques sans accroître la masse et la consommation électrique, limitées à bord d'un satellite. L'état de l'art de la magnétométrie montre qu'une boucle sans noyau est la mieux adaptée. A partir de la description détaillée des constituants du capteur, l'antenne et le préamplificateur, nous modélisons sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité et définissons des critères d'optimisation. Nous comparons notre modèle au prototype réalisé, mesurant son impédance, sa réponse au champ magnétique et son seuil de sensibilité. L'étude de la méthode de bobinage permet de réduire les capacités parasites du transformateur torique. Nous appliquons une contre-réaction de flux pour conserver le rapport signal à bruit du capteur en boucle ouverte. L'optimisation aboutit à un instrument fonctionnant jusqu'à 30MHz et satisfaisant la spécification de seuil de sensibilité entre 700kHz et 20MHz. Il prolonge d'une décade la gamme des instruments existants.

Abstract

Magnetic field measurement is important for the study of space plasmas, where an intensive electromagnetic activity occurs. The full knowledge of electromagnetic waves needs *in situ* measurements of electric and magnetic components, coupled differently from free space below plasma frequency. The latter approaches 20MHz in the vicinity of Earth and 100MHz at one solar radius. In up-to-day geophysical space missions, magnetic sensors measured fields from DC to 1MHz, with a $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ magnetic noise density between 10kHz and 1MHz. Measurement near the Sun necessitates a magnetometer extending these performances to higher frequencies, 100MHz at best. We design a sensor in the 10kHz-100MHz band, with the same noise level, to satisfy the scientific need without increasing mass and power consumption, limited onboard satellites. Magnetometry state-of-the-art shows that a loop antenna is better. Describing sensor's antenna and preamplifier, we modelled its transfert function and its equivalent magnetic noise, thus obtaining optimisation criteria. We compare this modelling to the prototyp realised by impedance, magnetic field response and noise measurements. Studying winding method, we reduce the toroidal transformer parasitic capacitances. Using a flux feedback, we keep the signal-to-noise ratio of the open loop sensor. The optimisation leads to an instrument working upto 30MHz and satisfying noise specification between 700kHz and 20MHz, extending magnetic field measurement in space.

Mots clefs

Capteur magnétique directionnel, Antenne cadre magnétique, Hautes fréquences, Magnétomètre, Application spatiale, Bruit électrique, Contre-réaction de flux, Transformateur de courant, Modélisation, Etalonnage.



THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE D'ORLEANS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS

Discipline : **Sciences et technologies industrielles**

PAR

Frédéric SZEREMETA

Capteur de champ magnétique :
optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz
pour applications spatiales

Soutenue le : **9 novembre 2001**

MEMBRES DU JURY :

- | | |
|---------------------|---|
| - M. R. Harba | Directeur de Thèse, Professeur à l'Université d'Orléans |
| - M. F. Lefeuvre | Président, Directeur de Recherche au CNRS (LPCE, Orléans) |
| - M. J. Juchniewicz | Rapporteur, Directeur de Recherche au CBK (Varsovie, Pologne) |
| - M. M. Pyée | Rapporteur, Professeur à l'Université Paris 7 |
| - M. G. Clerc | Examineur, Docteur-Ingénieur CNRS, parrain CNES |
| - M. Y. Touré | Examineur, Professeur à l'Université d'Orléans |

Cette thèse a été réalisée avec le concours de la Région Centre et du Centre National d'Etudes Spatiales

Remerciements

Je remercie Monsieur François Lefeuvre pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de m'avoir accordé sa confiance pour préparer cette thèse.

Je remercie Monsieur Rachid Harba, mon directeur de thèse, pour ses conseils et ses encouragements, de m'avoir introduit à la Recherche, ainsi que pour les moyens que l'ESPEO et le LESI ont mis à ma disposition.

Je remercie chaleureusement Monsieur Gérard Clerc, mon parrain CNES, de m'avoir transmis son savoir des capteurs magnétiques avec un plaisir partagé et d'avoir suivi mon travail avec un grand intérêt et avec patience.

Je remercie Messieurs Bernard Poirier et Henri Seran, qui m'ont successivement encadré au LPCE, m'apportant leurs encouragements.

Je remercie Messieurs Serge Gasnier, Guy Lamarque et Christophe Alayrac, à travers lui également la société IRIS Instrument, qui ont suivi mon travail, m'apportant leurs conseils et leur connaissance des capteurs magnétiques.

Je tiens à remercier Monsieur Volodia Krasnosselskikh, pour l'intérêt qu'il a porté pour mon travail, pour sa confiance, ses encouragements et sa bonne humeur. Je remercie également l'ensemble des chercheurs du LPCE qui se sont intéressés à mon travail et à « mon » capteur (« Œil de Lenz » comme je l'ai surnommé) et qui ont répondu à toutes mes questions concernant la physique des plasmas spatiaux.

Je remercie l'ensemble des électroniciens du LPCE pour leurs conseils et les discussions intéressantes que nous avons eues. Je remercie plus particulièrement Messieurs Patrice Fergeau, Michel Charretier et Michel Chabassière pour leur aide précieuse, me transmettant leur savoir-faire et leurs astuces. Je remercie également les électroniciens de l'ESPEO pour leur aide, lorsque je venais faire des mesures.

Je remercie Messieurs Maurice Pyée et Józef Juchniewicz, d'avoir eu la patience de lire ces 300 pages et pour les commentaires intéressants qu'ils m'ont faits.

Je remercie le Centre National d'Etudes Spatiales et la Région Centre qui m'ont permis de faire cette thèse en la finançant.

Je remercie l'ensemble des personnes du LPCE, avec qui j'ai eu plaisir à travailler dans la bonne humeur.

Je remercie les étudiants de l'ESPEO que j'ai eu le plaisir d'encadrer pour leur « projet industriel ». Leur travail s'est avéré utile jusqu'à la fin de ma thèse.

Je remercie chaleureusement l'ensemble des doctorants du LPCE, pour la plupart anciens-doctorants maintenant, Bertrand, Elena, Emmanuel, Franck, Guillaume, Jean-Yves, Johann, Laurent, Raphaël, Xavier ... pour leur bonne humeur, leurs encouragements et surtout pour avoir su *m'évader* de la thèse.

Je remercie également mes parents, ma sœur Agnès et mon frère Paul, ainsi que mes amis, extérieurs au laboratoire, pour leur soutien et leurs encouragements.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| 1- INTRODUCTION | 9 |
| 2- ETAT DE L'ART | 11 |
| 2.1- Principe de fonctionnement d'un capteur de champ magnétique..... | 11 |
| 2.1.1- Structure d'un capteur..... | 11 |
| 2.1.2- Charge, courant et onde électromagnétique | 12 |
| 2.1.3- Dédution du champ magnétique à partir de la mesure | 17 |
| 2.2- Champ magnétique alternatif minimal mesurable par les capteurs actuels..... | 21 |
| 2.2.1- Principe de l'induction électromagnétique..... | 22 |
| 2.2.1.1- Génération de la force électromotrice..... | 22 |
| 2.2.1.2- Schéma équivalent d'un capteur inductif | 23 |
| 2.2.2- Les principaux capteurs inductifs | 24 |
| 2.2.2.1- Les boucles sans noyau..... | 25 |
| 2.2.2.2- Les barres fluxmètres | 26 |
| 2.2.2.3- Les magnétomètres supraconducteurs | 28 |
| 2.2.3- Comparaison du seuil de sensibilité des différents types de capteurs..... | 32 |
| 2.3- Conditionnement du signal..... | 34 |
| 2.3.1- Conditions d'un transfert optimal du signal..... | 35 |
| 2.3.2- Effets perturbateurs..... | 35 |
| 2.4- Capteurs de champ magnétique réalisés pour la physique des plasmas spatiaux, pour des fréquences supérieures à 10kHz..... | 37 |
| 3- MODÉLISATION ET OPTIMISATION DANS LA BANDE 10KHZ – 100MHZ | 43 |
| 3.1- Application pour la physique des plasmas spatiaux : spécifications scientifiques et contraintes techniques | 43 |
| 3.1.1- Spécifications scientifiques | 44 |
| 3.1.2- Contraintes techniques..... | 45 |
| 3.2- Structure du capteur | 47 |
| 3.3- Caractéristiques de l'antenne..... | 48 |
| 3.3.1- La boucle primaire..... | 49 |
| 3.3.1.1- Résistance..... | 50 |
| 3.3.1.2- Inductance | 50 |
| 3.3.1.3- Choix du matériau conducteur..... | 53 |
| 3.3.1.4- Réponse de la boucle primaire à une onde électromagnétique..... | 54 |
| 3.3.2- Tore et bobinage secondaire | 73 |
| 3.3.2.1- Modélisation du tore comme un transformateur..... | 73 |
| 3.3.2.2- Modélisation des inductances | 78 |
| 3.3.2.3- Modélisation des capacités | 80 |
| 3.3.2.4- Modélisation des résistances..... | 85 |
| 3.3.2.5- Dépendances des impédances élémentaires avec la fréquence | 89 |
| 3.3.3- L'antenne complète | 95 |
| 3.3.3.1- Schéma électrique équivalent de l'antenne complète..... | 95 |
| 3.3.3.2- Impédance | 97 |
| 3.3.3.3- Fonction de transfert | 98 |

| | | |
|-------------|--|------------|
| 3.3.3.4- | Schéma équivalent en bruit..... | 99 |
| 3.3.3.5- | Modélisation de l'antenne en différentiel..... | 100 |
| 3.4- | Conception du conditionneur..... | 101 |
| 3.4.1- | Le préamplificateur..... | 102 |
| 3.4.1.1- | Modélisation du préamplificateur vue par l'antenne..... | 102 |
| 3.4.1.2- | Technologies des composants actifs..... | 103 |
| 3.4.1.3- | Caractéristiques du composant d'entrée..... | 104 |
| 3.4.2- | La Contre-réaction de flux..... | 105 |
| 3.5- | Modélisation du capteur..... | 107 |
| 3.5.1- | Fonctionnement en boucle ouverte..... | 107 |
| 3.5.1.1- | Modélisation..... | 107 |
| 3.5.1.2- | Calcul du seuil de sensibilité..... | 108 |
| 3.5.2- | Fonctionnement en boucle fermée..... | 109 |
| 3.5.2.1- | Fonction de transfert..... | 109 |
| 3.5.2.2- | Seuil de sensibilité..... | 112 |
| 3.6- | Critères d'optimisation..... | 113 |
| 3.6.1.1- | Optimisation de l'antenne..... | 113 |
| 3.6.1.2- | Optimisation du préamplificateur..... | 115 |
| 3.6.1.3- | Optimisation de la contre-réaction de flux..... | 126 |
| 3.6.1.4- | Caractéristiques choisies..... | 127 |
| 4- | MÉTHODOLOGIE..... | 131 |
| 4.1- | Modélisation et simulation..... | 131 |
| 4.2- | Mesures au pont d'impédance (20Hz – 1MHz)..... | 132 |
| 4.3- | Caractérisation de la fréquence de résonance à l'aide d'un Q-mètre (1kHz – 100MHz)..... | 132 |
| 4.4- | Mesures à l'analyseur de réseau (10Hz – 100MHz)..... | 134 |
| 4.4.1- | Principe de mesure : exemple de la fonction de transfert du préamplificateur..... | 134 |
| 4.4.2- | Mesure de la fonction de transfert de l'antenne et du capteur..... | 136 |
| 4.4.2.1- | Principe de la mesure..... | 137 |
| 4.4.2.2- | Montages de mesure..... | 137 |
| 4.4.3- | Montages de mesure de l'impédance..... | 141 |
| 4.4.3.1- | Mesure directe de la tension et du courant (méthode (I,V))..... | 141 |
| 4.4.3.2- | Mesure indirecte par résonance sur la fonction de transfert de l'antenne..... | 145 |
| 4.5- | Mesure de bruit à l'analyseur de spectre (10Hz – 100MHz)..... | 150 |
| 4.5.1- | Montage de mesure..... | 150 |
| 4.5.2- | Vérification de la qualité des conditions de mesure..... | 152 |
| 4.5.2.1- | Bruit propre de l'analyseur de spectre..... | 152 |
| 4.5.2.2- | Efficacité de blindage de la cage de Faraday..... | 153 |
| 4.6- | Caractérisation des générateurs de champ magnétique..... | 156 |
| 4.6.1- | Montage avec les bobines d'Helmholtz..... | 156 |
| 4.6.1.1- | Calcul du flux capté par la boucle primaire..... | 156 |
| 4.6.1.2- | Mesure de l'impédance des bobines par résonance..... | 157 |
| 4.6.1.3- | Estimation de la fréquence maximale d'utilisation des bobines d'Helmholtz..... | 158 |
| 4.6.2- | Montage avec la boucle d'excitation..... | 161 |
| 4.6.2.1- | Calcul du flux capté par la boucle primaire..... | 161 |
| 4.6.2.2- | Mesure de l'impédance de la boucle d'excitation..... | 164 |
| 4.6.2.3- | Estimation de la fréquence maximale d'utilisation de la boucle d'excitation..... | 166 |
| 4.6.2.4- | Comparaison entre la mesure d'impédance et la mesure du courant..... | 168 |
| 4.6.3- | Comparaison des deux générateurs de champ..... | 169 |

| | | |
|-------------|--|------------|
| 5- | SIMULATION ET VALIDATION EXPÉRIMENTALE..... | 171 |
| 5.1- | Boucle primaire | 171 |
| 5.1.1- | Modélisation | 171 |
| 5.1.1.1- | L'impédance en basse fréquence | 171 |
| 5.1.1.2- | La résistance en haute fréquence | 172 |
| 5.1.1.3- | Prise en compte des impédances de rayonnement..... | 173 |
| 5.1.1.4- | La force électromotrice et la sensibilité..... | 175 |
| 5.1.1.5- | Sensibilité à une onde électromagnétique..... | 176 |
| 5.1.2- | Mesure de l'impédance..... | 176 |
| 5.1.2.1- | Mesure au Q-mètre | 176 |
| 5.1.2.2- | Mesure au pont d'impédance | 177 |
| 5.1.2.3- | Mesure directe à l'analyseur de réseau | 178 |
| 5.1.2.4- | Analyse des mesures de l'inductance | 179 |
| 5.1.2.5- | Comparaison des mesures de la résistance | 181 |
| 5.1.3- | Mesure de la force électromotrice | 183 |
| 5.1.3.1- | Observation de la fonction de transfert..... | 183 |
| 5.1.3.2- | Mesure de la sensibilité spectrale aux fréquences basses..... | 184 |
| 5.2- | Antenne..... | 188 |
| 5.2.1- | Modélisation | 188 |
| 5.2.2- | Mesure des impédances | 190 |
| 5.2.2.1- | Mesure de la résistance ohmique du bobinage | 190 |
| 5.2.2.2- | Mesures des caractéristiques du tore | 193 |
| 5.2.2.3- | Mesure de la résistance et de l'inductance du bobinage secondaire | 201 |
| 5.2.2.4- | Mesure d'impédances sur l'antenne | 204 |
| 5.2.2.5- | L'inductance de l'antenne..... | 205 |
| 5.2.2.6- | La résistance de l'antenne | 208 |
| 5.2.2.7- | Le facteur de qualité de l'antenne..... | 211 |
| 5.2.2.8- | La capacité de l'antenne..... | 212 |
| 5.2.2.9- | Contribution des pertes diélectriques..... | 218 |
| 5.2.2.10- | Etude de la capacité de l'antenne en fonction de la méthode de bobinage | 225 |
| 5.2.3- | Mesure de la fonction de transfert | 231 |
| 5.2.3.1- | Comparaison entre mesure et modélisation..... | 231 |
| 5.2.3.2- | Amélioration de la fonction de transfert et sa mesure | 236 |
| 5.3- | Préamplificateur | 242 |
| 5.3.1- | Description du CLC425 et des montages testés | 242 |
| 5.3.1.1- | Comportement en bruit du CLC425 | 242 |
| 5.3.1.2- | Simulation SPICE du CLC425 | 245 |
| 5.3.1.3- | Montages testés avec l'antenne..... | 247 |
| 5.3.2- | Mesures sur le préamplificateur | 249 |
| 5.3.2.1- | Fonctions de transfert..... | 249 |
| 5.3.2.2- | Mesure de la bande passante du bruit de R_{in} | 252 |
| 5.3.2.3- | Bruits équivalents à l'entrée du préamplificateur | 255 |
| 5.4- | Capteur en boucle ouverte..... | 262 |
| 5.4.1- | Comparaison entre les deux montages préamplificateurs | 262 |
| 5.4.1.1- | Fonction de transfert | 262 |
| 5.4.1.2- | Seuil de sensibilité du capteur | 264 |
| 5.4.2- | Optimisation du capteur..... | 266 |
| 5.4.2.1- | Description des modifications | 266 |
| 5.4.2.2- | Mesure sur le capteur optimisé | 268 |
| 5.5- | Capteur en boucle fermée..... | 272 |
| 5.5.1- | Fonction de transfert du capteur en boucle fermée et de la contre-réaction | 272 |
| 5.5.2- | Seuil de sensibilité du capteur en boucle fermée..... | 277 |
| 5.5.3- | Comparaison des bruits mesurés en sortie du capteur..... | 279 |
| 5.6- | Conclusions sur la validation expérimentale | 281 |

Table des matières

| | | |
|-----------|--|------------|
| 5.6.1- | Les résultats expérimentaux et la modélisation..... | 282 |
| 5.6.2- | Comparaison avec les capteurs réalisés pour la physique des plasmas spatiaux | 286 |
| 5.6.3- | Orientations pour l'amélioration du capteur..... | 287 |
| 6- | CONCLUSION..... | 291 |
| | RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES | 295 |
| | ANNEXES..... | 301 |
| | Annexe A : Schéma électrique équivalent d'un bobinage..... | 303 |
| | Annexe B : Calcul de l'inductance d'une boucle à air circulaire ou carrée | 309 |
| | Annexe C : Perméabilité et ferromagnétisme | 313 |
| | Annexe D : Autres principes de mesure du champ magnétique..... | 317 |
| | Annexe E : Seuil de sensibilité de quelques capteurs inductifs..... | 327 |
| | Annexe F : Exemple d'un satellite ayant emporté une boucle à air : le satellite POLAR | 329 |
| | Annexe G : Principe de mesure du champ électrique : exemple du dipôle électrique | 331 |
| | Annexe H : Measurements of the magnetic field fluctuations in the Solar Orbiter Project, [Krasnosselskikh et al., 2001]..... | 337 |

Chapitre 1

Introduction

1 Introduction

La mesure du champ magnétique tient une place importante dans l'étude des propriétés physiques de la Terre. Le géomagnétisme a montré qu'au champ dipolaire de la Terre, d'origine interne, se superposent des variations, d'origine externe, qui représentent environ 10% du champ total et sont d'autant plus faibles qu'elles sont rapides. Elles sont dues à l'interaction du champ magnétique de la Terre avec le vent solaire, flux de particules et d'ondes électromagnétiques, rayonné par le Soleil. Cette interaction crée autour de la Terre la magnétosphère et l'ionosphère, milieux ionisés, sièges d'une intense activité électromagnétique.

La connaissance complète de cette activité suppose des mesures *in situ* des composantes électrique et magnétique du champ électromagnétique. En effet, les milieux étudiés étant des plasmas, ces composantes sont découplées aux fréquences inférieures à leur fréquence plasma qui peut atteindre 20 MHz au voisinage de la Terre, dans l'ionosphère, et approcher 100 MHz dans la couronne solaire.

Les missions spatiales les plus récentes ont emporté des magnétomètres adaptés aux fréquences de 10kHz à 1MHz avec un seuil de sensibilité de l'ordre $0,3$ à $1 \times 10^{-6} \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Dans ce mémoire, nous étudierons la faisabilité d'un capteur de champ magnétique fonctionnant entre 10kHz et 100MHz et présentant un seuil de sensibilité de $10^{-6} \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans toute cette bande. Cela permettrait d'étendre aux fréquences élevées les performances déjà atteintes sans accroître la masse et la puissance électrique, limitées à bord d'un satellite.

Cette étude est motivée plus précisément par la préparation des missions Solar Probe de la N.A.S.A. (National Aeronautics and Space Administration) et Solar Orbiter de l'E.S.A. (European Space Agency).

Dans le chapitre 2, après un rappel de la physique des champs magnétiques, nous présenterons l'état de l'art des instruments réalisés pour les mesurer. Nous nous attacherons à évaluer le domaine de fréquences et le seuil de sensibilité des instruments actuels, selon les principes physiques qu'ils utilisent. Ensuite nous exposerons les conditions d'un transfert optimal du signal capté à l'instrumentation située en aval, par l'intermédiaire d'un étage d'adaptation. Nous terminerons par la comparaison des transducteurs réalisés pour la physique des plasmas spatiaux,

fonctionnant aux fréquences supérieures à 10kHz et ayant déjà été embarqués, afin de retenir le principe le mieux adapté à nos objectifs.

Dans le chapitre 3, après avoir exposé les spécifications scientifiques demandées et les contraintes techniques liées à une application spatiale, nous détaillerons la modélisation de notre instrument, une boucle sans noyau. La description de ses constituants, l'antenne et le préamplificateur, nous mènera à un modèle du capteur simulant sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité, aboutissant ainsi à la définition de critères d'optimisation.

Dans le chapitre 4, nous présenterons les instruments et les méthodes utilisés, suivant les gammes de fréquences, pour déterminer l'impédance de l'antenne et de ses éléments, caractériser le capteur et vérifier son fonctionnement.

Nous présenterons en particulier les deux générateurs de champ magnétique réalisés pour les mesures de fonction de transfert, un jeu de bobines d'Helmholtz et un dipôle magnétique, évaluant les limites d'utilisation de chacun d'eux.

Dans le chapitre 5, nous comparerons les mesures de caractérisation du capteur avec sa simulation, évaluant leur accord mais aussi les limites de la modélisation. Nous vérifierons l'impédance de l'antenne et de ses éléments, et la fonction de transfert du capteur à différentes étapes du trajet du signal. Nous analyserons les mesures de bruit du préamplificateur, nous attachant à retrouver les sources équivalentes de bruit de son modèle. Nous étudierons le seuil de sensibilité du capteur au regard de différentes optimisations. Nous terminerons ce chapitre par la comparaison des performances de notre prototype avec les capteurs magnétométriques présentés au chapitre 2.

Nous concluons cette étude par les perspectives qu'elle ouvre d'une part pour l'instrumentation et d'autre part pour la géophysique.

Chapitre 2

Etat de l'art

2 Etat de l'art

Les nombreux phénomènes physiques permettant de mesurer le champ magnétique ont donné naissance à une multitude de capteurs. Nous présenterons ici les principales techniques utilisées, en nous intéressant aux performances des instruments conçus. En Géophysique, les capteurs mesurent fréquemment le champ magnétique ambiant, aussi leur conception est guidée par l'optimisation du rapport signal à bruit.

Nous allons d'abord présenter le diagramme fonctionnel d'un capteur de champ magnétique, les lois de l'électromagnétisme régissant le comportement du champ magnétique et la caractérisation du champ à partir de la mesure. Puis nous décrirons différents principes de mesure en comparant les performances obtenues. Nous présenterons ensuite les principes du conditionnement du signal, indispensable pour faciliter son traitement. Nous terminerons par la description des principales réalisations faites pour la physique des plasmas spatiaux, au-delà de 10kHz.

2.1 Principe de fonctionnement d'un capteur de champ magnétique

2.1.1 Structure d'un capteur

Un capteur de champ magnétique, ou *capteur magnétométrique*, mesure le champ magnétique \vec{H} et fournit un signal, généralement électrique \vec{V} , relié à ce champ par la *fonction de transfert* \vec{V} / \vec{H} . Etant l'élément de tête de la chaîne d'acquisition, il comporte d'une part un élément sensible à la grandeur physique détectée et d'autre part un conditionneur, qui réalise différentes fonctions électroniques afin de délivrer un signal facilement exploitable [Asch, 1983] (*Figure 2.1*). Les principales fonctions qu'il réalise sont l'adaptation d'impédance, l'amplification, la linéarisation, le filtrage, la numérisation.

Dans le cadre de ce travail, nous limitons l'étude du capteur à son *antenne*, qui est l'élément sensible au champ magnétique, et son *préamplificateur*, qui est l'étage d'entrée du conditionneur et dont la prise en compte est indispensable pour l'optimisation du rapport signal à bruit. Le préamplificateur réalise une partie des fonctionnalités que nous venons d'énumérer : nous pouvons

le décomposer en un réseau de couplage permettant l'adaptation d'impédance et un amplificateur. Ainsi l'instrumentation connectée en aval est transparente pour l'antenne.

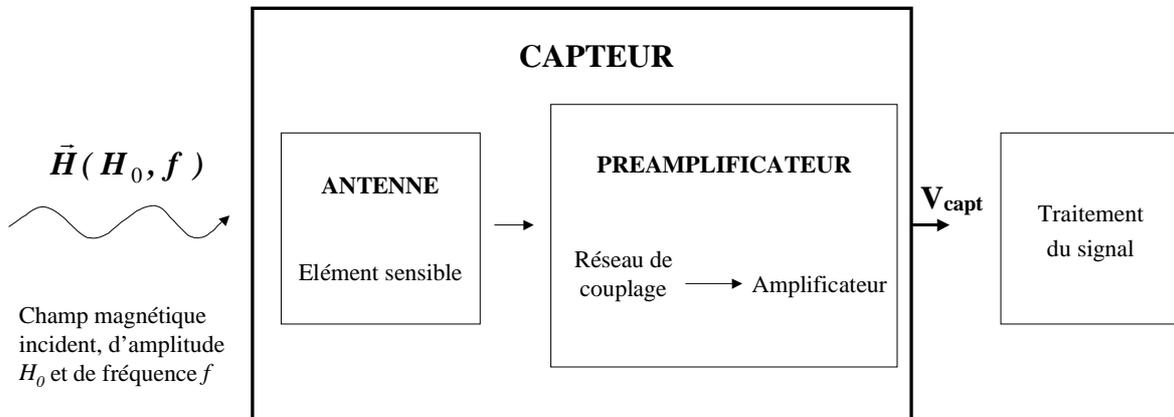


Figure 2.1 - Représentation synoptique d'un capteur de champ magnétique dans la chaîne d'acquisition ; l'antenne capte le champ et le préamplificateur adapte et amplifie le signal.

2.1.2 Charge, courant et onde électromagnétique

Caractérisation électromagnétique d'un milieu : équations de Maxwell

Une distribution de charges ou de courants est une source rayonnant des ondes électromagnétiques et réciproquement les ondes génèrent des distributions de charges et de courants dans un milieu, c'est le principe de réciprocité. Ces interactions sont régies par les équations de Maxwell. Ajoutons que les ondes interagissent entre elles et que les distributions s'influencent mutuellement.

Considérons un milieu quelconque caractérisé en chaque point P de coordonnées (x,y,z) et à l'instant t , par une distribution volumique de charges $\rho(P,t)$ et de courants $\vec{J}(P,t)$, où règne un champ électromagnétique constitué d'une composante électrique E et d'une composante magnétique H . Ces deux composantes sont chacune composée de deux grandeurs vectorielles, un champ et une induction [Roubine et Bolomey, 1986] :

- un champ électrique $\vec{E}(P,t)$ et une induction électrique $\vec{D}(P,t)$;
- un champ magnétique $\vec{H}(P,t)$ et une induction magnétique $\vec{B}(P,t)$;

2.1 Principe de fonctionnement d'un capteur de champ magnétique

Ces quatre grandeurs vectorielles et les deux densités volumiques sont reliées par les quatre équations de Maxwell, dont l'expression locale en régime variable est la suivante :

Equation de Maxwell-Faraday :

$$\text{rot}\vec{E}(P,t) + \frac{\partial\vec{B}(P,t)}{\partial t} = \vec{0}. \quad (2.1)$$

Equation de Maxwell-Ampère :

$$\text{rot}\vec{H}(P,t) - \vec{J}(P,t) - \frac{\partial\vec{D}(P,t)}{\partial t} = \vec{0}. \quad (2.2)$$

Equation de Maxwell-Gauss électrique :

$$\text{div}\vec{D}(P,t) = \rho(P,t). \quad (2.3)$$

Equation de Maxwell- Gauss magnétique :

$$\text{div}\vec{B}(P,t) = 0. \quad (2.4)$$

L'induction et le champ relatifs à une même composante du champ électromagnétique sont reliés au moyen de deux caractéristiques du milieu qui sont sa permittivité ε et sa perméabilité μ absolues :

Pour le champ et l'induction électriques :

$$\vec{D}(P,t) = \varepsilon\vec{E}(P,t). \quad (2.5)$$

Pour le champ et l'induction magnétiques :

$$\vec{B}(P,t) = \mu\vec{H}(P,t). \quad (2.6)$$

On définit la permittivité relative ε_r et la perméabilité relative μ_r par référence à la permittivité ε_0 et la perméabilité μ_0 du vide :

$$\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0, \quad (2.7)$$

$$\mu = \mu_r\mu_0. \quad (2.8)$$

Dans le système M.K.S.A., $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} F.m^{-1}$ et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H.m^{-1}$.

Un milieu linéaire, isotrope et homogène (LIH), est caractérisé par une permittivité et une perméabilité scalaires, indépendantes de l'orientation des champs. Physiquement, l'induction induite dans un milieu LIH peut être décrite comme une amplification, ou une atténuation, de

l'intensité du champ électromagnétique, parce qu'elle est parallèle au champ et de même sens. Le matériau attire ou repousse les lignes de champ.

A l'aide des équations (2.5) à (2.8), nous pouvons réécrire les équations de Maxwell, (2.1) à (2.4), en fonction de la permittivité et la perméabilité du milieu et en fonction de seulement deux grandeurs vectorielles, l'une électrique et l'autre magnétique. Comme la plupart des auteurs, nous choisissons d'exprimer les équations de Maxwell en fonction de l'induction magnétique et du champ électrique.

Equation de Maxwell-Faraday :

$$\text{rot} \vec{E}(P, t) + \frac{\partial \vec{B}(P, t)}{\partial t} = \vec{0}. \quad (2.9)$$

Equation de Maxwell-Ampère :

$$\text{rot} \vec{B}(P, t) - \mu_r \mu_0 \vec{J}(P, t) - \epsilon_r \mu_r \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}(P, t)}{\partial t} = \vec{0}. \quad (2.10)$$

Equation de Maxwell-Gauss électrique :

$$\text{div} \vec{E}(P, t) = \frac{\rho(P, t)}{\epsilon_r \epsilon_0}. \quad (2.11)$$

Equation de Maxwell-Gauss magnétique :

$$\text{div} \vec{B}(P, t) = 0. \quad (2.12)$$

Force électromagnétique : action d'un champ sur une charge et sur un courant

Supposons une particule ponctuelle de charge q située en P , se déplaçant à la vitesse \vec{v} dans un milieu où règnent un champ électrique $\vec{E}(P, t)$ et une induction magnétique $\vec{B}(P, t)$. Cette particule subit alors une force $\vec{F}_L(P, t)$ appelée force de Lorentz :

$$\vec{F}_L(P, t) = q(\vec{E}(P, t) + \vec{v} \wedge \vec{B}(P, t)). \quad (2.13)$$

Considérons un élément de conducteur rectiligne de section S et de longueur $d\vec{l}$, parcouru parallèlement à $d\vec{l}$ par un courant I et soumis à une induction magnétique \vec{B} constante. Cet élément subit alors localement la force de Laplace :

2.1 Principe de fonctionnement d'un capteur de champ magnétique

$$d\vec{F} = I(d\vec{l} \wedge \vec{B}). \quad (2.14)$$

Si l'induction est orthogonale au sens du courant, la force est perpendiculaire aux deux.

Propagation des ondes électromagnétiques

Dans un espace sans charge ni courant, c'est-à-dire dans le vide et loin de toute source de rayonnement, le champ électromagnétique prend la forme d'une onde plane, homogène, transversale, se déplaçant suivant sa direction de propagation donnée par le vecteur d'onde \vec{k} , à une vitesse c_0 qui est la célérité de lumière :

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \approx 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}. \quad (2.15)$$

L'amplitude du vecteur d'onde dans le vide, k_0 , d'une onde de pulsation ω , est :

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}. \quad (2.16)$$

Dans un tel milieu, les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde et entre eux. Le rapport de leurs amplitudes est constant :

$$\frac{\|\vec{E}\|}{\|\vec{B}\|} = c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}}. \quad (2.17)$$

Dans la région proche de la distribution de charges ou de courants, source de l'onde, que l'on qualifie de zone en champ proche, les deux champs ne sont pas transversaux à l'onde ni orthogonaux entre eux. Le rapport des amplitudes n'est plus constant et selon le type de source, l'intensité de l'un des champs est nettement prépondérant. Dans le cas contraire, la région de l'espace est appelée zone en champ lointain.

La limite entre ces deux types de région est définie par le rapport entre la distance d de l'onde à sa source et sa longueur d'onde λ . On considère être en champ lointain lorsque $d \gg \lambda/2\pi$.

Cas d'une onde sinusoïdale

Nous allons considérer dorénavant que l'onde varie sinusoïdalement en fonction du temps à une pulsation ω , qui est reliée à la fréquence f de l'onde par la relation $\omega = 2\pi f$. En effet toute onde

peut être décrite comme une somme d'ondes sinusoïdales. D'autre part, les mesures d'étalonnage du capteur ont été effectuées avec ce type d'ondes.

En un point P de l'espace, une onde $\vec{E}(P, t)$ est alors caractérisée par sa pulsation ω et son amplitude $E(P, 0)$ à l'origine du temps. En considérant des ondes sinusoïdales, on associe à une onde réelle une onde complexe. Elle s'écrit ainsi sous forme complexe :

$$\vec{E}(P, t) = \vec{E}(P, 0) e^{j\omega t}. \quad (2.18)$$

Tout au long du manuscrit, nous conserverons cette notation complexe qui simplifie les calculs et met en valeur la pulsation, donc la fréquence. Dans le vide, la pulsation et la longueur d'onde sont alors liées la relation suivante :

$$\lambda = \frac{2\pi c_0}{\omega} = \frac{c_0}{f}. \quad (2.19)$$

Echelle macroscopique : formulation intégrale

A l'échelle macroscopique, dans un milieu continu, nous pouvons écrire les équations de Maxwell sous une forme intégrale, permettant d'aboutir aux courants et aux tensions, qui sont des grandeurs électriques facilement mesurables. Ce milieu peut être un volume Ω , délimité par une surface fermée S_f , ou une surface ouverte S délimitée par un contour fermé Γ . On définit \vec{n} comme le vecteur unitaire, normal en tout point à la surface. Dans le cas d'une surface ouverte, l'orientation positive de \vec{n} est définie à partir du choix d'un sens de parcours positif du contour Γ . Dans le cas d'une surface fermée, l'orientation est définie positive vers l'extérieur de la surface. Les équations (2.9) à (2.12) (p.14) deviennent :

$$\oint_{\Gamma} \vec{E}(P, t) \cdot d\vec{l} = -j\omega \iint_S \vec{B}(P, t) \cdot \vec{n} dS, \quad (2.20)$$

$$\oint_{\Gamma} \vec{B}(P, t) \cdot d\vec{l} = \mu_r \mu_0 I + j\omega \epsilon_r \mu_r \epsilon_0 \mu_0 \iint_S \vec{E}(P, t) \cdot \vec{n} dS, \quad (2.21)$$

$$\oiint_{S_f} \vec{E}(P, t) \cdot \vec{n} dS = \frac{Q_{int}}{\epsilon_r \epsilon_0}, \quad (2.22)$$

$$\oiint_{S_f} \vec{B}(P, t) \cdot \vec{n} dS = 0. \quad (2.23)$$

Dans les équations (2.20) à (2.23), les distributions de charges et de courants sont également redéfinies à l'échelle macroscopique. A la distribution volumique de charges $\rho(P,t)$ correspond une charge globale Q_{int} contenu dans le volume Ω (2.24) et au flux de la distribution de courants $\vec{J}(P,t)$ traversant la surface S un courant I (2.25).

$$\iiint_{\Omega} \rho(P,t) d\tau = Q_{int}, \quad (2.24)$$

$$\iint_S \vec{J}(P,t) \cdot \vec{n} dS = I. \quad (2.25)$$

2.1.3 Dédution du champ magnétique à partir d'une mesure

Le champ magnétique étant une grandeur vectorielle, le capteur doit permettre de retrouver l'intensité, la direction et le sens du champ. Cela nécessite d'une part de connaître la relation entre le signal mesuré et le champ capté, d'autre part d'estimer les limites de cette relation.

Intensité et fréquence

Pour estimer l'intensité il faut connaître la *sensibilité* G du capteur, c'est-à-dire le facteur d'échelle reliant l'amplitude du signal V_{capt} délivré à l'amplitude du champ capté B_0 . Le signe de ce facteur indique le sens du champ :

$$G = \frac{V_{capt}}{B_0}. \quad (2.26)$$

Le capteur peut mesurer un champ continu ou un champ variable dans le temps, dans ce cas la mesure se fait dans le domaine fréquentiel. La sensibilité est alors fonction de la *fréquence* de mesure. Elle est exprimée sous forme complexe, en fonction de la pulsation complexe ($j\omega$). Dans ce cas, le terme *fonction de transfert* est également employé, auquel on associe l'*amplitude* $A(\omega)$ et la *phase* $\varphi(\omega)$. L'amplitude correspond à la sensibilité du capteur. La phase, qui est une caractéristique intrinsèque de l'instrument, traduit un décalage temporel entre le champ incident et le signal délivré :

$$G(j\omega) = A(\omega)e^{j\varphi(\omega)} = \frac{V_{capt}}{B_0 e^{j\omega t}}. \quad (2.27)$$

La bande de fréquence dans laquelle le capteur fonctionne est sa *bande passante*, généralement définie comme l'intervalle de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ dans lequel l'amplitude de la sensibilité $|G(j\omega)| = A(\omega)$ chute au maximum d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à la sensibilité maximale A_0 :

$$A(\omega_1) = A(\omega_2) = \frac{A_0}{\sqrt{2}}. \quad (2.28)$$

Exprimé en décibels (dB) :

$$20\text{Log}A(\omega_1) = 20\text{Log}A(\omega_2) = 20\text{Log}A_0 - 3\text{dB}. \quad (2.29)$$

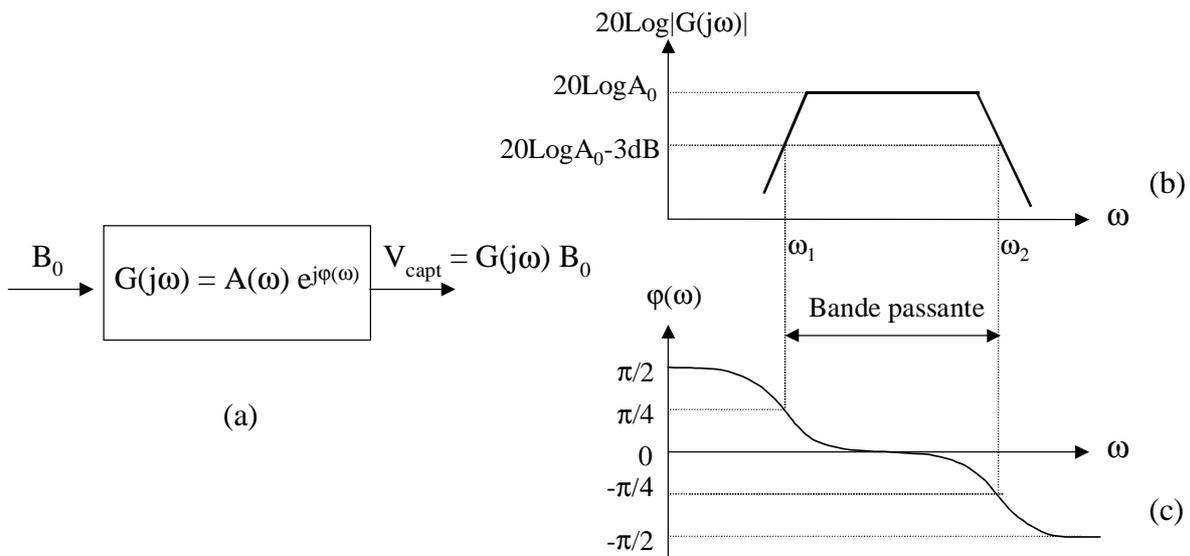


Figure 2.2 : Définition de la fonction de transfert d'un capteur (a) et représentation sous forme d'un diagramme de Bode de l'amplitude (b) et de la phase (c) (exemple d'un filtre passe-bande RC).

Le capteur est également caractérisé par sa dynamique de mesure, qui est le rapport du champ maximal mesurable sans saturer le capteur au champ minimal mesurable supérieur à son bruit propre. Ce dernier fixe le seuil en dessous duquel le signal de l'instrument ne correspond plus à un champ détecté [Pulz, 1997].

Notons que la détection d'un champ continu et d'un champ variable est généralement effectuée par des capteurs différents.

Direction du champ

La détermination de la direction ne peut pas être obtenue à l'aide d'un seul capteur. Celui-ci est caractérisé par sa directivité, qui est la relation entre l'amplitude du signal du capteur et l'angle d'incidence du champ par rapport à un axe privilégié de détection maximale. La direction du champ est reconstituée à l'aide de trois capteurs disposés en trièdre, effectuant une détection suivant trois directions orthogonales deux à deux.

Remarquons que certains capteurs magnétométriques effectuent une mesure scalaire du champ, indépendante de sa direction.

Dans le cas de la mesure d'une onde électromagnétique, les capteurs magnétométriques sont associés à des capteurs de champ électrique, reconstituant ainsi la composante électrique et la composante magnétique de l'onde.

Seuil de sensibilité

Le bruit intrinsèque du capteur définit la limite inférieure de mesure de l'intensité du champ. Il est un signal aléatoire, d'origine électrique dans notre cas, généré par le capteur lui-même et perturbant la mesure. Comme ce bruit $b(t)$ et le champ magnétique $s(t)$, mesuré à l'instant t , sont issus de processus différents, nous pouvons considérer qu'ils sont indépendants. Ainsi le signal $m(t)$ délivré par le capteur résulte de la superposition de sa réponse au champ magnétique et de son bruit propre.

$$m(t) = s(t) + b(t) \quad (2.30)$$

$b(t)$ est caractérisé par une fonction de distribution $f(b)$ qui décrit la probabilité de mesurer la valeur de la variable aléatoire b , continue dans le cas du bruit électrique. On calcule le moment d'ordre 2 de la distribution, la variance, en supposant que b est un processus stationnaire et ergodique :

$$\text{var}\{b\} = \int_{-\infty}^{+\infty} (b - b_{\text{moy}})^2 f(b) db, \quad (2.31)$$

où b_{moy} est la valeur moyenne du bruit électrique, qui est généralement nulle. On lui associe une autre quantité, appelée écart-type :

$$\sigma_b = \sqrt{\text{var}\{b\}}. \quad (2.32)$$

Le bruit électrique, qui est un processus aléatoire dans le temps, peut être décrit également comme une superposition de signaux sinusoïdaux de fréquences et d'amplitudes différentes. Il présente donc un spectre dans le domaine fréquentiel obtenu par transformée de Fourier :

$$b(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} b(t) e^{-j2\pi ft} dt = F[b(t)]. \quad (2.33)$$

On lui associe une transformée inverse :

$$b(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} b(f) e^{j2\pi ft} df = F^{-1}[b(f)]. \quad (2.34)$$

Le bruit électrique, supposé ergodique et stationnaire, ainsi transposé dans le domaine spectral peut être traité comme une somme de signaux périodiques.

Rappelons que pour un signal sinusoïdal, de période T , tel qu'une tension $v(t) = V \cos \omega t$, ($\omega = \frac{2\pi}{T}$), on définit une valeur efficace V_{eff} et une valeur quadratique moyenne V_{qm} :

$$V_{qm} = V_{eff}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T V^2 \cos^2 \omega t dt = \left(\frac{V}{\sqrt{2}} \right)^2. \quad (2.35)$$

Si cette tension est mesurée aux bornes d'une résistance R , alors $\frac{V_{eff}^2}{R}$ est la puissance dissipée dans R . Ainsi V_{qm} est la puissance du signal dissipée dans une charge de 1Ω .

Dans le domaine spectral, on associe au bruit une densité spectrale de puissance estimée comme :

$$dsp_f(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T b(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2. \quad (2.36)$$

Pour un bruit en tension, $dsp_f(f)$ s'exprime en Volts²/Hz. Pour rester homogène aux variables mesurées, nous utiliserons la densité spectrale de la tension de bruit $\sqrt{dsp_f(f)}$, exprimée en Volts/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Nous utiliserons de même la densité spectrale du courant de bruit, exprimée en Ampères/ $\sqrt{\text{Hz}}$, et la densité spectrale de bruit magnétique, exprimée en Teslas/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

2.2 Champ magnétique alternatif minimal mesurable par les capteurs actuels

Pour la mesure du bruit dans le domaine spectral, à une fréquence f_0 , on estime donc la densité spectrale de puissance $dsp_f(f_0)$ à partir de la valeur efficace V_{eff} mesurée dans l'intervalle de fréquence Δf , centré sur f_0 :

$$dsp_f(f_0) = \frac{V_{eff}^2}{\Delta f} = \frac{1}{\Delta f} \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} dsp_f(f) df . \quad (2.37)$$

$dsp_f(f_0)$ est alors la valeur moyenne dans la bande Δf qui est la largeur du filtre utilisé. Cette densité spectrale étant fonction de la fréquence, la largeur spectrale Δf doit être la plus faible possible pour connaître $dsp_f(f_0)$ avec précision.

Le bruit $b(f)$ est mesuré à la sortie du capteur en le protégeant de toute excitation externe. Il est exprimé sous la forme d'une densité spectrale $b_s(f) = b(f) / \sqrt{\Delta f}$. A l'aide de la fonction de transfert, nous déduisons la densité spectrale de bruit $b_e(f)$ équivalente à l'entrée de l'instrument. Ce calcul permet de traduire le bruit du capteur en une densité spectrale de bruit magnétique équivalente, qui est son seuil de sensibilité :

$$b_e(f) = \frac{b_s(f)}{|G(j2\pi f)|} . \quad (2.38)$$

Le signal minimal mesurable est généralement défini comme le champ d'intensité trois fois supérieure au seuil de sensibilité.

Dans le cas d'une mesure de champ continu, le bruit est exprimé plus simplement, en *Teslas*.

2.2 Champ magnétique alternatif minimal mesurable par les capteurs actuels

Nous allons décrire ici les phénomènes et les principes de capteurs permettant de mesurer le champ magnétique en donnant un aperçu global. Ces capteurs sont des *capteurs magnétométriques*, constituant une partie des capteurs magnétiques, qui utilisent tous des propriétés magnétiques pour mesurer une grandeur physique, qui n'est pas nécessairement le champ. Elle peut être le déplacement, la vitesse, la déformation.

L'article de J. Lenz [1990] et le rapport de Duret [1994] répertorient les différentes méthodes de mesure du champ magnétique. Nous décrivons ici les trois principaux types de capteurs, qui sont

inductifs, atteignant le plus faible seuil de sensibilité au-delà de 10kHz. Nous décrivons dans l'Annexe D les autres principes de capteurs qui sont comparés sur la Figure 2.13 (p.33).

2.2.1 Principe de l'induction électromagnétique

2.2.1.1 Génération de la force électromotrice

Les capteurs à induction utilisent la loi de Lenz qui découle de l'équation de Maxwell-Faraday [Snelling, 1988], écrite sous la forme intégrale à l'équation (2.20) (p.16). Le terme de gauche de l'équation a la dimension d'une différence de potentiel, c'est une force électromotrice inductive $e(t)$ générée par la circulation du champ électrique sur le contour fermé Γ :

$$e(t) = \oint_{\Gamma} \vec{E}(P,t) \cdot d\vec{l}. \quad (2.39)$$

Le membre de droite de l'équation est l'expression de la variation temporelle du flux $\Phi(t)$ de l'induction magnétique $\vec{B}(P,t)$ traversant la surface S :

$$\Phi(t) = \iint_S \vec{B}(P,t) \cdot \vec{n} dS. \quad (2.40)$$

Nous aboutissons à la loi de Lenz:

$$e(t) = - \frac{d\Phi(t)}{dt}. \quad (2.41)$$

Pour un champ sinusoïdal, cette relation s'écrit dans le domaine fréquentiel :

$$e(j\omega) = -j\omega\Phi(j\omega). \quad (2.42)$$

Physiquement, cette loi signifie qu'une induction magnétique induit dans un circuit fermé un courant qui génère à son tour un flux d'induction magnétique tendant s'opposer à celui qui l'a produit.

Pratiquement, nous pouvons réaliser le circuit fermé avec un conducteur, auquel nous donnons la forme d'une boucle de surface S . Nous fermons le circuit en reliant les deux extrémités du fil au travers d'une résistance R_c de forte valeur, comme le montre la Figure 2.3. En appliquant une induction magnétique \vec{B} d'amplitude B_0 et de pulsation $\omega = 2\pi f$, uniforme sur toute la surface

de la boucle et perpendiculaire à celle-ci, nous générons la force électromotrice $e(j\omega)$ qui est une tension mesurable aux bornes de R_c .

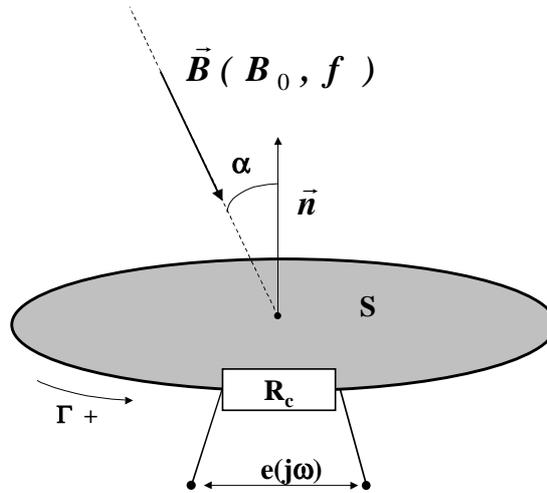


Figure 2.3 : Principe de génération de la force électromotrice $e(j\omega)$ par la loi de Lenz.

L'équation (2.40) montre que le flux de l'induction traversant la boucle dépend de l'angle d'incidence α du champ par rapport à la normale \vec{n} à la surface de la boucle. Si l'on réalise la boucle avec N spires, toutes de même surface S , cela équivaut à sommer la contribution de la surface de chaque spire, la force électromotrice de la relation (2.42) prend la forme générale :

$$e(j\omega) = -j\omega NB_0 e^{j\omega t} S \cos \alpha . \quad (2.43)$$

Cette relation montre d'une part que la force électromotrice croît avec la fréquence, augmentant la sensibilité de la boucle, d'autre part que celle-ci n'est pas sensible à un champ continu.

2.2.1.2 Schéma équivalent d'un capteur inductif

En terme d'impédance, un bobinage de N spires peut être décrit par une inductance L_S en série avec une résistance R_S , l'ensemble étant associé en parallèle avec une capacité C_0 (Annexe A). La résistance R_S est la résistance ohmique du fil avec lequel le bobinage est réalisé. L'inductance L_S traduit le couplage inductif entre les spires dû au courant qui les traverse. La capacité C_0 , appelée capacité répartie du bobinage, exprime le couplage capacitif entre les spires dû à la différence de potentiel générée entre deux spires voisines par le courant qui y circule.

Comme nous l'avons dit plus haut, le champ magnétique crée dans le bobinage une force électromotrice, qui n'est pas localisée en un point mais se trouve générée globalement. Du point de vue du schéma électrique équivalent, cette force peut être représentée par une source de tension sinusoïdale placée en série avec l'inductance et la résistance, comme montré sur la *Figure 2.4*. La tension vue en sortie du bobinage est alors la tension vue aux bornes de la capacité répartie, qui agit comme un pont diviseur avec la résistance et l'inductance. Un préamplificateur amplifie cette tension.

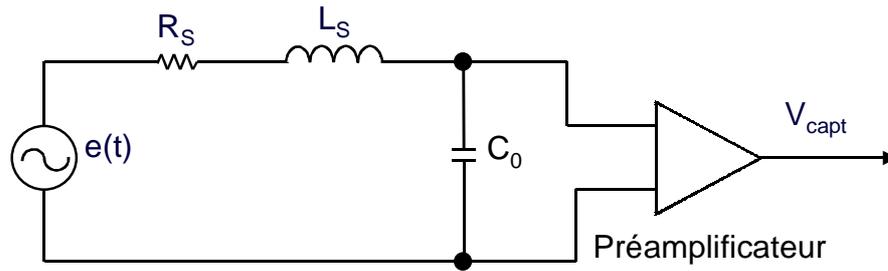


Figure 2.4 : Schéma électrique équivalent du principe d'un capteur magnétométrique inductif : un bobinage associé à un préamplificateur.

L'association de l'inductance avec la capacité induit une résonance sur la tension vue à l'entrée du préamplificateur, à la fréquence de résonance propre du bobinage f_0 . A cette fréquence, la puissance du signal transmis par l'antenne au préamplificateur est maximale car les réactances de l'inductance et de la capacité sont égales. C'est également au voisinage de cette fréquence, que le seuil de sensibilité du capteur est le plus faible, car son bruit est principalement généré par le préamplificateur.

Pour profiter de ce minimum du seuil de sensibilité, le capteur est donc conçu de sorte à intégrer sa fréquence de résonance dans sa bande passante.

2.2.2 Les principaux capteurs inductifs

Parmi les capteurs magnétométriques utilisant l'induction magnétique, nous avons répertorié trois types de capteurs fonctionnant aux fréquences supérieures à 10kHz : les boucles sans noyau, les barres fluxmètres et les magnétomètres supraconducteurs. Nous allons présenter leur principe et leurs performances.

Ces capteurs fournissent un signal électrique dépendant de la fréquence. Ils ont donc une bande passante limitée. Comme nous l'avons montré avec l'équation (2.43) (p.23), ce sont des magnétomètres directifs, puisque leur réponse dépend de leur orientation dans le champ magnétique.

2.2.2.1 Les boucles sans noyau

Le principe des boucles sans noyau, ou boucles à air (*Figure 2.5*) (appelées « loop antennas » en anglais), est l'un des plus simples permettant de détecter un champ magnétique. Pour augmenter la sensibilité de la boucle on peut la réaliser avec plusieurs spires et augmenter sa section. Cette dernière est un paramètre important fixant la gamme de fréquences d'utilisation de la boucle, qui s'étend depuis quelques Hz jusqu'au GHz. Pour les fréquences élevées, il est nécessaire de réduire sa taille, car elle se comporte comme un dipôle électrique au-delà d'une certaine fréquence. Le choix du nombre de spires permet également d'ajuster l'inductance et la capacité de la boucle et de situer sa fréquence de résonance dans la bande souhaitée. L'augmentation du nombre de spires augmente la surface effective de capture du champ magnétique sans modifier la taille.

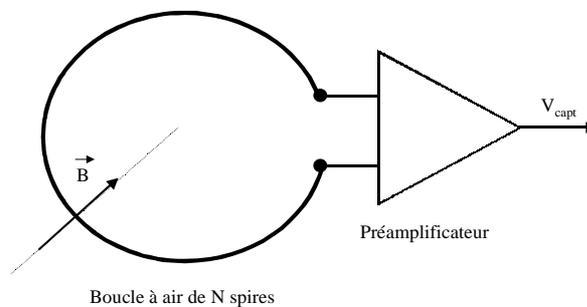


Figure 2.5 : Schéma de principe d'un capteur inductif à boucle sans noyau.

Ce principe est utilisé pour de nombreuses applications pour lesquelles différentes améliorations techniques confèrent aux capteurs de bonnes performances.

Des boucles à air d'un diamètre de l'ordre du mètre sont utilisées pour la réception des ondes hectométriques, kilométriques et supérieures. Dans ces gammes de fréquence (approximativement 3kHz – 3MHz), elles remplacent des antennes électriques d'une longueur supérieure d'au moins 10 fois à leur diamètre [Brault and Piat, 1997]. En compatibilité

électromagnétique, des boucles à air d'un diamètre voisin du centimètre sont utilisées pour détecter et localiser des rayonnements parasites d'origine magnétique au sein des circuits électriques et électroniques [Yordanov, 1994]. Typiquement, une boucle de 3cm de diamètre permet de faire ces mesures dans une gamme comprise entre 1MHz et quelques 100MHz, voire 1GHz. Comme nous le verrons dans la présentation des magnétomètres à SQUID (§ 2.2.2.3 p.28), l'ajout d'une boucle de quelques centimètres de diamètre réalisée avec un matériau supraconducteur diminue leur seuil de sensibilité. La faible dimension de la boucle est liée d'une part à l'optimisation du volume nécessitant une très basse température, d'autre part au besoin d'une localisation précise de la source de rayonnement pour les applications médicales.

En dessous de 10kHz, les applications en géophysique, sensibles au bruit, utilisent les barres fluxmètres qui sont plus performantes. Entre 10kHz et 1MHz, les meilleures performances obtenues, sur des capteurs réalisés pour la physique des plasmas spatiaux, sont de l'ordre de $4 \cdot 10^{-7} \text{ nT} / \sqrt{\text{Hz}}$ [Gurnett et al., 1995]. Ce point sera détaillé au paragraphe 2.4 (p.38).

Notons que les boucles à air sont également utilisées comme générateur de champ magnétique, comme nous le décrivons au chapitre 4. Suivant le principe de réciprocité, en injectant un courant dans la boucle, celle-ci rayonne un champ magnétique [Terrien, 1994].

2.2.2.2 Les barres fluxmètres [Clerc, 1971]

Les barres fluxmètres (« search-coils » en anglais) sont constituées d'un bobinage réalisé sur un barreau magnétique (Figure 2.6). Ce barreau est en matériau ferromagnétique présentant une perméabilité initiale μ_i nettement supérieure à celle du vide, atteignant jusqu'à plusieurs milliers, afin de concentrer les lignes de champ et d'augmenter la sensibilité.

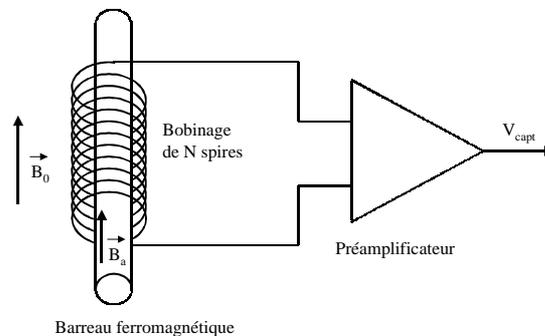


Figure 2.6 : Schéma de principe d'une barre fluxmètre : le barreau a une perméabilité apparente μ_a , ainsi l'induction apparente \vec{B}_a , induite par l'induction mesurée \vec{B} est $\vec{B}_a = \mu_a \vec{B}$.

Rappelons que la perméabilité est le rapport entre le champ magnétique ambiant et l'induction régnant dans le matériau (2.6) (p.13). Pour un matériau ferromagnétique, cette relation est linéaire pour des faibles intensités du champ magnétique, voisines du champ coercitif (*Annexe C*). Lorsque cette intensité devient importante, l'induction atteint sa valeur de saturation et la perméabilité devient nulle, limitant la sensibilité des barres fluxmètres aux champs forts.

Le barreau étant un circuit magnétique ouvert, les effets de bords atténuent fortement la perméabilité apparente, dont la valeur au centre dépend du rapport entre sa longueur et son diamètre. La *Figure 2.7* illustre cet effet pour trois valeurs différentes de la perméabilité initiale.

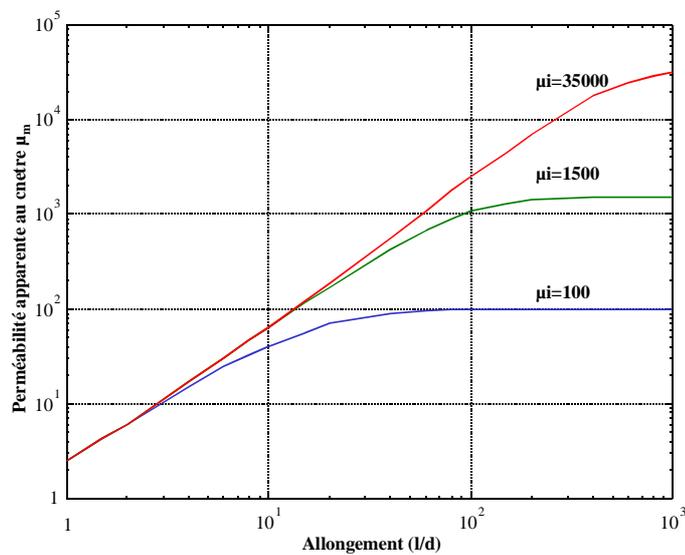


Figure 2.7 : Perméabilité apparente μ_m au centre d'un barreau ferromagnétique en fonction de l'allongement l/d , pour 3 valeurs de la perméabilité initiale μ_i [Clerc, 1971], [Snelling, 1988].

Nous voyons que plus la perméabilité recherchée est grande, plus l'allongement doit être important. Ainsi pour des allongements supérieurs à 100 des problèmes d'encombrement et de masse apparaissent, constituant un des facteurs limitant le seuil de sensibilité.

Suivant la gamme de fréquence à laquelle est dédié le capteur, un matériau différent est choisi. Un matériau présentant une très grande perméabilité initiale verra celle-ci chuter à une fréquence plus basse qu'un matériau dont la perméabilité initiale est plus faible. Ainsi, lorsqu'on veut déplacer la bande passante du capteur vers des fréquences plus hautes, on choisit un matériau de perméabilité plus faible. Pour des fréquences inférieures au kHz, on peut utiliser des matériaux

dont la perméabilité relative est supérieure à 10^5 . Pour des fréquences supérieures au MHz, on utilise des ferrites dont la perméabilité est de l'ordre de 1000, voire 100.

Les barres fluxmètres peuvent mesurer un champ depuis le pT jusqu'à 100T. La gamme de fréquence d'utilisation, s'étend depuis le mHz jusqu'au MHz. Leurs performances en bruit sont de l'ordre de $10^{-3} nT / \sqrt{Hz}$ à 0,1Hz, de $10^{-5} nT / \sqrt{Hz}$ à 100Hz et atteignent une limite de l'ordre de $2.10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ entre 1kHz et 1MHz [Berkman et Korepanov, 1997]. La dynamique et la gamme de fréquence larges et le faible seuil de sensibilité de ce type de capteur explique qu'il est fréquemment utilisé en géophysique pour mesurer le champ magnétique ambiant. Les seuils de sensibilité les plus faibles sont généralement obtenus dans ce domaine d'application.

2.2.2.3 Les magnétomètres supraconducteurs

Ces capteurs utilisent des composants supraconducteurs appelés SQUID (Superconducting Quantum Interference Device), présentant des propriétés spécifiques lorsque leur température descend en dessous d'une température critique T_c .

Il existe aujourd'hui 2 grandes familles de supraconducteurs : ceux dits à basse température critique (LTC) et ceux à haute température critique (HTC). Les supraconducteurs LTC sont soit des métaux purs, soit des alliages, alors que les supraconducteurs HTC sont pour la plupart des céramiques à base d'oxyde de cuivre (récemment il est apparu des matériaux ne contenant pas de cuivre : MgB2 et des polymères). Lorsqu'ils sont utilisés pour fabriquer des SQUID, ces matériaux travaillent essentiellement à deux températures : 4,2K (température de l'hélium liquide) pour les supraconducteurs LTC et 77K (azote liquide) pour les supraconducteurs HTC.

Un SQUID est formé d'un anneau de matériau supraconducteur diamétralement coupé par une ou deux jonctions Josephson. Sa forme circulaire lui confère une propriété particulière, dans la mesure où le flux magnétique traversant le centre de l'anneau est nécessairement un nombre entier de quantum de flux, qui est défini par la relation :

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.10^{-15} Wb , \quad (2.44)$$

(h constante de Planck et e charge de l'électron).

Si on applique un champ magnétique sur un anneau supraconducteur, le flux passant en son centre s'écrira donc :

$$\Phi = n\Phi_0 \quad (n \in \mathbb{Z}). \quad (2.45)$$

Ce résultat est obtenu en supposant que le supraconducteur génère un courant qui crée à son tour un flux magnétique au centre de l'anneau s'opposant à toute variation de champ qui pourrait créer un flux différent d'un nombre entier de Φ_0 .

Lorsque le champ extérieur produit un flux égal à $n\Phi_0$, le courant dans le supraconducteur n'existe pas. Par contre si le champ extérieur augmente, le courant du supraconducteur s'opposera au champ extérieur pour conserver au centre de l'anneau la valeur de $n\Phi_0$, jusqu'au moment où le champ extérieur sera capable de générer $(n+1)\Phi_0$. Le courant à ce moment disparaît et le processus recommence si le champ extérieur augmente.

Nous allons maintenant décrire le rôle des jonctions Josephson qui sont associées au SQUID. Rappelons que cette jonction est constituée de deux matériaux supraconducteurs séparés par un isolant (on parle de diode ou jonction SIS). L'utilisation des supraconducteurs confère à cette jonction des propriétés très particulières.

Selon la conception de la jonction, on obtient deux catégories de caractéristiques (I,V), représentées sur la *Figure 2.8*.

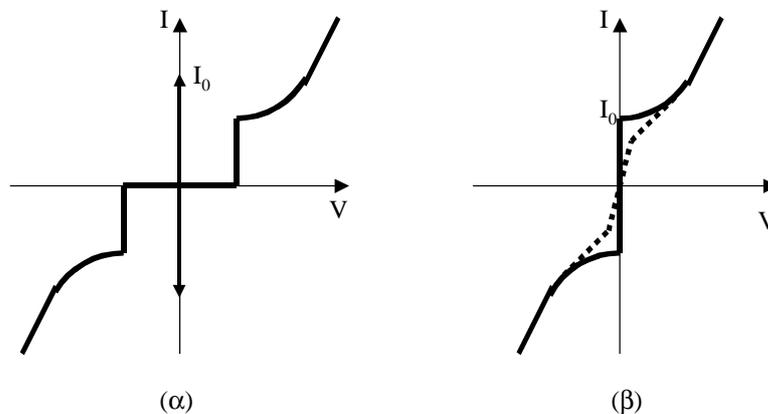


Figure 2.8 : Les deux catégories de caractéristiques (I,V) des jonctions Josephson.

Ces deux types de jonction sont fortement non linéaires. On distingue deux parties dans les caractéristiques (I,V).

Dans le cas de la courbe (α), on a une caractéristique (I,V) continue et un courant critique I_0 correspondant à $V=0$. Ce courant correspond à un courant tunnel de paires de Cooper (association

de deux électrons) à travers la jonction. Il existe, même dans le cas où la jonction n'est pas polarisée. Dans le cas de la courbe (β), la caractéristique (I,V) rejoint le courant critique sur l'axe des courants, mais ce dernier existe encore.

Dans certaines applications, on utilise la forme très non linéaire de la caractéristique pour réaliser des fonctions électroniques non linéaires (cas des mélangeurs Josephson, par exemple). Dans le cas des SQUID, c'est plutôt le courant critique associé à la caractéristique de la courbe (β) qui est utilisé. Si on place un champ magnétique sur l'anneau supraconducteur, le courant critique et la caractéristique (I,V) se déforment, comme indiqué en pointillé sur la courbe (β).

La *Figure 2.9* montre la caractéristique (I,V) d'un SQUID dans deux cas extrêmes, lorsque le champ appliqué varie de telle sorte qu'il produise un flux compris entre $n\Phi_0$ et $(n+1)\Phi_0$.

- De $n\Phi_0$ à $(n+1/2)\Phi_0$ la partie AB de la caractéristique devient CD.
- De $(n+1/2)\Phi_0$ à $(n+1)\Phi_0$ la courbe CD se transforme en AB.

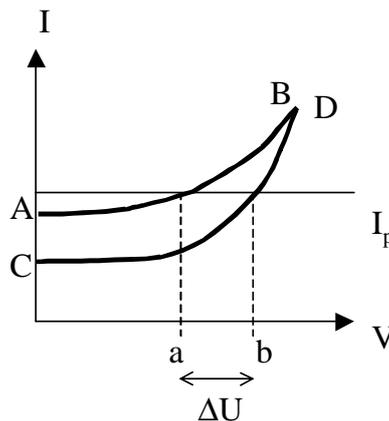


Figure 2.9 : Variation de la caractéristique (I,V) entre deux quanta de flux.

Maintenant polarisons la jonction avec le courant continu I_p . Lors de la variation avec le champ magnétique, le point de polarisation passe de (a) à (b). Le courant I_p demeurant constant, il en résulte une variation de tension ΔU aux bornes de la jonction.

La *Figure 2.10* montre le principe du montage expérimental d'un SQUID-DC. Il faut noter que le courant critique des jonctions circule en tournant sur l'anneau, alors que le courant de polarisation se divise symétriquement sur chaque partie de l'anneau. Il en résulte qu'une jonction est traversée par la somme des courants et l'autre la différence. Le potentiel ΔU résulte de la non-linéarité de la jonction.

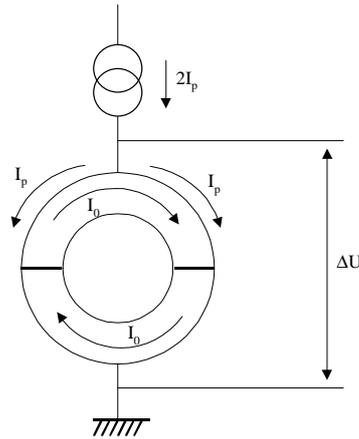


Figure 2.10: Principe du montage expérimental d'un SQUID-DC.

Dans le cas d'un SQUID-RF, une seule jonction est nécessaire, mais la polarisation se fait au moyen d'un champ radiofréquence.

C'est sur ce principe que repose le fonctionnement d'un magnétomètre à SQUID. Il faut ajouter au SQUID précédent plusieurs éléments pour pouvoir effectuer une mesure, comme le montre la Figure 2.11.

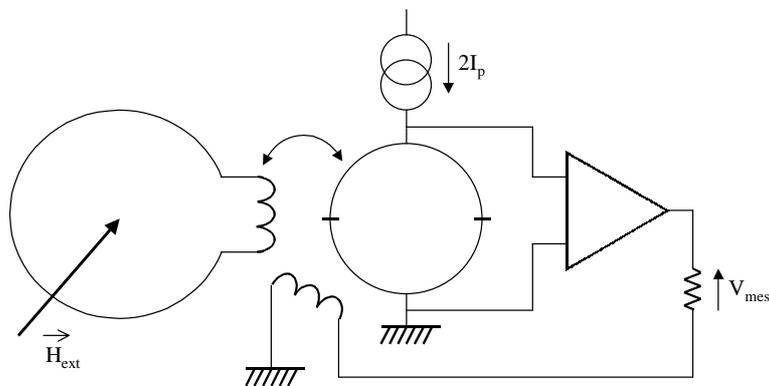


Figure 2.11: Schéma de principe d'un magnétomètre à SQUID.

Une boucle dite de « pick-up » reçoit le champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} et elle génère un courant couplé au SQUID par un transformateur. Le flux magnétique créé par ce courant est détecté par le SQUID et la tension aux bornes de celui-ci est amplifiée. Cependant on n'utilise jamais le SQUID de cette manière car sa réponse est fortement non-linéaire. On préfère faire une contre-réaction de flux qui annule complètement le flux créé par le transformateur. La mesure est effectuée grâce au courant nécessaire pour réaliser la contre-réaction de flux. Il s'agit là des éléments

essentiels pour le fonctionnement d'un capteur à SQUID, toutefois ces éléments doivent être complétés en pratique par d'autres éléments pour optimiser la mesure. Il faut tout d'abord ajouter sur le SQUID une bobine de polarisation magnétique (non représentée) qui grâce à un champ continu au travers du SQUID polarise celui-ci pour avoir le maximum de sensibilité sur la caractéristique non-linéaire. Par ailleurs la détection de la mesure et le flux de contre-réaction appliqué résultent de l'adjonction d'un détecteur synchrone (également non représenté).

Actuellement les meilleures mesures avec un magnétomètre à SQUID donnent une sensibilité de $0,9 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur le palier de sensibilité [Drung, 2001]. Ces résultats sont obtenus avec des SQUID LTC. Les SQUID HTC, travaillant à température plus élevée, ont un seuil de sensibilité qui ne descend pas actuellement en dessous de $40 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Avec les SQUID on réalise également des gradiomètres. Il s'agit d'un ensemble constitué de plusieurs boucles de pick-up associées à un seul SQUID. Ces boucles, coaxiales, sont séparées les unes des autres est enroulées en sens inverse, avec le même nombre de spires. La *Figure 2.12* montre le principe d'un tel instrument.

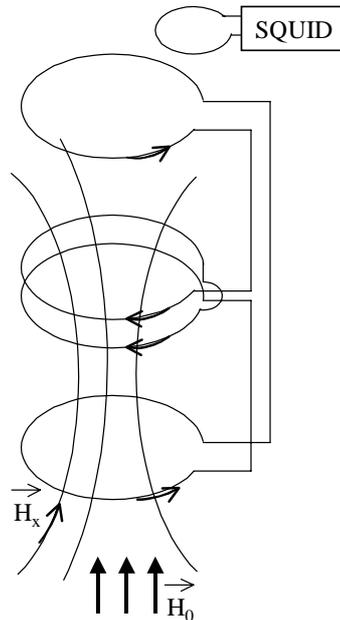


Figure 2.12: Principe d'un gradiomètre.

Placé dans un champ magnétique uniforme \vec{H}_0 , le flux total dans toutes les boucles (en tenant compte du sens de rotation sur chaque boucle) est nul. Par contre, placé dans un champ non uniforme \vec{H}_x , le flux résultant total n'est plus nul. Un SQUID peut alors détecter le champ

magnétique créée par le courant résultant. Selon le nombre de boucles de pick-up, on distingue les gradiomètres du 1^{er} ordre, 2^e ordre, etc.

Les capteurs magnétiques à SQUID sont très utilisés en médecine, car leur seuil de sensibilité permet de mesurer les rayonnements magnétiques d'organes du corps humain.

2.2.3 Comparaison des performances des différents types de capteurs

Nous souhaitons comparer ici le champ minimal mesurable par les différentes méthodes de mesure du champ magnétique exposées. Nous reportons sur la *Figure 2.13* les spectres du seuil de sensibilité des différents types de capteurs (*Annexe D*). Le spectre est limité à la bande 0,1Hz-1MHz, englobant ainsi la majeure partie des réalisations.

Avant de commenter cette figure, nous attirons l'attention sur la méthode utilisée pour obtenir celle-ci. Les courbes sont déduites des spectres de bruit de différents capteurs décrits dans des publications scientifiques ou techniques, afin de donner un ordre de grandeur du seuil de sensibilité atteint. Pour les barres fluxmètres et les boucles à air, nous considérons le seuil de sensibilité minimum atteint par l'ensemble des capteurs réalisés que nous avons pu répertorier, optimisés pour différentes fréquences. Ceux-ci présentent un spectre de bruit en « U » [Lukoschus, 1979], comme le montre la *Figure 2.15* (p.40), c'est pourquoi nous joignons en annexe les courbes de sensibilité de plusieurs capteurs inductifs (*Annexe E*).

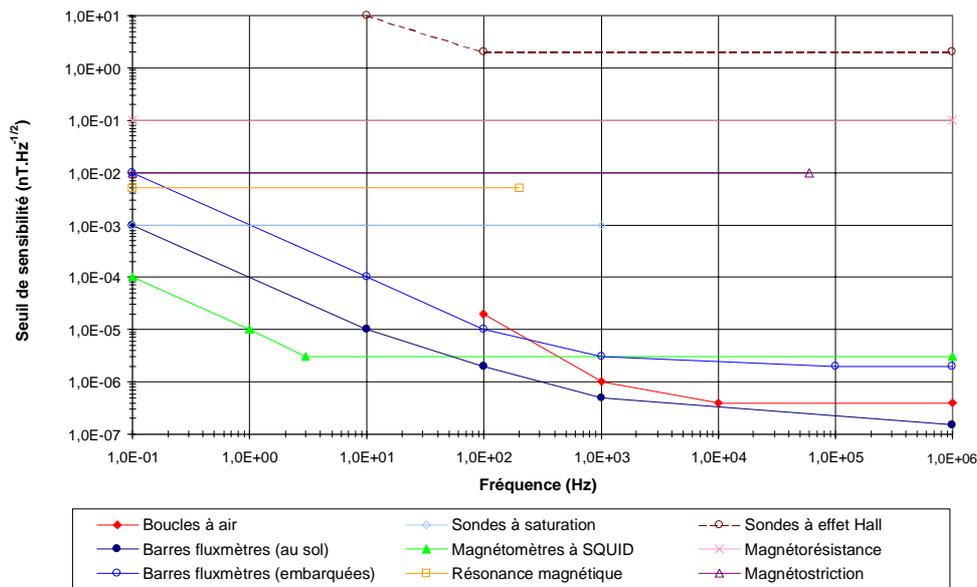


Figure 2.13 : Comparaison des seuils de sensibilité atteints par les différents types de capteurs magnétométriques.

La *Figure 2.13* montre clairement que les capteurs inductifs (boucles sans noyau, barres fluxmètres, sondes à saturation et magnétomètres à SQUID) présentent le plus faible seuil de sensibilité sur l'ensemble du spectre. Les sondes à saturation sont les capteurs les moins performants pour une application au-dessus de 1Hz. Ils présentent le bruit le plus faible pour mesurer un champ continu, comparable aux magnétomètres à résonance magnétique.

Les spectres en bruit des trois autres types de capteurs inductifs présentent une similitude commune d'une décroissance en $1/f$ aux fréquences basses. Cette caractéristique est principalement due à l'électronique du préamplificateur. Pour les barres fluxmètres et les boucles à air, elle est également liée à la difficulté d'obtenir une fréquence de résonance inférieure à 100Hz, en raison des fortes valeurs d'inductance et de capacité nécessaires. A plus haute fréquence, le spectre de bruit des capteurs à SQUID est blanc et celui des barres et des boucles décroît suivant une pente diminuant au fur et à mesure que la fréquence augmente.

Pour les barres fluxmètres, nous différencions les applications embarquées sur satellite et les applications au sol, parce que les capteurs destinés à ces dernières présentent approximativement un seuil de sensibilité inférieur d'un facteur 10. Cette différence tient principalement aux contraintes imposées sur la masse et la taille. Les barreaux utilisés au sol ont une longueur de l'ordre du mètre, voire supérieure, alors qu'ils sont limités à 20cm environ pour les applications spatiales, donnant une perméabilité apparente plus faible (*Figure 2.7*, p.27). Pour les boucles sans noyau, nous n'avons pas de telle distinction car leur faible densité, en raison de l'absence de barreau, n'impose pas de contrainte importante sur leur taille. Au-dessus de 1kHz, elles présentent un seuil de sensibilité comparable à celui des barres utilisées au sol. Notons que nous avons répertorié peu de réalisations avec des boucles à air, accompagnées d'une mesure de leur seuil de sensibilité, comparativement aux barres fluxmètres.

La comparaison des magnétomètres à SQUID avec les barres montre que la faible valeur de leur fréquence de coude, inférieure à 10Hz, permet d'obtenir le seuil le plus faible aux fréquences les plus basses. Ils sont meilleurs que les barres en dessous de 100Hz pour les applications au sol et en dessous de 1kHz pour les applications spatiales. Remarquons que les barres embarquées et les SQUID présentent un niveau comparable entre 1kHz et 1MHz.

Ainsi les barres fluxmètres et les boucles à air présentent le seuil de sensibilité le plus faible aux fréquences supérieures à 1kHz, mais sur une bande de fréquence limitée. Leurs performances dépendent fortement des dimensions de l'antenne magnétique, ainsi la limitation du poids imposée aux applications spatiales permet d'obtenir un seuil de sensibilité plus faible avec les boucles à air. De même pour les SQUID, une augmentation de leur taille améliorerait leur performance en bruit.

Mais leur fonctionnement à basse température complique leur application dans le domaine spatial. L'un des axes de développement actuels de ces instruments est la recherche de supraconducteurs HTC présentant les mêmes performances que les supraconducteurs LTC [Faley et al., 2001].

2.3 Conditionnement du signal

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 2.1.1 (p.11), le capteur que nous étudions est constitué de l'élément sensible, l'antenne, et du préamplificateur, qui relie le capteur à l'instrumentation traitant le signal. Ce dernier a pour fonction de transmettre le signal de l'antenne avec le meilleur rapport signal/bruit possible et de sorte que la connexion de l'instrumentation soit « invisible » pour l'antenne.

Dans notre cas, le préamplificateur conditionne des signaux électriques. Sa conception est basée sur le choix de ses composants actifs. A partir de son influence sur les éléments de la chaîne d'acquisition auxquels il est connecté, nous allons décrire les conditions d'une bonne transmission du signal et les effets perturbateurs pouvant apparaître [Asch, 1983].

2.3.1 Conditions d'un transfert optimal du signal

L'optimisation du transfert du signal repose sur l'adaptation des impédances d'entrée et de sortie du préamplificateur à celles de l'antenne d'une part et de l'instrumentation d'autre part. En outre la bande passante et la dynamique doivent correspondre à celle du signal.

Le but de l'adaptation d'impédance est de transmettre le signal en conservant sa puissance. Cette condition est satisfaite lorsque l'impédance de la charge, recevant le signal, a une valeur complexe conjugué de l'impédance de la source délivrant ce signal. L'adaptation à la sortie du préamplificateur est généralement simple car elle est standardisée. Ainsi nous faisons une adaptation d'impédance purement résistive de 50Ω . L'adaptation d'impédance entre l'antenne et le préamplificateur est plus complexe car celle de l'antenne n'est pas constante et celle du préamplificateur est définie par l'impédance propre des composants constituant l'étage d'entrée. Elle est modélisée par une résistance en parallèle avec une capacité. Le préamplificateur voit donc la tension de l'antenne aux bornes de cette impédance, agissant comme un pont diviseur avec l'impédance de l'antenne. C'est pourquoi sa résistance doit être nettement supérieure à l'impédance apparente de l'antenne à la fréquence de résonance, où elle est maximale. La capacité du

préamplificateur s'ajoute à celle de l'antenne, abaissant la fréquence de résonance, aussi doit-elle être la plus faible possible.

L'adaptation du signal consiste à amplifier la bande de fréquence répondant aux spécifications, de sorte que l'amplitude des signaux mesurés entre dans la dynamique de mesure de l'instrumentation traitant le signal. Fréquemment, il réalise une linéarisation de la fonction de transfert, afin que l'amplitude du signal fourni par le capteur soit proportionnelle seulement à celle du champ capté. Dans notre cas la linéarisation consiste à rendre la fonction de transfert indépendante de la fréquence dans la bande passante du capteur. L'une des techniques de linéarisation fréquemment employée est la contre-réaction, renvoyant une partie du signal sortant du capteur vers l'entrée de sorte à compenser ses variations. L'avantage de cette méthode est d'avoir une influence généralement négligeable sur le rapport signal/bruit du capteur.

2.3.2 Effets perturbateurs

Nous distinguons deux origines aux perturbations du conditionnement du signal : celles générées au sein du capteur et celles apportées par le milieu ambiant.

La principale perturbation générée au sein du capteur est son bruit, fixant le seuil de sensibilité. L'antenne étant constituée de composants passifs, sa contribution propre au bruit est celle du bruit thermique $E_r(f)$ de sa résistance équivalente de pertes. Le bruit du préamplificateur est modélisé par deux sources équivalentes à l'entrée, exprimée en densité spectrale : le bruit en tension $E_b(f)$ et le bruit en courant $I_b(f)$. Comme le montre la *Figure 2.14*, ces trois sources équivalentes de bruits sont schématisées à l'entrée du préamplificateur.

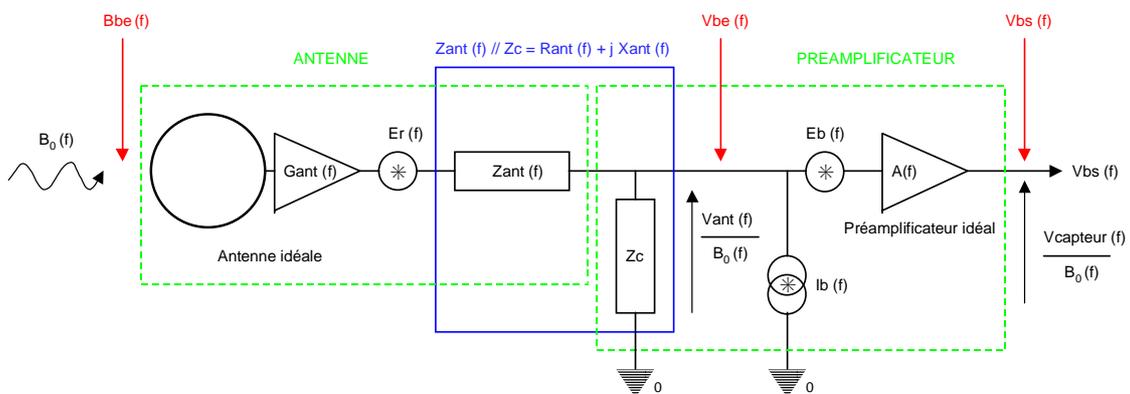


Figure 2.14 : Schéma équivalent en bruit d'un capteur de champ magnétique de type boucle à air ou barre fluxmètre.

En considérant le bruit total du capteur en tension, le bruit en tension représente la contribution propre du préamplificateur et le bruit en courant, associé à l'impédance équivalente qu'il voit, soit l'impédance de l'antenne Z_{ant} en parallèle de son impédance d'entrée Z_c , apparaît comme un terme de couplage. Le bruit thermique est alors déterminé à partir de la résistance $R_{ant}(f)$ de cette impédance équivalente, en fonction de la constante de Boltzman k_B et de la température absolue T_a . Ce bruit, exprimé sous la forme d'une densité spectrale de tension en V / \sqrt{Hz} , s'écrit :

$$E_r(f) = \sqrt{4k_B T_A R_{ant}(f)}, \quad (2.46)$$

Typiquement, le bruit d'une résistance de $1k\Omega$ est de $4,057nV / \sqrt{Hz}$ à $25^\circ C$. La tension de bruit $E_{Ib}(f)$, correspondant à la contribution du bruit en courant et de l'impédance équivalente s'écrit :

$$E_{Ib}(f) = (Z_{ant}(f) // Z_c) I_b(f). \quad (2.47)$$

Le bruit équivalent total $V_{be}(f)$, calculé en tension à l'entrée du préamplificateur, est alors la somme quadratique des trois sources de bruit :

$$V_{be}^2(f) = E_b^2(f) + E_{Ib}^2(f) + E_r^2(f). \quad (2.48)$$

Ce bruit total équivalent à l'entrée se déduit du bruit total $V_{bs}(f)$ observable à la sortie du capteur, à partir du gain $A(f)$ du préamplificateur :

$$V_{be}(f) = \frac{V_{bs}(f)}{A(f)}. \quad (2.49)$$

Nous déduisons alors le seuil de sensibilité $B_{be}(f)$ des tensions de bruit total $V_{be}(f)$ ou $V_{bs}(f)$:

$$B_{be}(f) = \frac{V_{be}(f)}{G_{ant}(f)} = \frac{V_{bs}(f)}{G_{ant}(f)A(f)}. \quad (2.50)$$

Le capteur peut également être perturbé par des couplages parasite entre ses différents éléments. Les courants y circulant peuvent être la source de rayonnements électromagnétiques, modifiant sa fonction de transfert et créant des oscillations à certaines fréquences.

Les perturbations provenant du milieu ambiant dépendent des conditions d'utilisation du capteur. Pour un capteur de champ magnétique, le champ électrique est un parasite auquel le capteur est fréquemment sensible. Le fonctionnement dans l'espace soumet également le capteur à des températures et des rayonnements de particules ionisantes pouvant le détériorer.

Aussi le capteur est-il blindé afin de l'immuniser contre le champ électrique. Le préamplificateur est placé dans un boîtier pour l'isoler de l'antenne, il est ainsi immunisé contre les

rayonnements électromagnétiques ambiants et ceux générés par l'antenne. Ce dernier est donc un élément important dans la conception du capteur parce que son impédance d'entrée modifie la fonction de transfert et son bruit contribue au seuil de sensibilité.

2.4 Capteurs de champ magnétique réalisés pour la physique des plasmas spatiaux, pour des fréquences supérieures à 10kHz

Les magnétomètres utilisés en physique des plasmas spatiaux sont inductifs. Les capteurs réalisés jusqu'à présent couvrent une gamme de fréquences s'étendant du continu jusqu'à 2MHz [Coulais et al., 1997]. Nous avons répertorié les réalisations dédiées aux fréquences supérieures à 10kHz. Deux types de capteur ont été utilisés : la barre fluxmètre et la boucle sans noyau.

Les missions ayant embarqué des barres fluxmètres sont AMPTE [Häusler et al., 1985], lancée en 1984 et INTERBALL [Lefeuvre et al., 1995], lancée en 1995. Des boucles sans noyau ont été emmenées par les missions Dynamics Explorer-A (DE-A) [Shawhan et al., 1981] lancée en 1981, EXOS-D [Okada et al., 1987] lancée en 1989, et POLAR [Gurnett et al., 1995] lancée en 1996.

La mission AMPTE a emporté deux barres fluxmètres dont une mesurant le champ magnétique entre 10kHz et 2MHz. Ce capteur est constitué d'un barreau en ferrite de 26cm de long et de 1cm² de section. La fonction de transfert du capteur est linéaire grâce à une contre-réaction de flux. Il est recouvert d'un blindage électrostatique.

INTERBALL a emporté 3 barres fluxmètres, disposées en trièdre, pour mesurer le champ magnétique dans la bande 40kHz – 2MHz. Ceux-ci sont constitués d'un barreau en ferrite de 20cm de long et d'un bobinage de 100 spires. Leur fréquence de résonance est voisine de 200kHz. La linéarisation de leur fonction de transfert est également réalisée par une contre-réaction de flux. Les barres fluxmètres des missions INTERBALL et AMPTE ont une conception similaire, étant issus de notre laboratoire, le Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement.

Les boucles embarquées par les missions DE-A et POLAR sont similaires, ce sont des cadres de 1m de côté, en aluminium. Celle de la mission DE-A couvre la bande 100Hz–400kHz et résonne à 35kHz. Celle de POLAR fonctionne entre 25Hz et 800kHz et résonne à 50kHz. D'après [Gurnett et al., 1995] et [Gurnett, 1998], nous supposons que le cadre est connecté au préamplificateur au travers d'un transformateur ayant un rapport de transformation de 500. Au primaire le transformateur est constitué d'un enroulement d'une spire.

Sur EXOS-D, 3 boucles sans noyau de forme carrée ont été embarquées. Elles sont assemblées suivant une forme rappelant un diamant, ainsi chacune mesure le champ dans une direction orthogonale aux deux autres. Ces cadres ont 60cm de côté, mais l'article de Okada et al. [1987] décrit la simulation d'un prototype constitué d'un cadre de 50cm. Il est destiné à couvrir une bande allant de 100Hz à 1MHz. Pour réduire le seuil de sensibilité, le cadre est connecté à deux transformateurs, dissociant la bande de mesure en deux bandes, l'une inférieure à 20kHz (bande VLF) et l'autre supérieure (bande MF). Chaque transformateur est connecté à un préamplificateur faible bruit. Cet article décrit l'optimisation du capteur dans ces deux bandes simultanément, suivant les spécifications du seuil de sensibilité, qui sont de $20 fT / \sqrt{Hz}$ à 1kHz et de $0,8 fT / \sqrt{Hz}$ à 100kHz. Cette optimisation conduit à une boucle composée de 10 spires. Pour la bande MF, le transformateur est constitué d'un enroulement primaire de 6 spires réalisé sur un matériau en ferrite ayant une perméabilité de 2000. Le rapport de transformation optimal est d'environ 9. Cette étude montre que pour chaque nombre de spires au primaire, il existe une valeur optimale du rapport de transformation, donnant le seuil de sensibilité le plus faible à 100kHz. Lorsque le nombre de spires au primaire augmente, la valeur du rapport optimal diminue, de même que le minimum du seuil de sensibilité. Mais la réduction du seuil de sensibilité dans la bande MF induit une augmentation dans la bande VLF. Le préamplificateur du réseau MF présente un bruit équivalent à l'entrée, supposé constant dans sa bande passante, de $2,9 nV / \sqrt{Hz}$ en tension et $0,37 pA / \sqrt{Hz}$ en courant. Malheureusement l'article ne donne pas de résultats de mesure dans la bande MF, ne permettant pas de vérifier la validité de la simulation. Celle-ci laisse supposer que la fréquence de résonance du réseau MF est supérieure à 1MHz.

Sur la *Figure 2.15*, nous comparons les seuils de sensibilité des 5 réalisations répertoriées. Excepté le capteur de la mission EXOS-D, pour lequel la courbe est obtenue par simulation, les courbes des autres capteurs représentent les résultats de mesures en laboratoire.

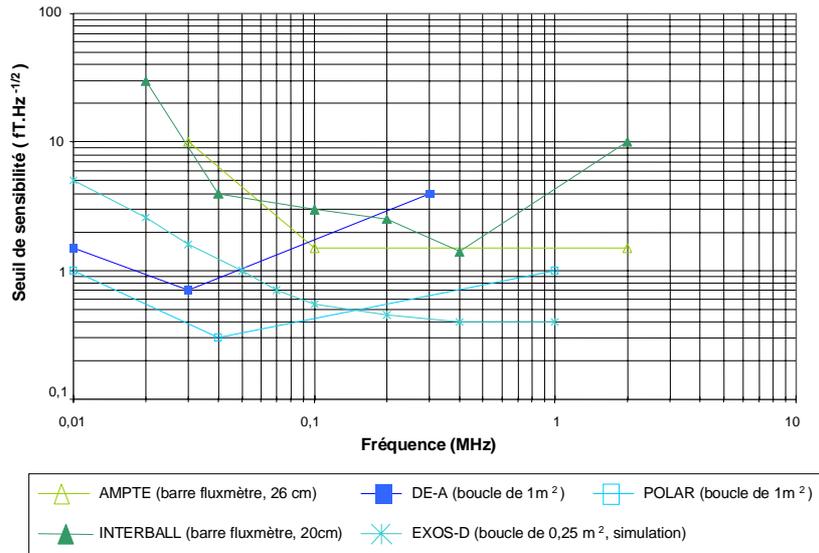


Figure 2.15 : Comparaison du seuil de sensibilité des capteurs magnétométriques fonctionnant au-dessus de 10kHz, destinés à la physique des plasmas spatiaux et ayant été embarqués sur satellite.

La comparaison des seuils de sensibilité de ces différents capteurs amène deux remarques. D'une part nous voyons que le minimum du seuil de sensibilité est voisin de la fréquence de résonance du capteur. D'autre part les boucles à air présentent dans l'ensemble un niveau plus faible que les barres fluxmètres. Avec les boucles le minimum est inférieur à $1fT / \sqrt{Hz}$, alors que ce n'est pas le cas des barres. Les capteurs des missions POLAR et EXOS-D montrent que ce niveau de bruit peut être obtenu sur une bande de fréquence large, entre 10kHz et 1MHz dans le cas présent. Comme les boucles des missions DE-A sont similaires, nous supposons que la différence de leur seuil de sensibilité est due à un choix différent des composants de l'étage d'entrée du préamplificateur.

Dans les 3 cas que nous venons de décrire, la boucle à air est associée à un transformateur permettant d'adapter l'impédance de l'antenne à celle de l'entrée du préamplificateur et de réduire le seuil de sensibilité dans la bande passante du capteur. Aussi nous choisissons de réaliser un capteur de type boucle à air, avec un transformateur, que nous adapterons à la bande de fréquence nous intéressant, soit 10kHz-100MHz.

Pour réaliser notre capteur, nous nous inspirons de la note technique de Cavoit et al. [1976], décrivant un capteur destiné à la géophysique, fonctionnant entre 1kHz et 200kHz. Ce capteur est une boucle à air circulaire de 46cm de diamètre, court-circuitée au travers d'un tore sur lequel est bobiné un enroulement de plusieurs spires. Ce dernier est connecté à un préamplificateur faible

2.4 Capteurs de champ magnétique réalisés pour la physique des plasmas spatiaux

bruit, ainsi le capteur présente un seuil de sensibilité inférieur à $1fT / \sqrt{Hz}$ entre 7kHz et 90kHz, avec un minimum à 25kHz. Une contre-réaction de flux est appliquée permettant la linéarisation de la réponse du capteur.

Résumé du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons décrit la constitution d'un capteur de champ magnétique et présenté l'état de l'art de ce domaine.

Le capteur est constitué d'une antenne, captant le champ magnétique suivant les lois de l'électromagnétisme, et d'un préamplificateur, qui délivre le signal à l'instrumentation située en aval et isole l'antenne de celle-ci. Nous avons vu également que le préamplificateur ne peut pas être négligé lors de la conception du capteur parce que d'une part son impédance d'entrée influence celle de l'antenne, modifiant la fonction de transfert du capteur, d'autre part il est une source de bruit contribuant au seuil de sensibilité du capteur, qui définit le spectre du champ minimal mesurable. C'est une caractéristique importante pour la physique des plasmas spatiaux car le capteur est destiné à mesurer le champ magnétique ambiant qui est faible.

Les différents phénomènes physiques liés au champ magnétique ont permis de concevoir de nombreux types de capteurs de champ magnétique. Nous avons vu que les capteurs inductifs permettent de mesurer le champ magnétique ambiant dans une large gamme de fréquences avec le seuil de sensibilité le plus faible. Parmi les capteurs embarqués sur satellite jusqu'à présent, destinés à la physique des plasmas spatiaux, les boucles à air présentent le seuil de sensibilité le plus faible dans une bande de fréquence allant de 10kHz à 1MHz. C'est pourquoi nous avons choisi de reprendre ce principe, en nous inspirant de la note technique de Cavoit et al. [1976], en adaptant les différents éléments à la bande de fréquence que nous voulons couvrir, qui est comprise entre 10kHz et 100MHz.

Chapitre 3

Modélisation et optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz

3 Modélisation et optimisation dans la bande 10kHz – 100MHz

A partir de la présentation des principaux capteurs magnétométriques, faite au chapitre précédent, nous avons abouti au capteur adapté à la mesure d'un champ magnétique de faible niveau, dans la bande de fréquence 10kHz – 100MHz. Il s'agit d'un capteur inductif, de type boucle à air, laquelle est court-circuitée au travers d'un tore. Dans le présent chapitre, nous détaillerons la constitution de ce capteur afin de pouvoir le modéliser et l'optimiser.

Nous allons d'abord présenter les spécifications demandées pour la physique des plasmas spatiaux et les contraintes exigées par les applications spatiales. Nous expliquerons le fonctionnement du capteur par une description globale de sa structure. Ensuite nous détaillerons l'antenne, constituée de la boucle primaire, du tore et du bobinage secondaire, et le préamplificateur : à partir des caractéristiques géométriques et des spécifications des constructeurs nous définirons les caractéristiques électriques de ces éléments pour aboutir à la modélisation du capteur complet. En examinant les choix technologiques possibles pour chaque élément, nous en déduirons des critères permettant l'optimisation de notre instrument, aboutissant à la description de l'instrument réalisé.

3.1 Application pour la physique des plasmas spatiaux : spécifications scientifiques et contraintes techniques

Notre capteur a pour but de mesurer le champ magnétique *in situ*, dans l'espace. Ceci signifie d'une part que notre instrument doit répondre aux besoins des géophysiciens, quant au champ magnétique à détecter et d'autre part qu'il doit se conformer aux exigences des missions spatiales pour être embarqué sur un satellite. Une mission spatiale scientifique a pour support un satellite équipé de nombreux capteurs, d'outils de traitement du signal et d'un système de télécommunication transmettant les données vers la Terre. Le satellite est optimisé pour effectuer plusieurs expériences en mesurant de nombreux paramètres physiques. Deux types de missions peuvent accueillir notre capteur : les missions géophysiques de type « onde », pour lesquelles la mesure des champs électromagnétiques fait partie des objectifs principaux, et les missions de surveillance, sur lesquelles les capteurs sont « greffés », dépendant alors fortement des ressources

restées disponibles. Les contraintes techniques sont donc redéfinies à chaque mission, mais certaines restent communes. Un exemple de satellite ayant embarqué une boucle sans noyau est présenté à l'Annexe F : le satellite POLAR lancé en 1996 [Gurnett et al., 1995].

3.1.1 Spécifications scientifiques

La géophysique externe étudie l'interaction du vent solaire, flux de particules et d'ondes électromagnétiques générées par le Soleil, avec le champ magnétique terrestre. Cette science nécessite, entre autres, la mesure des champs électromagnétiques régnant au voisinage de la Terre, dans l'ionosphère et la magnétosphère, et ceux issus du Soleil. Ces milieux sont des plasmas, c'est-à-dire qu'ils sont constitués d'atomes ionisés et d'électrons en quantité suffisante pour générer une intense activité électromagnétique. Dans un plasma, le comportement des ondes électromagnétiques diffère considérablement selon que leur fréquence est supérieure ou inférieure à une fréquence caractéristique du milieu, sa fréquence plasma f_p . Les ondes de fréquence inférieure à f_p interagissent fortement avec le plasma, dans lequel elles restent confinées, alors que dans le cas des fréquences bien supérieures à f_p , elles se comportent comme dans le vide en suivant les lois de l'optique géométrique. En toute rigueur, la mesure d'un champ d'ondes électromagnétiques, de fréquence inférieure et au voisinage de la fréquence plasma, nécessite la mesure des composantes électriques et magnétiques des ondes. En effet, ce n'est qu'au vu de ces deux mesures que l'on peut savoir si le champ est électrostatique (en général produit localement) ou électromagnétique (en général propagé depuis une source plus ou moins lointaine).

Au voisinage de la Terre, la fréquence plasma varie considérablement suivant l'altitude, la latitude et l'heure solaire. Elle varie entre 10kHz et 20MHz [Lefeuvre, 1997]. Dans la couronne solaire, elle atteint 100MHz [Feldman et al. 1989]. Cette étude d'un capteur de champ magnétique tient donc son origine des motivations suivantes :

- Le vent solaire étant issu de la couronne solaire, pour améliorer la compréhension de son interaction avec la magnétosphère, la mesure des ondes *in situ* est une expérience importante, qui envisageable grâce à la technologie actuelle. La fréquence plasma proche de 100MHz dans la couronne, demande un capteur magnétométrique capable de mesurer le champ magnétique idéalement jusqu'à cette fréquence. Comme l'ionosphère interagit avec les ondes de fréquence inférieure à sa fréquence plasma, la mesure directe, depuis la Terre, des rayonnements électromagnétiques issus du Soleil n'est possible qu'aux fréquences supérieures à 20MHz.

Ainsi l'étude du champ magnétique généré dans la couronne solaire demande un instrument optimisé entre 200kHz et 50MHz [Marsch et al., 1995].

- La différence de comportement des ondes au-dessus et au-dessous de la fréquence plasma implique un changement de technologie des antennes électriques [Coulais et al., 1997]. Les mesures de type électrique sont donc difficiles au voisinage de cette fréquence. Par contre, ce problème n'existe pas pour les mesures de type magnétique. Un capteur magnétométrique large bande, optimisé autour de 10MHz permettrait d'étudier le changement de comportement des ondes au voisinage de la Terre.

Ces besoins scientifiques sont la base des spécifications du capteur : sa bande passante, son seuil de sensibilité et sa dynamique.

Ainsi notre capteur doit avoir une bande passante allant de 10kHz à 100MHz. Cette bande passante permettrait de couvrir l'ensemble du spectre étudié en physique des plasmas spatiaux avec deux instruments : une barre fluxmètre pour la partie basse et une boucle à air pour la partie haute.

Pour mesurer le champ magnétique ambiant, qui est de faible niveau, le capteur doit présenter un seuil de sensibilité faible. Un seuil de $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ (soit $1 fT / \sqrt{Hz}$) est demandé, en particulier dans la bande 1 – 20MHz.

La dynamique de mesure est une spécification concernant le traitement du signal. L'instrumentation en aval doit traiter les signaux les plus forts sans saturer et les signaux les plus faibles doivent être supérieurs à son bruit. Un étage d'amplification, avec un gain adéquat, peut être ajouté au capteur. Cette spécification, propre à chaque expérience, sort du cadre de cette étude.

Les performances des capteurs magnétométriques ayant déjà volé (§ 2.4, p.38) et les objectifs géophysiques justifient donc l'étude d'un capteur optimisé entre quelques centaines de kHz et quelques dizaines de MHz avec un seuil de sensibilité de l'ordre de $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$.

3.1.2 Contraintes techniques

La mesure du champ magnétique dans l'espace soumet les instruments à des exigences techniques liées d'une part à l'embarquement du satellite sur une fusée et d'autre part à leur fonctionnement à bord du satellite.

Pendant le transport en fusée, le satellite et son équipement sont soumis à une forte accélération donc à des vibrations importantes. Chaque élément transporté est une charge supplémentaire à soulever, présentant un coût en carburant. A l'intérieur de la fusée, le satellite est

replié pour réduire son encombrement. Ainsi, les conditions de transport imposent la résistance mécanique aux vibrations et la limitation de la masse et de l'encombrement.

Les conditions de fonctionnement à bord du satellite, dans l'espace, imposent d'autres contraintes. L'une des plus importantes pour notre instrument est la nécessité d'une faible consommation d'énergie électrique, car les panneaux solaires sont une source d'énergie limitée en puissance et distribuée à tout le satellite. La forte concentration d'instruments électroniques impose la surveillance des interférences électromagnétiques, qui se traduisent sur le capteur par la détérioration de son seuil de sensibilité, pouvant aller jusqu'à la saturation, le rendant inopérant. Lors des tests de compatibilité électromagnétique effectués sur le satellite GEOTAIL, Tsutsui et al [1992] ont montré que le bruit dû au satellite, observé sur les capteurs magnétométriques, décroissait en $r^{-2.5}$, où r est la distance capteur – centre du satellite. C'est pourquoi les capteurs magnétométriques sont installés à l'extrémité d'un bras, à l'extérieur du satellite. Ils sont alors plus exposés que les autres instruments à des variations thermiques importantes et aux radiations de particules cosmiques. L'éloignement atténue donc le rayonnement électromagnétique du satellite sur l'antenne. Un blindage électrostatique améliore la protection contre les interférences électriques issues du satellite. L'électronique est également blindée contre le rayonnement électromagnétique et contre les radiations cosmiques.

Les contraintes techniques imposées à la conception de notre capteur sont donc nombreuses. Bien qu'elles soient fixées à chaque conception d'une nouvelle mission, il est possible de les quantifier. Certaines contraintes doivent être prises en compte dans le cadre de cette étude, d'autres interviennent au stade de la réalisation d'un instrument dédié à une mission bien définie.

La spécification de la puissance consommée par le capteur est une contrainte de première importance. Elle intervient dans la conception du préamplificateur et le choix de ses composants actifs. Cette puissance est limitée à 500mW dans le cas de cette étude.

La masse du capteur est une contrainte moins critique que la consommation, mais non négligeable. Elle sera ici de l'ordre de 0,5kg.

La contrainte d'encombrement ne peut être fixée qu'à la mise au point de la mission. En fait, elle est déjà partiellement déterminée par la bande passante du capteur, qui impose une limitation des dimensions de l'antenne. En effet la hauteur électrique doit être petite par rapport à la plus petite longueur d'onde mesurée, afin que l'antenne ne soit pas sensible au champ électrique. Ce point, important dans le choix du principe du capteur, sera étudié plus en détail au paragraphe 3.3.1.4 (p.54). A ce stade de la description des contraintes imposées au capteur, nous présentons le critère classique de faible hauteur électrique : la plus grande dimension de l'antenne ne doit pas dépasser le

dixième de la plus petite longueur d'onde mesurée. A 100MHz, la longueur d'onde est de 3m dans le vide, ce qui impose un diamètre maximal de la boucle à air de 30cm. La contrainte d'encombrement dépend de la place disponible dans le satellite au décollage, ainsi une étude mécanique pour plier judicieusement le capteur permettrait de réduire son encombrement.

La spécification de tenue en température des instruments est fixée pour chaque mission, ainsi une mission proche du Soleil est plus contraignante qu'une mission autour de la Terre. Dans le cadre de notre étude, cette spécification consiste principalement à choisir des composants fonctionnant au minimum dans une gamme de température dite « industrielle », entre -40°C et $+85^{\circ}\text{C}$.

Les tests de résistance mécanique aux vibrations et de compatibilité électromagnétique, ainsi que le blindage contre les radiations cosmiques sortent du cadre de notre étude. Comme nous l'avons déjà expliqué (§ 2.3.2, p.36), dès la réalisation de nos prototypes, un blindage est appliqué au préamplificateur pour le protéger d'une part des rayonnements électromagnétiques ambiants, d'autre part d'un couplage parasite avec l'antenne.

3.2 Structure du capteur

Le principe que nous avons choisi d'étudier pour réaliser notre capteur de champ magnétique large bande, est celui d'une boucle à air court-circuitée avec une contre-réaction de flux, à partir du montage proposé par Cavoit et al. [1976]. Avant de détailler les éléments constituant le capteur, nous présentons sa structure globale et son fonctionnement (*Figure 3.1*) :

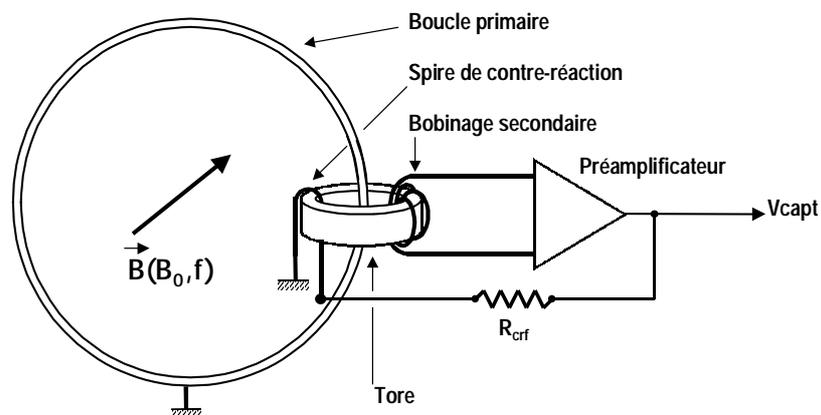


Figure 3.1 : Schéma de principe d'un capteur de type boucle à air court-circuitée, avec une contre-réaction de flux ajustée à l'aide de la résistance R_{crf} .

La boucle primaire, qui est une boucle monospire sans noyau, capte les variations du flux magnétique. Elle est court-circuitée au travers d'un tore, sur lequel est bobiné le bobinage secondaire. Le tore constitue le noyau d'un transformateur de courant, dont l'enroulement primaire est la boucle et l'enroulement secondaire est le bobinage composé de N_{bob} spires. La boucle étant court-circuitée, il n'est pas possible de mesurer une tension à ses bornes ; par contre un courant la parcourt, induisant un flux magnétique dans le tore, qui génère une force électromotrice (*f.é.m.*) d'induction dans le bobinage secondaire. Cette *f.é.m.* secondaire, mesurée aux bornes du bobinage, est amplifiée par rapport à celle induite dans la boucle par le champ magnétique incident. Si le transformateur est idéal, le facteur d'amplification est égal à son rapport de transformation, qui est le nombre de spires au secondaire, N_{bob} , puisque le primaire est composé d'une seule spire. Le signal est ensuite amplifié par le préamplificateur. Une partie du courant délivré par celui-ci est injectée dans la spire de contre-réaction L_{crf} au travers de la résistance R_{crf} . Cette spire génère dans le tore un flux magnétique en opposition de phase avec le flux généré par la boucle primaire, afin qu'il se soustraie à ce dernier. L'amplitude du flux induit par contre-réaction, plus faible que celle du flux induit par la boucle, est fixée par le gain du préamplificateur et la résistance R_{crf} . Cette résistance et cette spire constituent la contre-réaction de flux, dont l'intérêt est de rendre la réponse du capteur uniforme et stable dans une plage de fréquences centrée sur la fréquence de résonance de l'antenne, sans détériorer son rapport signal à bruit.

Nous distinguons deux éléments dans la composition du capteur : l'antenne et le préamplificateur. L'antenne est composée de la boucle primaire, du tore et du bobinage secondaire. Le préamplificateur est constitué du montage amplificateur et de la contre-réaction de flux. L'antenne capte le champ magnétique, elle est accordée dans la bande passante souhaitée. Le préamplificateur amplifie et adapte en impédance le signal de l'antenne et il uniformise la réponse du capteur dans sa bande passante grâce à la contre-réaction de flux.

3.3 Caractéristiques de l'antenne

Afin de modéliser le comportement de l'antenne, nous allons décrire les caractéristiques électriques des éléments la constituant en termes d'impédances élémentaires : résistance, inductance et capacité. Nous allons relier ces impédances aux caractéristiques géométriques de chaque élément et aux caractéristiques électriques des matériaux pour tenir compte des paramètres de construction.

Ceci nous permettra d'aboutir au schéma équivalent de l'antenne et d'en déduire sa fonction de transfert. Quant à la boucle primaire, nous étudierons sa réponse à un champ électromagnétique, définissant ainsi son impédance de rayonnement et la limite d'une mesure du champ magnétique non perturbée par la sensibilité au champ électrique.

Dans une première étape nous décrirons la boucle primaire, le tore et le bobinage secondaire à l'aide d'impédances élémentaires constantes, c'est-à-dire définies en continu et aux fréquences basses. Ensuite nous considérerons les phénomènes physiques, qui induisent une dépendance de ces impédances avec la fréquence (§ 3.3.2.5, p.89). Ceci ne modifiera pas le schéma électrique équivalent de l'antenne, mais induira une correction des équations définissant les impédances élémentaires.

3.3.1 La Boucle primaire

La boucle est une spire de surface S , réalisée à partir d'un conducteur de section s_a petite devant S . Comme dans le cas décrit par Cavoit et al. [1976], elle est composée d'une seule spire. Elle permet de capter le flux du champ magnétique variable qui la traverse. Comme nous l'avons déjà écrit au paragraphe 2.2.1.1 (p.22), le champ induit dans la boucle une force électromotrice, qui peut être schématisée électriquement par une source de tension alternative e . En considérant l'équation (2.43) (p.23) avec $N = 1$, elle s'écrit :

$$e = -j\omega B_0 e^{j\omega t} S \cos \alpha = -j\omega BS \cos \alpha . \quad (3.1)$$

Différentes formes géométriques sont envisageables pour la boucle, mais pour que sa surface de capture S soit la plus grande possible par rapport à sa plus grande dimension, une forme circulaire ou carrée, comme ce fut le cas pour les boucles des missions POLAR [Gurnett et al., 1995] et EXOS-D [Okada et al., 1986], est préférable à une forme elliptique ou rectangulaire, par exemple.

En termes d'impédances, la boucle est caractérisée par sa résistance R_a et son inductance L_a , qui dépendent de sa forme, de sa longueur, de sa section ainsi que de la résistivité ρ et de la perméabilité absolue μ du matériau utilisé. Celui-ci doit être un bon conducteur de courant et être transparent aux lignes de champ magnétique, sa perméabilité étant donc celle du vide, μ_0 . En présentant ces impédances nous étudierons également les conséquences du choix de la forme de la boucle. Nous comparerons en particulier une boucle circulaire de diamètre D avec une boucle carrée de côté D_c ayant la même surface, c'est-à-dire qu'elles sont le siège de la même *f.é.m.*. Ces deux dimensions sont proportionnelles :

$$r_D = \frac{D_c}{D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \approx 0,886. \quad (3.2)$$

3.3.1.1 Résistance

La résistance en continu R_{a0} s'exprime en fonction de la longueur l et de la section s_a de la boucle :

$$R_{a0} = \rho \frac{l}{s_a}. \quad (3.3)$$

La comparaison de la forme carrée avec la forme circulaire aboutit à un rapport de résistances en continu égal à $1/r_D$. Celle d'une boucle circulaire est approximativement 11% plus faible, à surface et section égales.

3.3.1.2 Inductance

L'inductance propre de la boucle primaire dépend de sa géométrie: sa forme et la section du conducteur [Grover, 1962]. Nous allons étudier cette inductance L_{a0} , aux fréquences basses, en fonction de ces deux paramètres géométriques. L'intérêt de cette étude est d'optimiser la fonction de transfert de l'antenne en maximisant le rapport de sa surface sur son inductance, en d'autres termes nous augmentons le rapport du courant circulant dans la boucle court-circuitée sur l'induction qui l'a générée. Comme l'expression de l'inductance diffère suivant la géométrie, il n'est pas possible de définir une seule équation d'optimisation, mais il faut étudier différents cas, en fixant la surface.

Comme pour la résistance, nous allons étudier l'influence sur l'inductance de la forme de la boucle, soit circulaire, soit carrée. Nous analyserons également l'influence de la section du conducteur en considérant 5 géométries :

- section s_1 : section circulaire de diamètre d ;
- section s_2 : section carrée de côté d_a ;
- section s_3 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est négligeable par rapport à la dimension axiale d_a ;
- section s_4 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est plus petite que la dimension axiale d_a ;

- section s_5 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est plus grande que la dimension axiale d_a .

La section peut être également pleine ou creuse, si l'on veut réduire la masse. Nous considérons pour tous les cas que les dimensions d , d_a et d_r sont petites devant le diamètre D ou le côté D_c de la boucle. Le schéma de la *Figure 3.2* montre la définition des dimensions axiale et radiale d'une section rectangulaire.

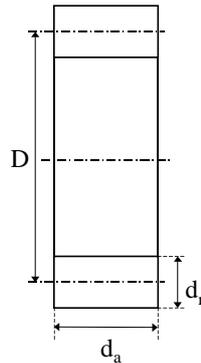


Figure 3.2 : Schéma d'une bobine circulaire de section rectangulaire (sections s_3 , s_4 et s_5).

Nous présentons dans l'*Annexe B*, les équations correspondant aux différentes sections et quelques exemples de calculs suivant la méthode proposée par Grover [1962]. Nous résumons ceux-ci dans le *Tableau 3.1* (p.52). Nous rappelons ici les expressions, valables aux fréquences basses, de l'inductance d'une boucle d'une seule spire de forme circulaire (3.4) et celle d'une forme carrée (3.5), de même surface et de même section circulaire du conducteur. Nous considérons le cas du cuivre, dont la perméabilité relative μ_r est égale à 1.

- Spire circulaire de diamètre D , de section circulaire de diamètre d (section s_1 , $d \ll D$) :

$$L_{a0-o} = \mu_0 \frac{D}{2} \left[\ln \frac{8D}{d} - 2 + \frac{\mu_r}{4} \right]. \quad (3.4)$$

Exemple 1 : pour $D = 28\text{cm}$ et $d = 1\text{cm}$, nous obtenons : $L_{a0} = 0,644\mu\text{H}$.

- Spire carrée de côté D_c , de section circulaire de diamètre d (section s_1) :

$$L_{a0-c} = \mu_0 \frac{2D_c}{\pi} \left[\ln \frac{2D_c}{d} - 0,774 + \frac{\mu_r}{4} \right]. \quad (3.5)$$

Exemple 2 : pour une boucle carrée de même surface qu'une boucle circulaire de 28cm de diamètre, soit $D_c = 24,8\text{ cm}$ avec $d = 1\text{cm}$, nous obtenons : $L_{a0} = 0,671\mu\text{H}$. En comparant ce résultat à

l'exemple 1, nous voyons que l'inductance d'une boucle carrée est plus grande de 4%, que celle d'une boucle circulaire.

De façon générale, Grover [1962] propose de calculer l'inductance d'un bobinage de forme polygonale à partir de celle d'un bobinage circulaire de même surface, les expressions calculées montrant que les inductances sont très proches. Ainsi pour une boucle circulaire et une boucle carrée, leur dimension caractéristique est dans le rapport r_D (3.2) (p.50).

Les expressions liées aux sections s_1 et s_3 , sont des cas limites de l'équation de Nagaoka appliquée à une seule spire de courant cylindrique d'épaisseur très fine par rapport au diamètre de la spire. Cette équation corrige l'inductance d'un solénoïde par le coefficient de Nagaoka qui prend en compte le rapport de l'allongement de l'enroulement sur son diamètre. Pour les sections rectangulaires s_4 et s_5 , nous utilisons les expressions d'un bobinage circulaire dont la forme se rapproche de celle du disque pour la première (cas $d_r > d_a$) ou d'un solénoïde pour la seconde (cas $d_a > d_r$). Ces relations dépendent des rapports d_r/D et d_a/d_r .

Dans le cas de la boucle carrée, l'inductance est calculée à partir du diamètre équivalent d'une boucle circulaire D_{eq} , égal à celui d'un cercle de même surface que le carré et corrigé par un coefficient fonction de d_a/D_{circ} . D_{circ} est le diamètre du cercle circonscrit au polygone que constitue la boucle : pour un carré $D_{circ} = D_c \sqrt{2}$. Notons que le cas s_3 est un cas limite de s_4 .

| Boucle | section s_1 $d = 1\text{cm}$ | section s_2 $d_r = d_a = 1\text{cm}$ | section s_3 $d_a = 1\text{cm},$ $d_r = 0\text{cm}$ | section s_4 $d_a = 1\text{cm},$ $d_r = 0,1\text{cm}$ | section s_5 $d_a = 0,1\text{cm},$ $d_r = 1\text{cm}$ |
|--------------------------------------|---|---|--|--|--|
| Circulaire $D=28\text{cm}$ | 0,644 $\mu\text{H}^{(*)}$ | 0,626 μH | 0,742 μH | 0,725 μH | 0,731 μH |
| Carrée $D_c=24,8\text{cm}$ | 0,671 $\mu\text{H}^{(*)}$ 0,682 $\mu\text{H}^{(**)}$ | 0,668 μH | 0,785 μH | 0,767 μH | 0,829 μH |

^(*) calcul avec l'équation (3.4), ^(**) calcul avec l'équation (3.5)

Tableau 3.1 : Comparaison du calcul de l'inductance propre d'une boucle à air d'une seule spire, de surface donnée (615cm^2), selon qu'elle est circulaire ou carrée, pour différentes sections du conducteur.

La méthode calcul de l'inductance d'une boucle de forme carrée annonce déjà, qu'à surface égale, celle-ci est du même ordre de grande que celle d'une forme circulaire, mais le tableau donne systématiquement une inductance plus faible pour la forme circulaire. Pour les sections s_1 à s_4 , l'accroissement représente environ 6%, soit approximativement $\sqrt{r_D}$, et pour la section s_5 , il est de l'ordre de r_D .

La comparaison entre les différentes sections, en particulier les sections s_1 et s_2 par rapport aux autres, montre que l'inductance est plus faible si la section du conducteur est plus grande. Nous retrouvons le même comportement que pour la résistance ohmique : l'augmentation de la section du conducteur diminue l'impédance en raison de l'augmentation du flux de la densité de courant le traversant, qui est l'intensité du courant. Mais dans le cas de l'inductance, la variation est beaucoup moins importante, parce qu'elle est proportionnelle au logarithme des dimensions de la section du conducteur. Cette relation apparaît explicitement dans les équations (3.4) et (3.5).

Le calcul de l'inductance pour les sections s_4 et s_5 a pour but de voir si un allongement axial, parallèle au champ magnétique, ou radial, permet d'obtenir une inductance plus faible, tout en conservant la même section de conducteur. Les valeurs plus faibles obtenues pour la section s_4 montrent qu'un allongement axial plus grand que l'allongement radial diminue l'inductance, en particulier pour une boucle de forme carrée, en raison d'un diamètre D_{eq} différent : 29,3cm pour s_4 et 31,0cm pour s_5 . Nous aboutissons à une différence d'inductance inférieure à 10% pour la boucle carrée. Pour la boucle circulaire, elle est négligeable.

Les relations que nous avons présentées pour calculer l'inductance propre de la boucle ne permettent pas de calculer celle-ci dans le cas d'un conducteur creux. Mais comme nous l'avons remarqué dans l'analyse du *Tableau 3.1*, celle-ci est liée à la section du conducteur. Nous proposons donc de calculer l'inductance en considérant un conducteur plein, de même section efficace et de même forme.

3.3.1.3 Choix du matériau conducteur

Le matériau conducteur le plus fréquemment employé est le cuivre, car après l'argent, il présente les meilleures conductivités électrique et thermique. Le cuivre n'est pas un métal précieux comme l'argent, il a donc l'avantage de coûter moins cher. Pour les applications spatiales, il présente également l'avantage d'une masse volumique plus faible.

L'aluminium est un conducteur très utilisé dans les applications spatiales pour sa très faible densité. Sa résistivité est légèrement plus forte que celle du cuivre. La boucle à air installée sur le satellite POLAR était en aluminium [Gurnett et al., 1995].

Dans le choix du matériau pour la boucle primaire, il s'agit de privilégier soit la masse, soit la résistance électrique.

| Matériau | Résistivité ρ ($\mu\Omega.cm$) | Masse volumique m_v (g/cm^3) | Comparaison avec le cuivre | |
|-----------|--|---------------------------------------|----------------------------|---------------|
| | | | ρ/ρ_{Cu} | m_v/m_{vCu} |
| Cuivre | 1,72 | 8,9 | 1 | 1 |
| Aluminium | 2,72 | 2,7 | 1,58 | 0,30 |
| Argent | 1,48 | 10,5 | 0,86 | 1,18 |

Tableau 3.2: Comparaison de la résistivité et de la densité du cuivre, de l'aluminium et de l'argent, à 20°C.

Le Tableau 3.2 montre que pour une même géométrie de la boucle, l'utilisation de l'aluminium au lieu du cuivre permet de réduire la masse d'un facteur 3,3 mais augmente la résistance de 58%. L'utilisation de l'argent à la place du cuivre n'apporte pas de changement aussi important qu'avec l'aluminium. Avec l'argent, la résistance chute de 14% et la masse croît de 18%.

Pour que la boucle présente la même résistance avec l'aluminium qu'avec le cuivre, à diamètre égal, il faut augmenter la section du conducteur. Pour une section circulaire donnée, le diamètre du conducteur est augmenté d'un facteur $\sqrt{\rho_{Al}/\rho_{Cu}} = 1,26$. Le rapport de masse entre les deux boucles est alors égal à $m_{Al}/m_{Cu} = 0,474$. L'utilisation de l'aluminium permet donc de réduire la masse de la boucle de 50% par rapport au cuivre.

3.3.1.4 Réponse de la boucle primaire à une onde électromagnétique

Dans la réalité, la boucle est plongée dans un champ d'ondes électromagnétiques, constituées d'ondes magnétiques et d'ondes électriques. Comme nous allons l'expliquer, la boucle est sensible, de façon différente, aux deux champs, car elle peut être assimilable à une antenne électrique à certaines fréquences.

Pour caractériser la réponse d'une boucle à air à une onde électromagnétique, nous allons d'abord rappeler le cas idéal où celle-ci est soumise à un champ magnétique seul, de longueur d'onde grande par rapport à son diamètre. Ensuite nous décrirons la réponse de la boucle à un

champ électrique seul, suivant une approche électrostatique, en nous appuyant sur le principe de fonctionnement d'un dipôle électrique [Béghin, 1996] (*Annexe G*). Nous combinerons alors la réponse à ces deux champs pour étudier le cas d'une onde électromagnétique plane, afin de définir un schéma électrique de la boucle valable à haute fréquence et d'estimer les dimensions permettant de négliger la sensibilité au champ électrique.

Cas idéal : réponse à un champ purement magnétique

Classiquement une boucle à air est réalisée avec une spire conductrice dont le circuit est fermé par une impédance de charge, généralement une résistance physique R_c , d'impédance complexe Z_c , aux bornes de laquelle est mesurée la tension V_a . Le principe de mesure du champ magnétique présenté sur la *Figure 3.3-a* s'explique à l'aide du schéma électrique équivalent de la *Figure 3.3 -b*.

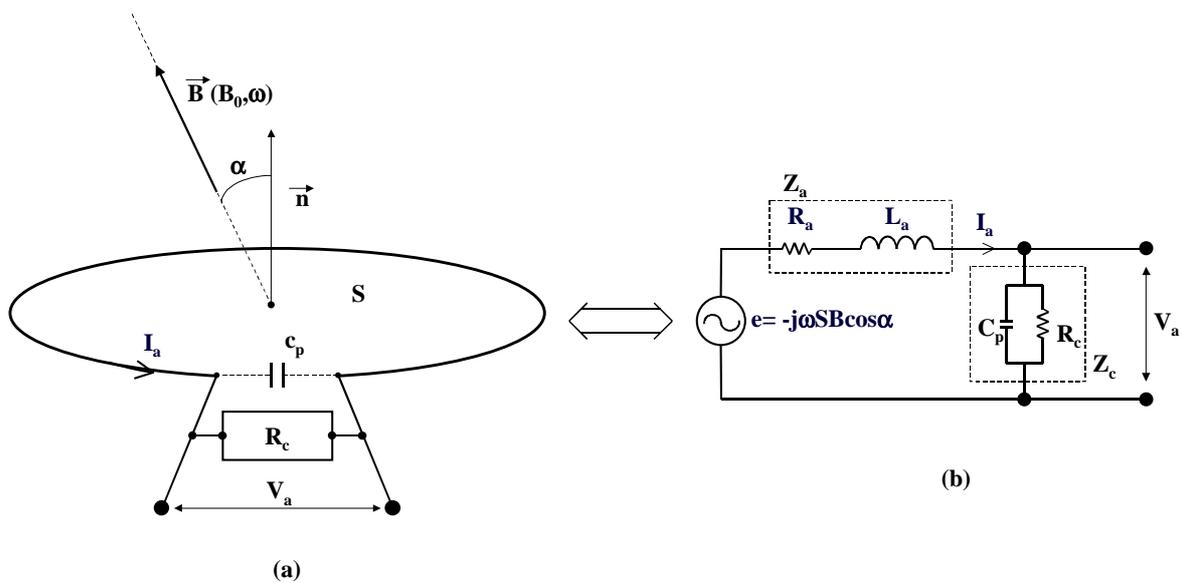


Figure 3.3 : Schéma de mesure du signal d'une boucle à air aux bornes d'une résistance de charge R_c (a) et schéma électrique équivalent du montage (b).

Comme nous l'avons écrit au début de ce chapitre, une induction magnétique B dans le vide et de pulsation ω , induit la force électromotrice e , qui vérifie (3.1), reprise sur la *Figure 3.3 -b*. Dans la suite de ce paragraphe nous considérerons le cas idéal où $\alpha = 0$, qui correspond à un champ incident perpendiculaire à la boucle. La boucle est représentée par la source de tension e associée en série à l'impédance Z_a de la boucle, qui est constituée d'une résistance R_a en série avec une

inductance L_a . Elle s'écrit en fonction de la pulsation ω , pour une tension et un courant sinusoïdaux :

$$Z_a = R_a + j\omega L_a . \quad (3.6)$$

La boucle n'étant pas court-circuitée mais seulement fermée par la résistance de charge, une capacité propre apparaît à ses extrémités. La résistance de charge n'étant jamais idéale, elle comporte également une capacité parasite. Ces capacités peuvent être modélisées par une capacité parasite globale C_p , placée en parallèle de R_c , comme sur la *Figure 3.3-b*. Ceci équivaut à charger la boucle par une impédance complexe Z_c , aux bornes de laquelle la tension V_a est mesurée :

$$Z_c = \frac{R_c}{1 + j\omega R_c C_p} . \quad (3.7)$$

V_a s'écrit en fonction de la force électromotrice e et des impédances Z_a et Z_c :

$$V_a = \frac{Z_c}{Z_c + Z_a} e . \quad (3.8)$$

Elle est ainsi parcourue par le courant I_a :

$$I_a = \frac{e}{Z_a + Z_c} . \quad (3.9)$$

Nous en déduisons la fonction de transfert de la boucle en tension :

$$\frac{V_a}{B} = \frac{-j\omega S}{1 + \frac{R_a}{R_c} - \omega^2 L_a C_p + j\omega \left(R_a C_p + \frac{L_a}{R_c} \right)} . \quad (3.10)$$

On peut considérer deux cas extrêmes dans l'équation (3.8), $Z_c \gg Z_a$ et $Z_c \ll Z_a$, qui nous mènent à deux méthodes de mesure et de conditionnement. La première méthode, à haute impédance, correspond à une mesure de la tension aux bornes de Z_c et la seconde, à basse impédance, est une mesure du courant traversant Z_c . Comme R_c et C_p sont en parallèle, cela équivaut à choisir R_c telle que $R_c \gg |Z_a|$ ou $R_c \ll |Z_a|$.

Si $R_c \gg |Z_a|$, l'impédance de charge est beaucoup plus grande que celle de l'antenne et l'équation (3.8) devient :

$$V_a = e = -j\omega S B . \quad (3.11)$$

Cette relation est valide aux basses fréquences, tant que C_p n'atténue pas l'impédance de charge. Nous voyons que dans ce cas V_a croît linéairement avec la fréquence. Dans l'équation (3.10), nous négligeons les termes en $1/R_c$ du dénominateur, la résistance étant suffisamment grande pour que la sensibilité de la boucle soit indépendante de celle-ci, elle s'écrit alors :

$$\frac{V_a}{B} \approx \frac{-j\omega S}{1 - \omega^2 L_a C_p + j\omega R_a C_p}. \quad (3.12)$$

Comme dans le cas d'une bobine (*Annexe A*), la boucle résonne à la fréquence :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_a C_p}}, \quad (3.13)$$

à laquelle son impédance apparente est purement résistive, de valeur R_p . Pour que la boucle ne « voie » pas l'impédance de charge, il faut choisir $R_c \gg R_p$. Notons que si $R_c \leq R_p$, la sensibilité est atténuée à la fréquence de résonance, réduisant le facteur de qualité apparent de la boucle.

Si $R_c \ll |Z_a|$, alors C_p est occultée par R_c aussi $Z_c \approx R_c$ et l'équation (3.8) devient :

$$V_a = \frac{Z_c}{Z_a + Z_c} e \approx R_c I_a. \quad (3.14)$$

On mesure toujours la tension V_a qui est proportionnelle au courant I_a , dans le rapport R_c :

$$\frac{V_a}{B} \approx \frac{-j\omega S R_c}{R_a + j\omega L_a}. \quad (3.15)$$

Nous voyons avec cette relation, que la sensibilité aux fréquences basses croît proportionnellement à celle-ci jusqu'à ce que $\omega L_a > R_a$. Ensuite elle est uniforme sur une large bande de fréquence, jusqu'au moment où l'impédance de la capacité devient proche de R_a .

Lorsque la boucle est en court-circuit, Z_c et V_a sont nulles, mais pas I_a . En utilisant le principe de mesure d'une sonde de courant, comme nous le faisons en enfilant un tore ferromagnétique sur la boucle, il est possible de prélever ce courant. On mesure alors la sensibilité en courant qui se déduit de l'équation (3.9) :

$$\frac{I_a}{B} = \frac{-j\omega S}{R_a + j\omega L_a}. \quad (3.16)$$

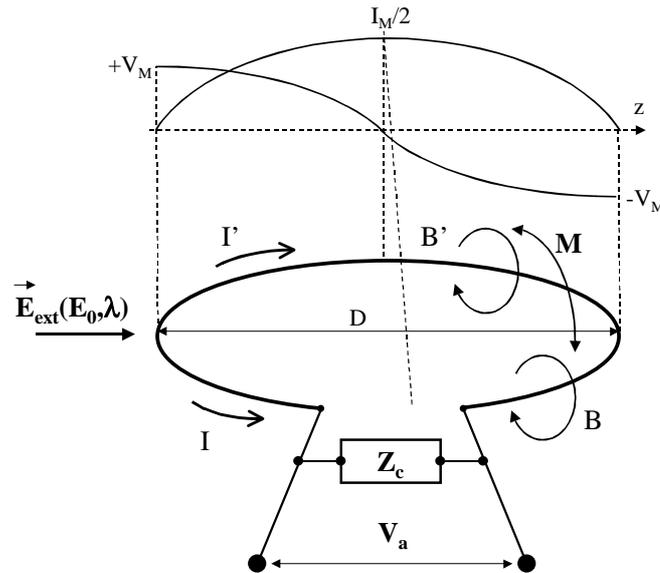
Remarquons que les expressions (3.16) et (3.15) sont dans le rapport R_c .

Dorénavant, pour simplifier l'écriture, nous considérerons directement la force électromotrice normalisée par rapport au champ magnétique : les tensions et les courants seront ainsi équivalents à des fonctions de transfert en tension et en courant.

Réponse d'une boucle à air au champ électrique

Le principe de la mesure du champ électrique (*Annexe G*) repose sur les points suivants, que nous allons appliquer à la boucle à air. Un champ électrique régnant dans l'espace induit la migration des charges à la surface d'un dipôle conducteur. L'induction est maximale lorsque le dipôle est parallèle au champ. Dans le cas d'une antenne dipôle double brin, les dipôles sont des fils conducteurs alignés dans le champ. Ainsi, le champ incident induit une répartition des charges telle qu'elles génèrent à la surface de l'antenne, plus précisément jusqu'à une profondeur δ appelée « épaisseur de peau », un champ s'opposant à celui qui l'a induit. A la surface des brins, le champ électrique total, parallèle à celle-ci, est nul, assurant ainsi la continuité du champ parallèle à la traversée de la surface de l'antenne. Il est également nul à l'intérieur, car les brins sont conducteurs. Le champ induit sur l'antenne une répartition stationnaire du potentiel qui est maximal aux extrémités. De même la migration des charges crée un courant stationnaire dans l'antenne, nul aux extrémités et maximal au milieu, dans le cas électrostatique et dans le cas d'une longueur de l'antenne proche d'un multiple impair de la demi-longueur de l'onde mesurée. La mesure du signal de l'antenne est faite à l'endroit où le courant est maximal. L'intensité de ce courant dépend de la résistance de rayonnement de l'antenne qui définit la puissance réelle de rayonnement ou de réception, soit la puissance utile de l'antenne.

Pour une boucle, le champ électrique induit une migration des charges à sa surface, si sa projection dans le plan de la boucle n'est pas nulle, comme schématisé sur la *Figure 3.4*. Sur cette figure nous supposons une forme arbitraire de courant et de tension, étant donné qu'ils sont fonction de la longueur d'onde et de la forme de la boucle. Nous les estimerons lors de l'étude de la réponse à une onde électromagnétique. Par analogie avec l'antenne électrique, la distribution des charges présente deux extremums, de signes opposés, en deux points diamétralement opposés. Nous pouvons supposer qu'un courant s'établit entre ces deux points, avec un maximum à mi-distance. Mais sur la boucle, les charges disposent de deux chemins pour circuler. Deux courants I et I' circulent donc dans le même sens, un dans chaque branche, générant chacun une induction magnétique, B et B' .



M: Couplage inductif mutuel additif

Figure 3.4 : Schéma d'une boucle à air soumise à un champ électrique quasi électrostatique situé dans le plan de la boucle.

Les deux courants circulant dans le même sens, induisent mutuellement l'un dans l'autre un courant qui se soustrait, il y a donc un couplage mutuel soustractif entre les deux courants, réduisant leur maximum. L'un des courants, I par exemple, est détecté par une mesure de tension aux bornes d'une impédance de charge Z_c . Le signal mesuré est maximal, s'il est prélevé en un point de la boucle situé sur un diamètre orthogonal à la direction du champ incident. Etant donné que l'on ajoute une impédance supplémentaire sur l'un des chemins, qui doit être grande par rapport à l'impédance de la boucle, pour la mesure du champ magnétique, comme nous l'avons montré avec l'équation (3.8), les deux courants ne sont plus égaux.

Pour une même différence de potentiel $\Delta V = 2V_M$ générant les deux courants, qui parcourent sur la boucle des chemins d'impédance $Z'_a \ll Z_c$, s'écrivent :

$$I = \frac{\Delta V}{Z'_a + Z_c} \approx \frac{\Delta V}{Z_c} \text{ et } I' = \frac{\Delta V}{Z'_a}. \quad (3.17)$$

Nous voyons que $I' \gg I$, le courant passe donc majoritairement par le chemin opposé à celui utilisé pour la mesure, mais ce phénomène est atténué par le couplage mutuel des deux branches. La tension V_a mesurée aux bornes de l'impédance Z_c s'écrit d'après l'équation (3.17) :

$$V_a = Z_c I = \frac{Z_c}{Z'_a + Z_c} \Delta V \approx \Delta V. \quad (3.18)$$

Si la boucle est court-circuitée, les deux chemins sont identiques et les deux courants sont alors de même intensité. En première approximation, nous pouvons supposer que leur valeur maximale est la moitié du courant traversant une antenne électrique, soit $I_M/2$. Ce courant peut être mesuré à l'aide d'une sonde de courant positionnée en l'un de ses deux maxima, comme expliqué dans le cas d'une onde magnétostatique.

Réponse à une onde électromagnétique : superposition des réponses magnétique et électrique

Pour étudier la combinaison des réponses aux champs électrique et magnétique, nous considérons une onde électromagnétique plane incidente, dans le vide, dont la source est suffisamment éloignée de la boucle pour être négligée. Rappelons que dans ce cas l'onde génère un champ électromagnétique, constitué d'une composante électrique et d'une composante magnétique, toutes les deux situées dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde et perpendiculaires entre elles. Le rapport du module de la composante électrique sur celui de l'induction de la composante magnétique est constant et égal à la célérité de la lumière dans le milieu, le vide dans le cas présent (2.17) (p.15).

Pour les besoins des explications qui vont suivre, nous introduisons la notion d'*impédance d'un champ électromagnétique*, qui est le rapport de l'amplitude de son champ électrique E_0 sur celle de son champ magnétique H_0 (exprimée en A/m), dans le milieu. Dans le vide, en zone de champ lointain les deux champs sont couplés, l'impédance est alors constante :

$$Z_{V0} = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377\Omega . \quad (3.19)$$

Remarquons que les équations (2.17) et (3.19) sont liées par la relation entre le champ magnétique à son induction dans le vide : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

En zone de champ proche, les composantes électrique et magnétique sont découplées. Selon la prédominance de l'une d'elles, l'impédance du champ électromagnétique Z_V est soit supérieure, soit inférieure, à son impédance dans le vide Z_{V0} . Pour une source dont le champ électrique est prédominant $Z_V > Z_{V0}$, l'impédance du champ est donc forte. Pour une source à champ magnétique prédominant $Z_V < Z_{V0}$, son impédance est faible.

Nous allons estimer le courant généré dans la boucle par l'onde électromagnétique en nous inspirant des calculs de Kanda [1984] et de Esselle et Stuchly [1990] pour quantifier le courant

d'origine magnétique et celui d'origine électrique. Nous aboutirons à un schéma électrique équivalent de la boucle tenant compte du couplage capacitif avec le milieu ambiant et des pertes par rayonnement.

Ces deux références s'appuient sur la relation intégrale théorique liant le courant circulant en chaque point d'une boucle à air, circulaire et mince, au champ électromagnétique d'une onde plane incidente en chacun de ses points. La *Figure 3.5* montre une telle boucle soumise à une onde électromagnétique plane, composée d'un champ électrique d'amplitude $E_0 e^{jkr}$ polarisée linéairement d'un angle Ψ par rapport au plan de la boucle et d'un champ magnétique d'amplitude $H_0 e^{jkr}$, à une distance r du centre de la boucle.

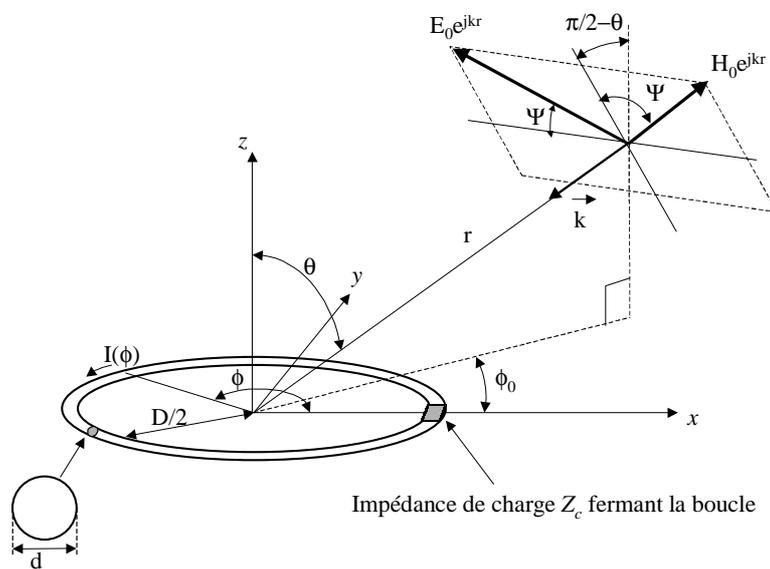


Figure 3.5 : Boucle à air captant une onde électromagnétique plane.

L'onde est caractérisée par un vecteur d'onde \vec{k} , d'amplitude :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c_0}, \quad (3.20)$$

où λ est sa longueur d'onde. L'onde se propage suivant une direction faisant un angle ϕ_0 par rapport à la position de l'impédance de charge sur la boucle. Le courant $I(\phi)$ en un point ϕ de la boucle, de diamètre D et de section circulaire de diamètre d , vérifie l'équation intégrale suivante, écrite sous la forme générale proposée par Esselle et Stuchly [1990], valable aussi bien en réception qu'en émission :

$$V_0 \delta(\phi) + \frac{D}{2} E_\phi = \frac{jZ_{V0}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} L(\phi - \phi') I(\phi') d\phi' + \frac{R_a}{2\pi} I(\phi). \quad (3.21)$$

$V_0 \delta(\phi)$ est une source de tension ayant la forme d'une impulsion de Dirac, c'est-à-dire non nulle et égale à V_0 uniquement au point $\phi = 0$. Cette source représente l'alimentation en tension de la boucle lorsqu'elle fonctionne en émission. E_ϕ est la composante du champ électrique incidente au point ϕ de la boucle. Z_{V0} est l'impédance intrinsèque du vide. Remarquons que l'équation (3.21) relie explicitement le courant à la seule composante électrique du champ électromagnétique. En fait la composante magnétique est prise en compte implicitement en considérant l'impédance du champ électromagnétique (3.19). R_a est définie par Esselle et Stuchly [1990] comme « l'impédance totale de la boucle distribuée uniformément », c'est-à-dire sa résistance ohmique. L'intégrant $L(\phi - \phi')$, qui a la dimension d'une impédance par unité d'angle, exprime le courant induit en un point ϕ' de la boucle par le champ électromagnétique incident au point ϕ . Cet intégrant peut être développé en série de Fourier :

$$L(\phi - \phi') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{-jn(\phi - \phi')}. \quad (3.22)$$

De même le champ électrique incident est développé en une série de Fourier :

$$E_\phi(\phi) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n e^{-jn\phi}, \quad (3.23)$$

où E_0 est l'amplitude du champ électrique incident au centre de la boucle.

Le courant se décompose également en série de Fourier :

$$I(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n e^{-jn\phi}. \quad (3.24)$$

A l'aide des équations (3.22) à (3.24), l'équation (3.21) s'écrit au point ϕ sous la forme d'une somme de n ondes ayant un déphasage $n\phi$, les coefficients I_n vérifient alors :

$$I_n = \frac{V_0 + \pi D f_n E_0}{R_a + j\pi Z_{V0} a_n}. \quad (3.25)$$

En considérant la boucle en émission $E_0=0$, on peut calculer son admittance d'entrée Y :

$$Y = \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{R_a + j\pi Z_{V0} a_n}. \quad (3.26)$$

Chaque admittance Y_n se compose de la mise en série de l'impédance totale de la boucle R_a avec une impédance de rayonnement Zr_n complexe :

$$Zr_n = j\pi Z_{V0} a_n = 120\pi^2 j a_n. \quad (3.27)$$

En réception $V_0=0$, la boucle est alors chargée par une impédance de charge Z_c . Si cette impédance est nulle, le courant total I_a vue en ce point (en $\phi = 0$) est le courant en court-circuit I_{cc} :

$$I_{cc} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\pi D f_n E_0}{R_a + j\pi Z_{V0} a_n}. \quad (3.28)$$

Lorsque cette impédance n'est pas nulle, le courant total dans la boucle est alors :

$$I_a = \frac{I_{cc}}{Z_c Y + 1}. \quad (3.29)$$

Nous aboutissons alors à un schéma électrique équivalent de la boucle à air en réception qui est la somme de n forces électromotrices en série avec une impédance de rayonnement complexe Zr_n et l'impédance totale de la boucle R_a , telle que le montre la *Figure 3.6*.

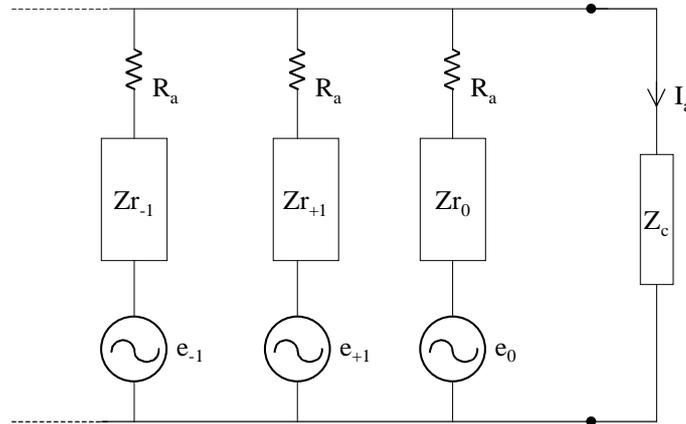


Figure 3.6 : Schéma électrique équivalent de la boucle à air captant une onde électromagnétique plane induisant n sources électromotrices qui sont des sources de tensions en parallèle, générant n courants s'additionnant (d'après Esselle et Stuchly [1990]).

A partir des équations (3.27) et (3.28), nous obtenons la forme générale de ces *f.é.m.* :

$$e_n = \pi D f_n E_0. \quad (3.30)$$

Cette décomposition en une série infinie, aboutissant au schéma équivalent de la boucle à air recevant une onde électromagnétique plane, peut être interprétée en appliquant de façon simple les équations de Maxwell-Faraday (2.20) et Maxwell- Ampère (2.21) (p.16).

L'équation de Maxwell-Faraday explique que la composante magnétique induit une force électromotrice dans un circuit fermé, donnant naissance à un courant. Ce phénomène est exprimé par l'ordre 0.

L'équation de Maxwell-Ampère relie le courant, la circulation du champ magnétique et la variation temporelle du flux électrique. Elle signifie que d'une part le courant d'ordre 0 crée un champ magnétique autour du conducteur et un champ électrique parallèle à ce dernier, d'autre part que la dérivée temporelle du flux de la composante électrique crée un autre courant dans le plan perpendiculaire au plan de la boucle et modifie les lignes du champ magnétique. En appliquant l'équation de Maxwell-Faraday à cette correction du champ magnétique, on obtient une correction de la *f.é.m.* d'ordre 1.

Comme ces deux relations de Maxwell dépendent de la dérivée temporelle première des deux champs, en considérant des ondes sinusoïdales, la tension apparaissant aux bornes de la boucle est une somme de termes d'ordre n proportionnels à la fréquence en $f^{(n+1)}$. Ainsi la contribution de la composante électrique intervenant à l'ordre 1, la réponse au champ électrique est proportionnelle à f^2 . Ce qui se traduit, comme nous le verrons dans la suite de ce paragraphe, par une contribution prépondérante sur celle de la composante magnétique au-delà d'une certaine fréquence que nous évaluerons.

La présence d'ordres négatifs s'explique par la répartition des charges induite par le champ électrique à la surface de la boucle : en deux points diamétralement opposés, les charges sont opposées, ainsi à une extrémité le courant de déplacement est dirigé vers le conducteur et à l'autre extrémité il est dirigé vers l'extérieur, fermant le circuit. Donc les termes d'ordre $-n$ sont égaux aux termes d'ordre n .

Nous expliquons ainsi les hypothèses de Kanda [1984] et les solutions qu'il donne pour les coefficients a_n et f_n pour modéliser la réponse au champ magnétique et au champ électrique d'une boucle à air dans la gamme de fréquence nous intéressant.

Kanda [1984] considère une boucle dont le diamètre est petit devant la longueur d'onde, ainsi il néglige les courants d'ordre $n < -1$ et $n > 1$. Les termes restant sont le courant généré par le champ magnétique ($n=0$) et les deux courants ($n=1$ et $n=-1$) générés par le dipôle électrique auquel est assimilable la boucle. Ces deux courants s'additionnent dans la boucle, ainsi les coefficients des séries de Fourier sont pairs : $a_n = a_{-n}$ et $f_n = f_{-n}$, de même pour e_n , I_n et Zr_n . Nous obtenons un schéma électrique équivalent de la boucle primaire avec seulement deux forces électromotrices : e_m générée par le champ magnétique et e_e générée par le champ électrique. Chaque source de tension est en série avec une impédance de rayonnement : $Zr_m = Zr_0$ est l'impédance de rayonnement magnétique

et $Zr_e = 1/2 Zr_l$ est l'impédance de rayonnement électrique. Le circuit équivalent (*Figure 3.7*) se compose donc d'une branche magnétique et d'une branche électrique, chacune générant un courant, respectivement I_m et I_e . Ainsi le courant dans la boucle est la somme des deux :

$$I_a = I_m + I_e. \quad (3.31)$$

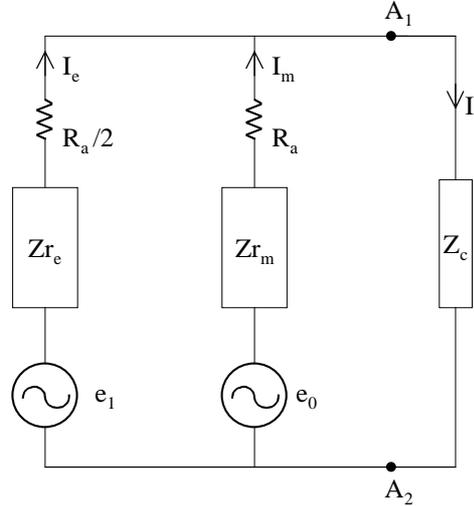


Figure 3.7 : Schéma électrique équivalent de la boucle primaire recevant une onde électromagnétique plane, simplifié en considérant le diamètre petit devant la longueur d'onde.

Les coefficients f_0 , f_1 , a_0 et a_1 sont calculés dans le cas d'une réception maximale des champs électrique et magnétique : lorsque $\Psi = 0$, $\theta = \pi/2$ et $\phi_0 = 0$.

Les forces électromotrices obtenues sont :

$$e_m = -j\pi \frac{D^2}{4} kE_0 = -j\omega\pi \frac{D^2}{4} \mu_0 H_0, \quad (3.32)$$

$$e_e = \pi \frac{D}{2} E_0. \quad (3.33)$$

En effectuant un développement jusqu'à l'ordre 4 en (kD) afin de faire apparaître la partie réelle de Zr_m , les impédances de rayonnement s'écrivent :

$$Zr_m = 20\pi^2 \left(k \frac{D}{2}\right)^4 + 120\pi jk \frac{D}{2} \left[\text{Ln} \frac{8D}{d} - 2 + \frac{2}{3} \left(k \frac{D}{2}\right)^2 \right], \quad (3.34)$$

$$Zr_e = 20\pi^2 \left(k \frac{D}{2}\right)^2 - 60\pi j \frac{2}{kD} \left[\text{Ln} \frac{8D}{d} - 2 + \frac{2}{3} \left(k \frac{D}{2}\right)^2 \right] + 60\pi jk \frac{D}{2} \left[\text{Ln} \frac{8D}{d} - \frac{4}{3} - \frac{14}{15} \left(k \frac{D}{2}\right)^2 \right]. \quad (3.35)$$

Nous pouvons décomposer ces impédances en une série d'impédances élémentaires. L'impédance de rayonnement magnétique se décompose en une résistance Rr_m et une inductance L_{ar} et l'impédance de rayonnement électrique en une résistance Rr_e , une capacité C_e et une inductance L_e . Nous obtenons en remplaçant k par ω/c_0 et en introduisant l'inductance basse fréquence de la boucle L_{a0} , calculée à l'aide de son expression (3.4) (p.51) :

$$Zr_m = Rr_m + j\omega L_a, \quad (3.36)$$

$$Zr_e = Rr_e + \frac{1}{j\omega C_e} + j\omega L_e. \quad (3.37)$$

Avec :

$$Rr_m = \frac{20\pi^2}{c_0^4} \left(\omega \frac{D}{2} \right)^4, \quad (3.38)$$

$$L_{ar} = L_{a0} + \mu_0 \frac{D}{3} \left(\frac{\omega D}{2c_0} \right)^2, \quad (3.39)$$

$$Rr_e = \frac{20\pi^2}{c_0^2} \left(\omega \frac{D}{2} \right)^2, \quad (3.40)$$

$$C_e = \frac{\left(\frac{D}{c_0} \right)^2}{2L_{a0} + \mu_0 \frac{2D}{3} \left(\frac{\omega D}{2c_0} \right)^2} = \frac{\left(\frac{D}{c_0} \right)^2}{2L_{ar}}, \quad (3.41)$$

$$L_e = \frac{L_{a0}}{2} - \mu_0 \frac{D}{6} \left(\frac{7}{5} \left(\frac{\omega D}{2c_0} \right)^2 - 1 \right) \approx \frac{L_{ar}}{2}. \quad (3.42)$$

L'impédance de rayonnement magnétique, composée d'une résistance et d'une inductance, croît avec la fréquence. L'expression de l'inductance L_{ar} donnée par l'équation (3.39) est égale à L_{a0} à un terme correctif près, intervenant aux fréquences élevées.

L'impédance de rayonnement électrique est constituée d'une capacité et d'une inductance placées en série, elle est donc grande aux basses fréquences. Ainsi la réponse de la boucle au champ électrique est négligeable aux fréquences basses et augmente avec la fréquence. Ainsi au-delà d'une certaine fréquence elle devient supérieure à la sensibilité magnétique.

Lorsque la boucle est en court-circuit, la réactance de la branche électrique présente un maximum à la fréquence f_e , qui induit une résonance en courant et qui s'exprime en négligeant les termes en $(\omega D)^2$ et en considérant $D \gg d$:

$$f_a = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{ar}C_e}} = \frac{c_0}{\sqrt{2\pi D}}, \quad (3.43)$$

Elle correspond à une longueur d'onde égale à la circonférence de la boucle :

$$\lambda_e \approx \pi D. \quad (3.44)$$

Si nous comparons les courants générés dans les résistances de rayonnement électrique et magnétique, nous obtenons :

$$\frac{I_{r_m}}{I_{r_e}} = \left| \frac{e_m}{e_e} \right| \frac{Rr_e}{Rr_m} = \frac{\pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 kE_0}{\pi \left(\frac{D}{2} \right) E_0} \frac{20\pi^2 \left(\frac{kD}{2} \right)^2}{20\pi^2 \left(\frac{kD}{2} \right)^4} = \left(\frac{2}{kD} \right) = \left(\frac{\lambda}{\pi D} \right). \quad (3.45)$$

Nous voyons que le courant d'origine magnétique est supérieur à celui d'origine électrique lorsque le diamètre D vérifie :

$$\frac{I_{r_m}}{I_{r_e}} > 1 \Leftrightarrow D < \frac{\lambda}{\pi}. \quad (3.46)$$

Cette relation définit le diamètre en dessous duquel le courant réel induit dans la boucle par le champ magnétique incident est plus important que celui induit par le champ électrique. Pour une fréquence de 100MHz, soit une longueur d'onde dans le vide de 3m, ceci correspond à un diamètre de 95cm.

L'article de Stuchly et al. [1990], s'appuyant sur celui d'Esselle et Stuchly [1990], estime la proportion du courant total généré dans une boucle à air court-circuitée due au champ magnétique, en fonction du rapport $(\pi D/\lambda)$ de la circonférence sur la longueur d'onde d'un champ électromagnétique dans le vide. Cet article aboutit à la figure que nous reproduisons ici :

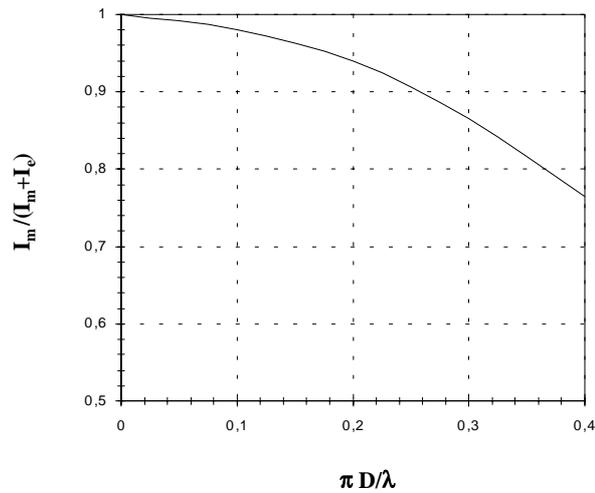


Figure 3.8 : Rapport de l'amplitude du courant d'origine magnétique sur l'amplitude du courant total généré dans une boucle à air court-circuitée, par une onde électromagnétique plane dans le vide en fonction du rapport de la circonférence sur la longueur d'onde (d'après Stuchly et al [1990]), $\lambda = 3m$ à 100MHz.

Nous voyons qu'avec le critère $\lambda \geq 10\pi D$, le signal magnétique représente plus de 98% du signal total. Pour une boucle d'un diamètre de 28cm, soit $D \approx \lambda/10$ pour $\lambda=3m$, ce même critère correspond à une fréquence inférieure à 34MHz. Pour une boucle du même diamètre, le signal magnétique représente 87% du signal total à 100MHz et 90% à 85MHz.

En conclusion, le choix d'un diamètre $D \approx \lambda/10$ nous semble donc suffisant. D'une part la réponse au champ électrique reste faible jusqu'à 100MHz, d'autre part la surface de capture est supérieure d'un facteur π^2 , soit quasiment un facteur 10, par rapport au critère $D \approx \lambda/10\pi$. Donc le gain de surface, qui permet d'abaisser le seuil de sensibilité, est plus important que l'augmentation de la susceptibilité au champ électrique.

Simulation de la réponse à une onde électromagnétique d'une boucle à air de 28cm de diamètre

Afin de vérifier le résultat de la Figure 3.8, nous avons simulé la réponse à une onde électromagnétique d'une boucle à air de 28cm que nous avons réalisée, en appliquant le modèle de la Figure 3.7 (p.65).

Nous considérons une boucle de forme circulaire, caractérisée en basse fréquence par une inductance L_{a0} de 744nH et une résistance R_{a0} de 43,5m Ω .

Afin de comparer la sensibilité au champ électrique à celle au champ magnétique, nous exprimons la force électromotrice électrique en fonction de l'amplitude de l'induction magnétique, sachant que leur rapport est égal à la célérité de la lumière dans le milieu. Une induction magnétique de 1nT correspond à un champ électrique de 0,3V/m, dans le vide. L'équation (3.33) (p.65) devient alors :

$$e_e = \pi \frac{D}{2} E = \pi \frac{D}{2} c_0 B. \quad (3.47)$$

Pour rendre compte de la sensibilité de la boucle primaire à une onde électromagnétique, nous calculons les tensions $V_{m_{em}}$ et $V_{e_{em}}$ générées aux bornes de la boucle primaire par les forces électromotrices e_m et e_e , à l'aide du théorème de Thévenin. La tension V_a aux bornes de la boucle est la somme de ces deux tensions. Ci-dessous, nous exprimons directement ces tensions sous forme de sensibilités, normalisées par rapport à l'induction magnétique B :

$$V_a = V_{m_{em}} + V_{e_{em}} = \frac{e_m}{B} \frac{Zr_e}{Zr_m + Zr_e} + \frac{e_e}{B} \frac{Zr_m}{Zr_m + Zr_e}. \quad (3.48)$$

Afin de comparer la réponse de la boucle primaire dans le cas électromagnétique au cas magnétostatique, nous avons simulé la mesure de la tension aux bornes d'une sonde présentant une résistance R_{sd} de 1M Ω et une capacité C_{sd} de 10pF. Nous avons ajouté la simulation du courant généré par chacune des forces électromotrices dans la boucle en court-circuit. Nous définissons ces courants à partir des sensibilités magnétique et électrique :

$$I_{m_{em}} = \frac{e_m}{Zr_m B} \quad (3.49)$$

et

$$I_{e_{em}} = \frac{e_e}{Zr_e B}. \quad (3.50)$$

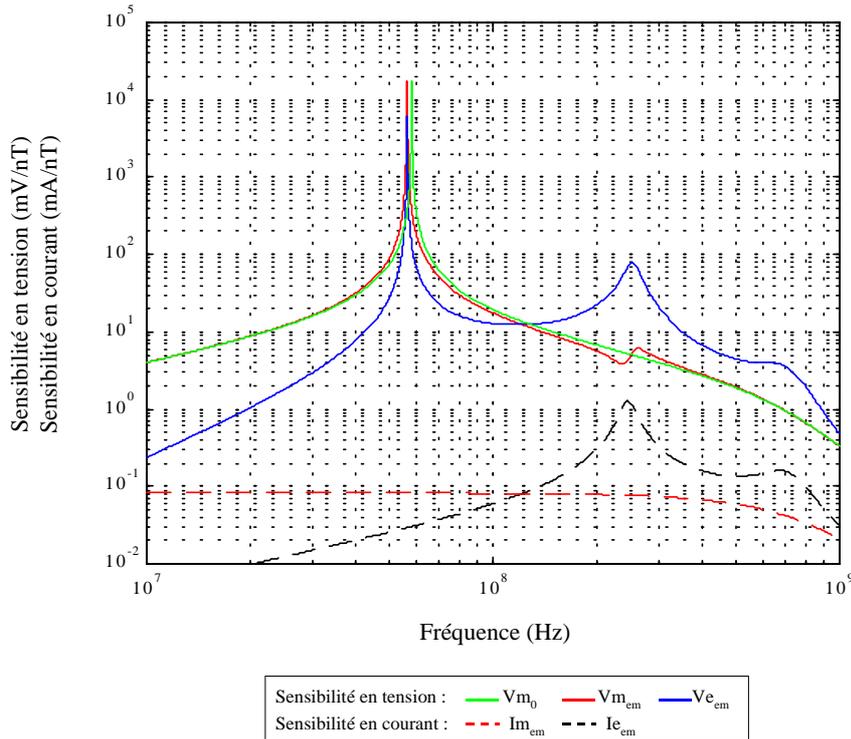


Figure 3.9 : Simulation, à partir des modèles magnétostatique et électromagnétique, des amplitudes des sensibilités en tension et en courant d'une boucle circulaire de 28cm de diamètre, soumise à un champ magnétique et à un champ électrique, dans l'air.

Sur la *Figure 3.9*, nous simulons la réponse au-delà de 100MHz, afin de montrer les effets de la réponse électrique, que nous rejetons au-delà de la bande passante du capteur avec une boucle à air de 28cm de diamètre. V_{m_0} représente l'amplitude de la fonction de transfert du modèle magnétostatique de la boucle. $V_{m_{em}}$ et $V_{e_{em}}$ sont respectivement les amplitudes des fonctions de transfert en champ magnétique et en champ électrique du modèle électromagnétique, mesurées en tension. De même que $I_{m_{em}}$ et $I_{e_{em}}$ sont les courants générés par ces mêmes champs, dans la boucle en court-circuit.

Nous n'avons pas représenté le courant du modèle magnétostatique puisqu'il est identique à celui du modèle électromagnétique jusqu'à approximativement 100MHz. En effet dans le schéma équivalent de la boucle, la branche électrique est vue en parallèle de l'impédance de charge par la branche magnétique. Donc le courant d'origine magnétique ne traverse pas la branche électrique lorsque la boucle est court-circuitée, puisque l'impédance de charge est nulle. Réciproquement le courant d'origine électrique ne traverse pas la branche magnétique. La simulation montre que le

courant d'origine magnétique est constant depuis approximativement 10kHz, où la réactance de l'inductance devient prédominante sur la résistance ohmique, jusqu'à 100MHz. Au-delà, l'augmentation de l'impédance de rayonnement induit une lente décroissance du courant. Dans la bande 100kHz – 10MHz, son amplitude est de 82,8 μ A/nT. L'augmentation de l'impédance au voisinage de 100MHz, n'amène pas de baisse considérable à cette fréquence. La simulation donne une amplitude de 81,6 μ A/nT à cette fréquence.

Le courant d'origine électrique croît proportionnellement à la fréquence. Il atteint son maximum à la fréquence de 245MHz, siège d'une anti-résonance créée par l'association en série de la capacité et de l'inductance de la branche électrique, il s'agit de la fréquence f_e . A 100MHz, il est de 59,3 μ A/nT. Les deux courants présentent la même amplitude à la fréquence de 122MHz, en dessous de cette fréquence, le courant d'origine magnétique est donc prédominant.

La mesure des champs en tension entraîne un comportement différent des réponses en fonction de la fréquence et l'apparition d'une résonance, inférieure à la fréquence de l'anti-résonance. Sur les réponses au champ magnétique des modèles électromagnétique et magnétostatique apparaissent quelques différences.

En dessous de la fréquence de résonance, la réponse au champ magnétique est proportionnelle à la fréquence et celle au champ électrique devient proportionnelle à son carré. Au-dessus de cette fréquence la réponse au champ magnétique devient inversement proportionnelle à la fréquence et la réponse au champ électrique devient constante jusqu'à une résonance en tension, à 252MHz. La capacité de la branche électrique et celle de la sonde agissent alors comme un pont diviseur capacitif sur la force électromotrice d'origine électrique. Cette résonance en tension apparaît à une fréquence supérieure à l'anti-résonance de la mesure en courant (245MHz), en raison de l'association en série des deux capacités. Au-delà la réponse en tension au champ électrique devient à son tour inversement proportionnelle à la fréquence. Donc globalement, le rapport entre les réponses ses deux champs n'est pas modifié suivant la mesure du courant ou de la tension. Comme pour la réponse en courant, l'amplitude de la réponse en tension au champ électrique est inférieure à celle au champ magnétique jusqu'à 122MHz.

La capacité de la sonde de mesure introduit une résonance sur les réponses aux champs magnétique et électrique, en se couplant en parallèle de l'inductance de la branche magnétique. Dans le modèle électromagnétique, la fréquence de résonance, à 58,2MHz, est la même pour les réponses aux deux champs. Dans le modèle magnétostatique, cette fréquence a chuté à 56,5MHz, en effet dans le modèle précédent, la capacité de la branche électrique s'ajoutait à celle de la sonde.

En dessous de ces fréquences, les deux modèles donnent la même réponse au champ magnétique. Au-dessus, nous observons un décalage constant en raison de cette différence des fréquences de résonance. Ce décalage disparaît après l'anti-résonance de la branche électrique, à 245MHz. Au voisinage de cette fréquence, nous observons sur le modèle électromagnétique une anti-résonance suivie d'une résonance secondaire, dues à l'augmentation puis à la diminution de la réactance de la branche électrique qui induit une fluctuation du courant d'origine magnétique circulant dans la branche électrique. Remarquons que la mesure en courant du champ magnétique ne subit pas ces fluctuations, la mesure étant effectuée avec une impédance nulle.

Nous pouvons tirer de l'analyse de cette simulation plusieurs conclusions :

- Le modèle électromagnétique montre le même rapport entre les courants induits dans la boucle en court-circuit et les tensions mesurées à ses bornes lorsqu'elle est chargée par une forte impédance.
- Les réponses en tension au champ magnétique des modèles magnétostatique et électromagnétique ne présentent pas de différence importante jusqu'à 100MHz, excepté la variation de la fréquence de résonance en raison de la présence de la capacité de la branche électrique.
- L'intégration de la branche électrique dans la modélisation met en évidence une résonance secondaire de la sensibilité au champ magnétique en raison de la variation d'impédance du réseau électrique à l'anti-résonance. A cette fréquence la sensibilité au champ électrique présente un maximum et elle est au moins 10 fois supérieure à celle due au champ magnétique.
- En choisissant un diamètre de 28cm, la fréquence à partir de laquelle la réponse au champ électrique devient prépondérante sur celle au champ magnétique est supérieure à 100MHz, elle sort donc de la bande passante du capteur. Nous voyons que le maximum de réponse au champ électrique, qui est l'anti-résonance apparaissant à 245MHz, se trouve également hors de la bande passante. Pour que cette anti-résonance soit inférieure à 100MHz, la boucle devrait être plongée dans un plasma dont la permittivité est au moins 2,5 fois supérieure à celle du vide, à cette fréquence. Notons que la *Figure 3.9* indique une réponse au champ magnétique représentant 58% du signal total à 100MHz, soit plus faible que celle déduite de la *Figure 3.8* (p.68). Cette différence résulte d'un calcul à partir des amplitudes seules. En tenant compte du déphasage entre les signaux induits par les champs électrique et magnétique, nous retrouvons le pourcentage de 87%.

Mise à la masse de la boucle à air court-circuitée

Avec une boucle à air en court-circuit, le courant y circulant est mesuré par induction à l'aide du tore et du bobinage secondaire (*Figure 3.1*, p.47). La boucle n'est donc pas reliée au bobinage, elle se trouve à un potentiel flottant. Elle est alors susceptible d'être chargée à un potentiel différent du bobinage par un rayonnement électrique parasite. La différence de potentiel ainsi créée génère un signal parasite par couplage capacitif. En effet une capacité apparaît entre la boucle et le bobinage en raison de la proximité de ces deux conducteurs et de l'absence de liaison à basse impédance qui court-circuiterait cette capacité.

Il est donc indispensable de référencer la boucle et le bobinage au même potentiel. La boucle est donc mise à la masse du préamplificateur et du transformateur, en un seul point afin de ne pas générer de circulation de courant par la masse. La connexion entre la boucle et le bobinage doit être faite au plus court pour que cette liaison soit efficace jusqu'aux plus hautes fréquences possibles.

3.3.2 Tore et bobinage secondaire

En décrivant la structure globale du capteur au paragraphe 3.2 (p.47), nous avons assimilé le rôle du tore à celui d'un transformateur dont l'enroulement primaire est la boucle à air et l'enroulement secondaire est le bobinage de N_{bob} spires. Nous allons d'abord présenter la modélisation du tore et des enroulements comme un transformateur, en nous appuyant sur l'étude de Laveuve [1991] de la modélisation du transformateur en haute fréquence. Ensuite nous détaillerons les différentes impédances liées au transformateur.

3.3.2.1 Modélisation du tore comme un transformateur

Un transformateur est un quadripôle passif, transférant de l'énergie par couplage inductif entre deux enroulements au moyen d'un noyau ferromagnétique de perméabilité relative $\mu_r \gg 1$. Les extrémités de l'enroulement primaire constitue l'entrée (A) du quadripôle et celles de l'enroulement secondaire sa sortie (B). Ce quadripôle est caractérisé par son rapport de transformation η , qui est égal au rapport du nombre de spires entre les deux enroulements. La boucle primaire traversant une seule fois le tore et le bobinage secondaire étant constitué de N_{bob} spires, nous avons :

$$\eta = N_{bob}. \quad (3.51)$$

Le transformateur est également le siège de couplages capacitifs parasites entre les enroulements et éventuellement avec le noyau.

Dans un transformateur idéal, soumis au seul couplage inductif, les courants et les tensions sont reliés entre l'entrée et la sortie, par le rapport de transformation η :

$$\begin{aligned} V_b &= \eta V_a, \\ I_b &= \frac{I_a}{\eta}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Remarquons que si $\eta > 1$, le coupleur amplifie la tension et atténue le courant et inversement si $\eta < 1$. Nous voyons que la puissance est conservée entre l'entrée et la sortie :

$$P_b = V_b I_b = \eta V_a \frac{I_a}{\eta} = P_a. \quad (3.53)$$

Le transformateur étant passif, nous pouvons échanger le rôle de l'entrée et de la sortie tout en conservant les relations (3.52) et (3.53). Nous avons alors un transformateur au rapport inverse, soit $1/\eta$.

L'échange d'énergie au sein d'un transformateur peut être décrit soit par une approche électromagnétique, auquel cas on considère les champs générés, soit par une approche électronique, modélisant le système par des impédances.

Approche électromagnétique

Du point de vue électromagnétique, le transformateur peut être décrit par les équations de Maxwell-Faraday (2.20) et de Maxwell-Ampère (2.21) (p.16). Sur la *Figure 3.10*, nous montrons un agrandissement de la traversée du tore par la boucle primaire de la *Figure 3.1*, pour illustrer les phénomènes électromagnétiques apparaissant. En raison du diamètre de la boucle primaire beaucoup plus grand que les dimensions du tore, nous pouvons considérer que celle-ci est coaxiale avec l'axe du tore au voisinage de la traversée. Cet axe est un centre de symétrie de révolution du système.

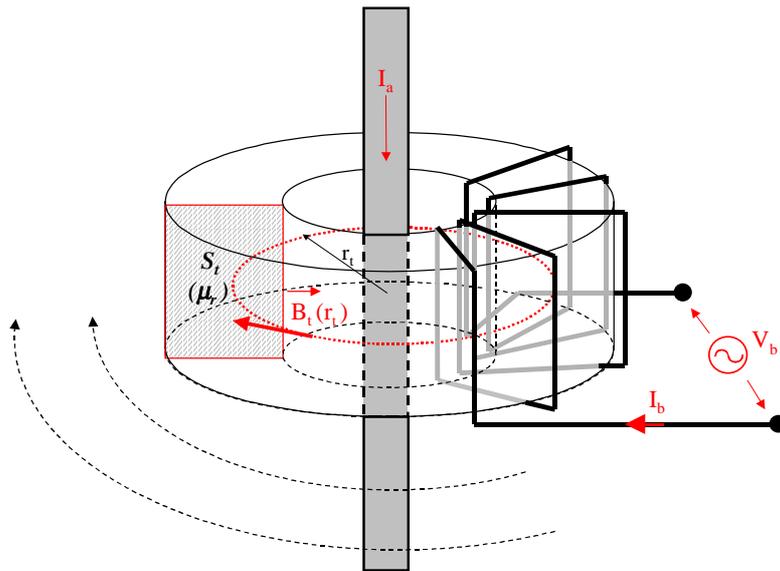


Figure 3.10 : Zoom sur le tore, schématisant l'induction magnétique générée par le courant circulant dans la boucle primaire (Maxwell-Ampère) et la force électromotrice induite dans le bobinage secondaire par le flux de cette induction dans le tore (Maxwell-Faraday).

La relation de Maxwell-Ampère exprime que le courant I_a circulant dans la boucle primaire génère une induction magnétique au voisinage du tore, perpendiculaire à son axe. Dans le plan du tore, cette induction circule sur des lignes de champ concentriques, centrées par rapport à l'axe.

Le caractère ferromagnétique du tore lui confère une perméabilité nettement supérieure à celle de l'air, restant maximale en raison de sa forme circulaire qui constitue un chemin magnétique fermé. L'induction circulant à l'intérieur est ainsi maximale.

Le bobinage le recouvrant capte le flux élémentaire ϕ_e le traversant. En considérant la relation de Maxwell-Faraday, nous voyons que ce flux génère une force électromotrice amplifiée par le nombre de spires, produisant une tension mesurable aux bornes du bobinage.

Comme le transfert d'énergie entre la boucle primaire et le bobinage est décrit par la relation de Maxwell-Ampère, cela signifie que le tore est également sensible à la dérivée temporelle du champ électrique. La tension aux bornes du bobinage secondaire présente donc une réponse au champ électrique proportionnelle à f^2 .

En appliquant au bobinage le même raisonnement qu'à la boucle primaire, le courant généré par la force électromotrice modifie les lignes de champ de l'induction magnétique et crée un champ

électrique dans le tore. Ce champ donne lieu aux bornes du bobinage à une seconde *f.é.m.* proportionnelle à f^2 , s'ajoutant à la première.

Pour modéliser l'échange d'énergie entre la boucle primaire et le bobinage secondaire, nous nous appuyerons sur l'approche électronique modélisant la contribution magnétique par des inductances et la contribution électrique par des capacités. Dans ce chapitre, nous nous limitons à évaluer les éléments du bobinage permettant de définir la première résonance de l'antenne, correspondant au maximum de la réponse au champ magnétique.

Approche électronique

D'un point de vue électronique, un transformateur est modélisé par la superposition de deux quadripôles, traduisant les couplages inductifs et capacitifs. Le couplage inductif est représenté par un quadripôle en T, constitué de trois inductances, et le couplage capacitif par un quadripôle en Π avec trois capacités. Nous avons choisi de symboliser le transformateur par le schéma équivalent de la *Figure 3.11*, parce qu'il met en évidence les impédances élémentaires physiques constituant l'antenne. Dans la modélisation que nous décrivons dans ce paragraphe, nous ne tenons pas compte des résistances traduisant les pertes dans le transformateur. Nous les introduirons lors de la description des impédances élémentaires (§ 3.3.2.4, p.85).

L'entrée, définie par les bornes A_1 et A_2 , est connectée à la boucle primaire, à la place de la charge Z_c de la *Figure 3.7* (p.65). La sortie (bornes B_1 et B_2) est reliée au préamplificateur. Nous définissons les courants positifs comme venant de la boucle primaire et allant vers le préamplificateur. Nous considérons les bornes A_2 et B_2 référencées à la masse.

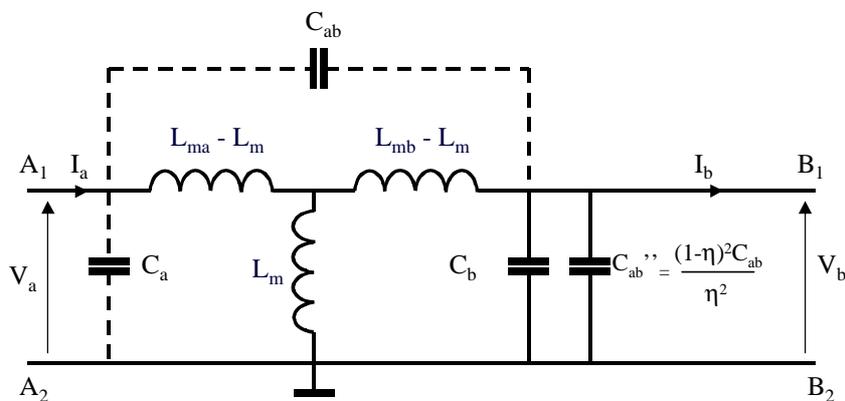


Figure 3.11 : Schéma électrique équivalent d'un transformateur, combinant le couplage inductif et le couplage capacitif.

Les trois inductances du schéma représentent :

- le couplage mutuel entre les enroulements primaire et secondaire L_m ,
- la contribution de la boucle primaire au couplage mutuel L_{ma} ,
- la contribution du bobinage secondaire au couplage mutuel L_{mb} .

Si nous considérons uniquement le quadripôle inductif, les relations entre les tensions et les courants de la *Figure 3.11* s'écrivent en régime sinusoïdal :

$$\begin{aligned} V_a &= j\omega L_{ma} I_a + j\omega L_m I_b, \\ V_b &= j\omega L_m I_a + j\omega L_{mb} I_b. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Les considérations énergétiques montrent que : $L_{ma} > 0$, $L_{mb} > 0$ et $L_m^2 \leq \sqrt{L_{ma} L_{mb}}$. Nous définissons un coefficient de couplage k_m qui exprime le rapport de l'énergie de couplage effective sur l'énergie de couplage disponible L_{m0} .

$$k_m = \frac{|L_m|}{\sqrt{L_{ma} L_{mb}}} = \frac{|L_m|}{L_{m0}}. \quad (3.55)$$

L'inductance mutuelle est positive si le couplage est additif, les enroulements sont bobinés dans le même sens. Elle est négative dans le cas contraire, le couplage est alors soustractif. Le rapport de transformation est du même signe que l'inductance mutuelle.

Comme nous ne représentons pas de transformateur idéal sur ce schéma, les inductances du primaire et du secondaire sont ici définies comme la différence des contributions respectives avec l'inductance mutuelle.

Ainsi lorsque l'entrée du transformateur est ouverte, aucun courant n'y circule et la sortie voit une inductance égale à sa propre contribution. Le couplage mutuel peut être négligé aux fréquences basses. Mais si l'entrée est court-circuitée, l'inductance mutuelle et l'inductance du primaire sont vues en parallèle au secondaire. Ainsi l'inductance vue à la sortie est la somme de sa contribution propre et d'une inductance mutuelle réduite par la contribution du primaire d'un facteur $(1 - L_m / L_{ma})$.

A ce stade nous avons choisi de ne pas introduire les inductances de fuite des enroulements primaire et secondaire, qui s'ajoutent usuellement en série avec les inductances L_{ma} et L_{mb} . Nous les considérerons lors de la description complète de l'antenne (§ 3.3.3, p.95).

Le schéma équivalent en Π du couplage capacitif, considère les capacités équivalentes apparaissant entre les différentes bornes du quadripôle. La mise au même potentiel des points A_2 et

B_2 , réduit le système à trois capacités. Ces capacités traduisent les courants de déplacement et les champs électriques générés au sein du transformateur.

- C_a est la capacité répartie de l'enroulement primaire. Elle représente la capacité équivalente de l'ensemble des capacités entre chaque spire. Comme dans notre cas le primaire est la traversée de la boucle primaire en court-circuit, cette capacité est négligeable.
- C_b désigne la capacité répartie de l'enroulement secondaire.
- C_{ab} représente la capacité entre les enroulements primaire et secondaire. Elle se traduit par une capacité équivalente C_{ab}'' à la sortie, s'ajoutant à C_b .

C_{ab}'' s'exprime en fonction de C_{ab} et du rapport de transformation η :

$$C_{ab}'' = \frac{(1-\eta)^2 C_{ab}}{\eta^2}. \quad (3.56)$$

Remarquons que si $\eta \gg 1$, alors $C_{ab}'' \approx C_{ab}$. Par exemple, si $\eta = 50$, $C_{ab}'' = 0,96 C_{ab}$.

3.3.2.2 Modélisation des inductances

Les trois inductances caractérisant le transformateur dépendent du nombre de spires des deux enroulements, de la perméabilité relative μ_r du matériau ferromagnétique constituant le tore et de sa géométrie. Comme toutes les spires du bobinage secondaire entourent la même section de matériau et sont traversées par le même flux magnétique élémentaire ϕ_e , on attribut au noyau une inductance spécifique A_L , correspond à l'inductance d'une spire, ainsi :

$$\begin{aligned} L_{ma} &= A_L, \\ L_{mb} &= N_{bob}^2 A_L. \end{aligned} \quad (3.57)$$

Comme nous considérons directement le flux de l'induction magnétique généré par la boucle primaire dans le tore et traversant le bobinage secondaire, nous supposons que le transfert d'énergie est maximal, ainsi $k_m = 1$ et :

$$L_m = \sqrt{L_{ma} L_{mb}} = N_{bob} A_L. \quad (3.58)$$

L'inductance spécifique dépend de la perméabilité relative μ_r du matériau et du rapport de la section s_t du tore sur sa circonférence moyenne l_t . Pour rendre compte des pertes magnétiques dans le noyau par la suite, nous différencions la perméabilité relative de la contribution de la géométrie en introduisant l'inductance spécifique équivalente dans l'air, A_{L0} , qui est l'inductance d'une spire dans l'air d'un bobinage de même section que le tore.

$$A_L = \mu_r A_{L0} = \mu_r \mu_0 \frac{S_t}{l_t}. \quad (3.59)$$

La géométrie d'un tore de section rectangulaire est définie par son diamètre extérieur d_o , son diamètre intérieur d_i et sa hauteur h_t , représentés sur la figure suivante.

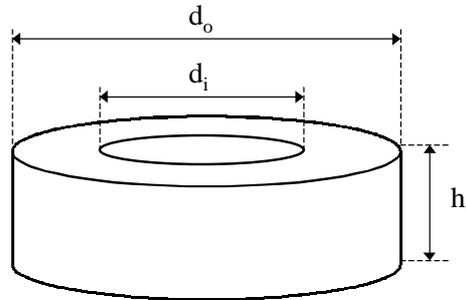


Figure 3.12 : Définition des caractéristiques géométriques d'un tore de section rectangulaire.

En intégrant ces paramètres dans la relation (3.59) nous obtenons :

$$A_{L0} = \mu_0 \frac{h_t (d_o - d_i)}{\pi (d_o + d_i)}. \quad (3.60)$$

Cette relation est une approximation au voisinage de $d_o/d_i=1$, souvent proposée par les fabricants de matériaux magnétiques. Le calcul théorique du flux généré par une spire de courant aboutit à la relation (3.61) de l'inductance spécifique équivalente dans l'air [Pérez et al., 1996].

$$A_{L0} = \mu_0 \frac{h_t}{2\pi} \ln\left(\frac{d_o}{d_i}\right). \quad (3.61)$$

L'équation (3.60) donne une valeur d'inductance plus faible que l'équation (3.61). Mais la différence est négligeable pour un rapport d_o/d_i proche de 1 : elle est de 1,5% si $d_o/d_i=1,5$ et elle atteint 4% si $d_o/d_i=2$.

Si nous considérons par exemple un tore ayant les caractéristiques suivantes : $d_o=36\text{mm}$, $d_i=23\text{mm}$, $h_t=15\text{mm}$ et $\mu_r=125$, l'équation (3.61) donne $A_{L0} = 1,344\text{nH}$ et $A_L = 168,0\text{nH}$. L'équation (3.60) aboutit aux valeurs $A_{L0} = 1,322\text{nH}$ et $A_L = 165,3\text{nH}$, plus faibles de 1,6%.

Nous obtenons l'expression suivante des inductances liées au tore :

$$\begin{aligned} L_{ma} &= \mu_r A_{L0}, \\ L_{mb} &= N_{bob}^2 \mu_r A_{L0}, \\ L_m &= N_{bob} \mu_r A_{L0}. \end{aligned} \quad (3.62)$$

3.3.2.3 Modélisation des capacités

Les enroulements du transformateur sont des conducteurs dont la proximité induit un couplage capacitif parasite. Les spires étant reliées entre elles, le potentiel varie continûment dans le bobinage, ainsi le couplage capacitif n'est pas localisé mais réparti tout le long, d'où le nom de « capacité répartie ». Pour estimer ce couplage, on assimile les spires à des armatures en regard, constituant des condensateurs, dont on estime la capacité élémentaire entre deux spires en fonction de la géométrie du système dans le cas électrostatique où le potentiel de chaque armature est le même en tout point de sa surface. Ensuite, en supposant une variation linéaire du potentiel le long de l'enroulement et en tenant compte de la méthode de bobinage, on calcule la capacité répartie équivalente à ses bornes en fonction de la capacité élémentaire [Snelling, 1988].

On distingue généralement deux types « d'armatures » dans les bobinages qui définissent deux types de capacité : d'une part une capacité entre chaque spire, d'autre part une capacité entre les couches de spires.

- Au niveau d'une couche de spires, nous avons un ensemble de capacités en série réparties entre les spires qui est équivalent à une capacité répartie propre à chaque couche associée en parallèle avec l'inductance propre de celle-ci.
- Au niveau du bobinage, nous avons une capacité entre deux couches consécutives assimilables à deux armatures coaxiales d'un condensateur cylindrique. Ce même type de capacité apparaît entre les deux enroulements d'un transformateur. Notons qu'un bobinage à plusieurs couches est modélisé par une capacité répartie globale, principalement due aux capacités entre couches, en parallèle avec son inductance propre. Pour certains transformateurs une capacité entre couches peut apparaître entre le noyau et la couche du bobinage la plus proche. Mais dans notre cas nous la négligeons puisque nous utilisons un matériau ferromagnétique ayant une forte résistivité, de l'ordre de $10^5 \Omega\text{m}$ à 20°C, à 1MHz (§3.3.2.5, p.89). Si un blindage recouvre le transformateur, nous avons également une capacité entre les faces du blindage et la couche la plus proche.

Dans notre cas, nous considérons uniquement des bobinages à une seule couche. Ils présentent une capacité répartie due aux seules capacités entre spires. Il s'agit des capacités réparties de l'enroulement secondaire C_b et celle l'enroulement primaire C_a , que nous négligeons

(Figure 3.11, p.76). La proximité du primaire et du secondaire introduit la seule capacité entre couches C_{ab} du système.

Au cours de cette étude des capacités, nous estimerons certains paramètres en considérant l'exemple d'un bobinage secondaire de 50 spires, réalisé avec un fil de cuivre de 500 μ m de diamètre, sur un tore ayant une perméabilité relative $\mu_r = 125$, des dimensions $d_o = 36$ mm, $d_i = 23$ mm et $h_t = 15$ mm, et une permittivité relative $\epsilon_{rt} = 25$ à 1MHz.

Capacités au sein du bobinage secondaire

Nous calculons la capacité propre du bobinage secondaire, C_b , en assimilant les spires à des armatures de section circulaire, ayant une forme rectangulaire. Dans cette première partie de notre analyse, nous considérons le bobinage secondaire comme un solénoïde droit (Figure 3.13). Nous avons ainsi N_{bob} armatures en série, constituant $(N_{bob}-1)$ capacités en série. Par simplification nous supposons que la distance entre deux spires adjacentes est la même tout le long du bobinage, nous considérons donc la même capacité C_{sp0} entre spires adjacentes. Nous supposons également qu'une spire agit comme un écran entre la spire qui la précède et celle qui la suit, ainsi nous négligeons la capacité entre spires éloignées.

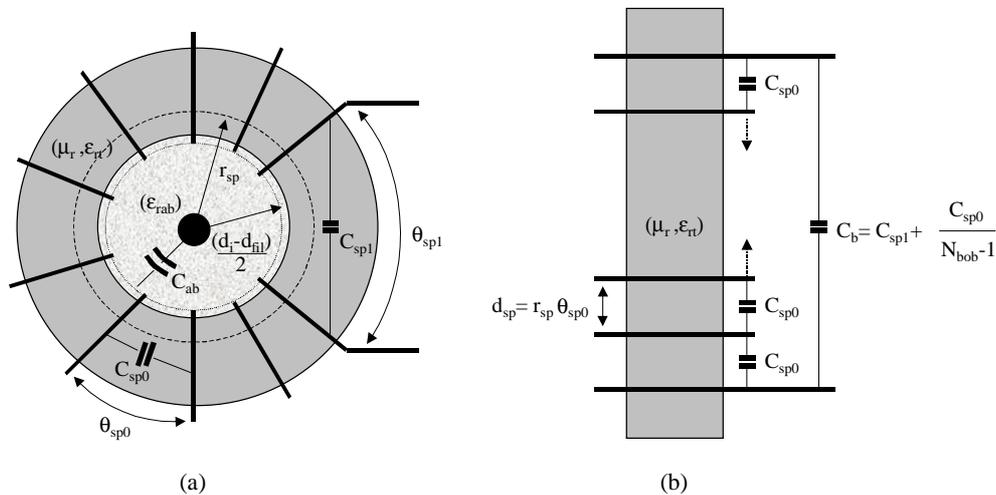


Figure 3.13 : Vue de dessus du tore montrant les différentes capacités (a) et d'un solénoïde droit auquel nous l'assimilons pour calculer la capacité entre spires (b).

Nous calculons donc la capacité C_{sp0} comme celle de deux cylindres parallèles, d'une longueur égale au périmètre de la section du tore et séparés par une distance équivalente d_{sp} . Nous supposons les plans des spires parallèles à l'axe du tore et décalés d'un angle θ_{sp0} . La distance entre

deux spires n'est donc pas constante en tout point. Nous considérons θ_{sp0} suffisamment petit pour que la distance séparant les points de deux spires adjacentes, situés à la même distance de l'axe, soient assimilables à la longueur de l'arc d'angle θ_{sp0} . En première approximation, la capacité est inversement proportionnelle à la distance séparant les armatures. Nous calculons donc la distance d_{sp} à partir du rayon équivalent r_{sp} défini comme la moyenne de l'inverse des rayons intérieur et extérieur. En fonction des dimensions du tore, elle s'écrit :

$$d_{sp} = r_{sp} \theta_{sp0} = \frac{1}{\left(\frac{1}{d_0} + \frac{1}{d_i}\right)} \theta_{sp0} = \frac{d_0 d_i}{d_0 + d_i} \theta_{sp0}. \quad (3.63)$$

Exemple : les caractéristiques de notre exemple donnent $r_{sp} = 14,0\text{mm}$, qui est 5,7% plus faible que le rayon moyen du tore, soit 14,8mm.

Le tore ayant une permittivité ϵ_{rt} différente de l'air, nous supposons qu'un demi-espace, limité par le plan défini par les deux axes des cylindres, a la permittivité de l'air et l'autre a celle du tore. Ceci équivaut à considérer un milieu homogène de permittivité relative moyenne $(\epsilon_{rt} + 1)/2$. En considérant des spires de longueur l_{sp} et un diamètre de fil d_{fil} , la capacité entre deux spires adjacentes C_{sp0} s'écrit [Durant, 1966] :

$$C_{sp0} = \frac{\pi \frac{(\epsilon_{rt} + 1)}{2} \epsilon_0 l_{sp}}{\text{Ln} \left(\frac{d_{sp}}{d_{fil}} + \sqrt{\left(\frac{d_{sp}}{d_{fil}}\right)^2 - 1} \right)}. \quad (3.64)$$

En fonction des paramètres du tore, nous écrivons $l_{sp} = 2h_t + 4d_{fil} + d_0 - d_i$.

Exemple : nous obtenons $l_{sp} = 45,0\text{mm}$, la prise en compte du diamètre du fil augmente ce paramètre de 2mm, soit 4,4%, et dans la même proportion la capacité C_{sp0} . Nous rappelons que la permittivité du vide équivaut à une capacité de 8,8542pF/m. Pour $\theta_{sp0} = 2,5^\circ$, $5,0^\circ$ et 10° , nous calculons respectivement une capacité $C_{sp0} = 24,9\text{pF}$, $10,6\text{pF}$ et $7,17\text{pF}$. Si nous considérons le rayon moyen du tore, nous obtiendrions 21,8pF, 10,2pF et 7,00pF, soit des capacités plus faibles de 12,4%, 3,8% et 2,4%. La différence entre les calculs avec les deux rayons est donc significative pour des angles très petits, donnant une capacité importante.

La contribution de toutes les capacités C_{sp0} équivaut à une capacité globale C_{sp} aux bornes du bobinage :

$$C_{sp} \approx \frac{C_{sp0}}{N_{bob} - 1}. \quad (3.65)$$

La capacité globale est ainsi inversement proportionnelle au nombre de spires du bobinage.

Exemple : pour $C_{sp0} = 10,6\text{pF}$ et $24,9\text{pF}$, et $N_{bob} = 50$, alors $C_{sp} = 0,216\text{pF}$ et $0,508\text{pF}$.

En considérant maintenant la forme circulaire du tore, cela signifie que la première spire se retrouve proche de la dernière, en particulier si le tore est bobiné en entier. Nous avons donc des capacités en parallèle entre spires non adjacentes. Pour les spires intérieures au bobinage, la longueur en regard est égale à la hauteur du tore et la distance entre deux spires éloignées est supérieure à celle entre deux spires adjacentes, augmentant proportionnellement avec le rayon du tore. La capacité entre deux spires éloignées est donc nettement plus petite que celle entre deux spires adjacentes. En remarquant également que la traversée agit comme un écran entre les spires diamétralement opposées, nous négligeons la contribution de ces capacités, à l'exception de la capacité C_{sp1} entre la première et la dernière spire, faisant un angle θ_{sp1} . Nous en concluons que nous pouvons assimiler la capacité répartie du bobinage secondaire C_b à cette seule capacité, que nous calculons à l'aide de l'expression (3.64) de C_{sp0} , en fonction de θ_{sp1} .

$$C_b = \frac{C_{sp0}}{N_{bob} - 1} + C_{sp1} \approx C_{sp1}. \quad (3.66)$$

Exemple : pour un angle $\theta_{sp1} = 30^\circ$, la capacité est $C_{sp1} = 4,82\text{pF}$, pour $\theta_{sp1} = 90^\circ$ $C_{sp1} = 3,63\text{pF}$ et pour $\theta_{sp1} = 180^\circ$ $C_{sp1} = 3,15\text{pF}$. En raison de la relation logarithmique entre la capacité et l'angle, la variation de ce dernier ne modifie pas considérablement la capacité, qui reste du même ordre de grandeur : en multipliant l'angle par 6, nous divisons la capacité d'un facteur 1,5. Remarquons qu'en considérant l'arc d'angle séparant les deux spires nous augmentons la distance les séparant. On pourrait penser qu'il faudrait prendre en compte dans ce cas la distance entre les centres des spires et les angles solides suivant lesquels ils se voient. Mais en conservant la longueur de l'arc les séparant, nous considérons que les lignes de champ électrique reliant les deux armatures restent confinées dans le tore, approximation que nous supposons correcte en raison de la permittivité du noyau 25 fois supérieure à celle du vide. Nous voyons que la contribution de la capacité C_{sp} est faible, nous introduisons une différence inférieure à 20% dans C_b en la négligeant.

Capacité entre la boucle primaire et le bobinage à la traversée du tore

La capacité entre le primaire et le secondaire, C_{ab} , est une capacité entre couche. Dans la littérature [Snelling, 1988], ce type de capacité est généralement calculé en supposant un condensateur plan. Dans notre cas, nous considérons un condensateur cylindrique. L'armature interne est le conducteur cylindrique court-circuitant la boucle primaire et l'armature externe est la couche de spires recouvrant la surface intérieure du tore. Ces deux armatures sont concentriques, la distance entre elles est la même en tout point, aussi nous pouvons appliquer les facteurs correctifs induits par la méthode de bobinage au condensateur cylindrique. La longueur des cylindres est la hauteur du tore h_t . Nous définissons d_{tr} comme le diamètre de la boucle primaire à la traversée, d_{fil} comme le diamètre du fil du bobinage et ϵ_{rab} comme la permittivité relative au vide du milieu séparant les deux armatures. En considérant que le bobinage couvre un angle $(2\pi - \theta_{sp1})$, la capacité C_{ab0} entre le primaire et le secondaire, s'écrit [Durand, 1966] :

$$C_{ab0} = \frac{(2\pi - \theta_{sp1}) \epsilon_{rab} \epsilon_0 h_t}{Ln \left(\frac{d_i - d_{fil}}{d_{tr}} \right)}. \quad (3.67)$$

Dans cette relation, la capacité est proportionnelle à l'angle couvert par le bobinage. Ainsi un bobinage couvrant seulement la moitié du tore, présente une capacité qui est la moitié de celle qu'il présenterait s'il couvrait le tore entier.

Exemple : nous supposons une traversée d'un diamètre $d_{tr} = 10\text{mm}$ et un milieu de permittivité relative $\epsilon_{rab} = 2,8$, par exemple un adhésif permettant de maintenir solidaire le tore et la boucle primaire. Pour un bobinage couvrant la totalité du tore la capacité est alors $C_{ab0} = 2,88\text{pF}$. Pour un angle $\theta_{sp1} = 30^\circ$, elle est de $C_{ab0} = 2,64\text{pF}$ et pour $\theta_{sp1} = 180^\circ$ $C_{ab0} = 1,44\text{pF}$. Si $d_{tr} = 5\text{mm}$, $C_{ab0} = 1,55\text{pF}$ pour $\theta_{sp1} = 0^\circ$. Comme pour la capacité C_{sp1} , l'augmentation θ_{sp1} de réduit la capacité C_{ab0} . Mais en augmentant cet angle nous réduisons C_{sp0} , C_{sp} pourrait alors apporter une contribution significative.

Réduction des capacités en raison de la connexion entre leurs armatures

Nous appliquons maintenant les coefficients de correction liés à la méthode de connexion des armatures, pour en déduire la capacité C_{ab} en fonction de C_{ab0} . La connexion fixe un même potentiel en un point de chaque armature. A l'aide de la relation (3.56) (p.78) liant C_{ab}'' et C_{ab} , nous

déduisons la capacité apparaissant aux bornes du bobinage secondaire. Deux modes de connexion du bobinage sont possibles soit sa mise au potentiel de la traversée par une de ses extrémités, constituant un bobinage asymétrique, soit en le connectant par son milieu, réalisant ainsi un bobinage différentiel à point milieu.

Si le bobinage est connecté à la traversée par une de ses extrémités :

$$C_{ab} = \frac{C_{ab0}}{3}. \quad (3.68)$$

Si le bobinage est connecté à la traversée par son milieu :

$$C_{ab} = \frac{C_{ab0}}{12}. \quad (3.69)$$

Entre les relations (3.68) et (3.69), la capacité est divisée par 4. Dans ces deux cas le nombre de spires est inchangé, les inductances ne changent pas non plus. Si l'on suppose que la capacité entre le primaire et le secondaire est prépondérante, nous voyons que le passage à un bobinage à point milieu augmente la fréquence de résonance d'un facteur 2.

En première approximation, nous supposons que les coefficients des équations (3.68) et (3.69) s'appliquent également aux capacités C_{sp} et C_{sp1} .

Capacité totale de l'antenne

Ces trois capacités et la capacité C_e'' de la boucle primaire vue au secondaire, qui diminue sa fréquence de résonance sur la *Figure 3.9* (p.70), modélisent l'ensemble des capacités de l'antenne. Vue au secondaire, C_e'' est divisée par le carré du rapport de transformation, égal à N_{bob} en première approximation, donc nous la négligeons. Nous en déduisons la capacité totale de l'antenne apparaissant aux bornes de l'antenne :

$$C_{ant} = C_{ab}'' + C_b + C_{sp} + C_e'' \approx C_{ab}'' + C_{sp1}. \quad (3.70)$$

Exemple : pour un angle $\theta_{sp1} = 30^\circ$, nous avons $C_{ab0} = 2,64\text{pF}$ et $C_{sp1} = 4,82\text{pF}$, ainsi $C_{ant} = 2,49\text{pF}$ en connexion asymétrique et $0,622\text{pF}$ en connexion différentielle.

3.3.2.4 Modélisation des résistances

Les résistances modélisent les pertes au sein d'un circuit, traduisant une dissipation d'énergie. Nous distinguons trois types de pertes dans le transformateur : les pertes ohmiques dans

les conducteurs, les pertes d'origine magnétique du noyau et les pertes diélectriques, d'origine électrique, des matériaux isolants séparant les conducteurs. Pour traduire le caractère magnétique ou électrique des deux derniers types de pertes, on les « extrait » des inductances et des capacités en définissant respectivement une perméabilité et une permittivité complexes. Ainsi apparaissent une résistance équivalente aux pertes magnétiques en série avec l'inductance et la résistance ohmique, et une résistance équivalente aux pertes diélectriques en parallèle avec la capacité. La modélisation de ces pertes permet également de tenir compte de la différence du déphasage effectif entre le courant et la tension par rapport à celui d'une inductance et d'une capacité idéales.

Les résistances ohmiques

Les pertes ohmiques sont matérialisées par les résistances des deux enroulements. Nous avons déjà présenté la résistance de la boucle primaire, qui est équivalente à sa résistance ohmique R_{a0} en continu que nous avons définie par la relation (3.3) (p.50).

Nous définissons la résistance ohmique R_{b0} du bobinage secondaire, en continu, à l'aide de la même relation, en fonction de sa longueur et de sa section. Ce bobinage est généralement réalisé avec du fil de cuivre émaillé. Il s'agit d'un fil mono-brin recouvert d'un émail isolant d'une épaisseur de quelques dizaines de microns. Ce fil est donc caractérisé par deux diamètres : le diamètre effectif cuivré d_{fil} , déterminant la section utile du fil et le diamètre extérieur du fil d_{file} , donnant l'espace occupé. La résistance en continu R_{b0} s'écrit donc en fonction du diamètre effectif du fil et de sa longueur l_{bob} :

$$R_{b0} = \rho_{Cu} \frac{l_{bob}}{\pi \frac{d_{fil}^2}{4}} \quad (3.71)$$

La longueur du bobinage peut s'exprimer en fonction du nombre de spires et de la circonférence d'une spire l_{sp} , que nous avons déjà définie lors de l'estimation de la capacité entre spires du bobinage. Nous ajoutons la distance de connexion entre le bobinage et le préamplificateur d_{lbob} :

$$l_{bob} = N_{bob} l_{sp} + d_{lbob} \quad (3.72)$$

Les résistances équivalentes aux pertes magnétiques

Les pertes dans un noyau, siège d'une induction de faible amplitude, sont modélisées en définissant une perméabilité relative complexe sous la forme :

$$\mu_r = \mu'_r - j\mu''_r \quad (3.73)$$

Nous voyons alors que les réactances des inductances que nous avons définies aux relations (3.62) (p.79) se décomposent en un terme imaginaire, qui représente l'inductance proprement dite, et un terme réel, qui est la résistance équivalente aux pertes magnétiques du noyau. Comme la réactance de l'inductance, cette résistance est proportionnelle à la fréquence. Nous réécrivons donc les relations des inductances avec la perméabilité primaire, appelée également perméabilité conservative μ'_r , puisqu'elle s'accompagne d'une conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned} L_{ma} &= \mu'_r A_{L0}, \\ L_{mb} &= N_{bob}^2 \mu'_r A_{L0}, \\ L_{m0} &= N_{bob} \mu'_r A_{L0}. \end{aligned} \quad (3.74)$$

Nous introduisons les trois résistances de pertes magnétiques, s'ajoutant en série avec leur inductance respective. Nous les exprimons en fonction de la fréquence et de la perméabilité seconde, ou perméabilité consomptive, μ''_r , traduisant la dissipation d'énergie :

$$\begin{aligned} R_{ma} &= 2\pi f \mu''_r A_{L0}, \\ R_{mb} &= 2\pi f N_{bob}^2 \mu''_r A_{L0}, \\ R_{m0} &= 2\pi f N_{bob} \mu''_r A_{L0}. \end{aligned} \quad (3.75)$$

Nous avons choisi de considérer la perméabilité série du noyau, définissant une inductance et une résistance série. On utilise parfois une représentation parallèle, reliée au modèle série par le facteur de qualité du matériau, qui est le rapport des perméabilités primaire et seconde.

Un noyau magnétique est également soumis à des pertes par hystérésis, dues à la variation non linéaire de l'induction dans le matériau en fonction de l'amplitude du champ magnétique exciteur, qui prend la forme d'une hystérésis. Ces pertes sont proportionnelles à la surface du cycle d'hystérésis, donc à l'amplitude de l'induction, et au nombre de cycles décrits donc à la fréquence. Elles peuvent être négligées lorsque cette amplitude est très inférieure à l'amplitude de l'induction à la saturation B_{sat} . Nous pouvons considérer cette condition satisfaite pour une induction d'amplitude inférieure à $0,01B_{sat}$. Comme notre capteur est destiné à mesurer un champ magnétique ambiant de faible amplitude, nous négligeons cette contribution.

Les résistances équivalentes aux pertes diélectriques

Les pertes diélectriques traduisent les pertes du courant circulant entre les armatures d'un condensateur dans le diélectrique les séparant, qui n'est jamais un isolant parfait. Ces pertes sont équivalentes à une résistance associée en parallèle de la capacité du condensateur. De façon analogue à la perméabilité magnétique, elles peuvent être décrites par une permittivité relative complexe :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (3.76)$$

Comme pour la résistance équivalente aux pertes magnétiques, cette résistance est reliée à la permittivité relative imaginaire et à la fréquence. Pour un condensateur plan, la permittivité seconde est reliée à la résistivité du diélectrique par la relation suivante :

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{2\pi f \varepsilon_0 \rho_t} \quad (3.77)$$

Nous pouvons donc considérer une résistance R_{sp1} de pertes diélectriques en parallèle de la capacité C_{sp1} , proportionnelle au volume de noyau séparant la première et la dernière spire :

$$R_{sp1} = \rho_t \frac{r_{sp} \theta_{sp1}}{s_t} \quad (3.78)$$

Exemple : nous considérons le même noyau et le même bobinage que pour les calculs de capacité et nous supposons une permittivité de $5 \times 10^4 \Omega \cdot m$ à 1MHz. Ainsi $s_t = h_t (d_o - d_i)/2 = 97,5 \text{mm}^2$, donc pour $\theta_{sp1} = 30^\circ$ nous obtenons $R_{sp1} = 3,75 \text{M}\Omega$.

De la même façon, nous pouvons considérer une résistance de pertes diélectriques R_{pab} en parallèle de la capacité C_{ab} , lié à la nature du diélectrique séparant la boucle primaire et le bobinage. Des relations (3.77) et (3.67) (p.84), nous déduisons les paramètres géométriques nous permettant d'exprimer la résistance équivalente aux pertes diélectriques à la traversée du tore :

$$R_{pab} = \frac{\rho_{ab}}{(2\pi - \theta_{sp1}) h_t} L n \left(\frac{d_i - d_{fil}}{d_{tr}} \right) \quad (3.79)$$

Comme pour la capacité, cette résistance est vue aux bornes du bobinage secondaire comme :

$$R_{pab}'' = R_{pab} \frac{\eta^2}{(1 - \eta)^2} \quad (3.80)$$

Contrairement à la capacité, R_{pab}'' est plus grande que R_{pab} .

Exemple : pour un matériau isolant de résistivité $10^{16} \Omega \cdot m$ à 1MHz et $\theta_{sp1} = 30^\circ$, nous obtenons $R_{pab} = 5,87 \times 10^{12} \Omega$.

Nous modélisons ces résistances aux bornes de l'antenne par une résistance équivalente :

$$R_{pe} = \frac{R_{pab}'' R_{sp1}}{R_{pab}'' + R_{sp1}} \approx R_{sp1} \quad (3.81)$$

Comme le milieu séparant la boucle du bobinage au voisinage du tore est l'air ou un adhésif isolant, sa résistivité est très supérieure à celle du noyau magnétique, qui est un semiconducteur, comme le montre les exemples calculés. Nous faisons donc l'approximation que la résistance de pertes diélectriques est due aux pertes dans le tore, exprimées par R_{sp1} .

3.3.2.5 Dépendance des impédances élémentaires avec la fréquence

Comme nous l'avons déjà écrit, un flux d'induction magnétique génère dans un conducteur une force électromotrice. Au sein d'un matériau, à l'échelle atomique ou moléculaire, cela se traduit par la génération de courants circulaires que l'on appelle des courants de Foucault. Ces courants s'opposent aux courants qui ont généré l'induction magnétique. Leur amplitude dépend de la résistivité ρ et de la perméabilité μ du matériau et augmente avec la fréquence [Bozorth, 1993].

Ces courants introduisent donc une variation en fréquence des caractéristiques électriques des matériaux modifiant l'expression des impédances élémentaires.

L'effet de peau

Dans un conducteur, les courants de Foucault se traduisent par une annulation de la densité de courant à l'intérieur. La conduction se faisant alors en surface : il y a apparition d'un effet de peau. On définit une profondeur de pénétration δ , ou épaisseur de peau, correspondant à la profondeur à laquelle la densité de courant a chuté d'un facteur e.

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}}. \quad (3.82)$$

L'effet de peau provoque dans le conducteur une augmentation de sa résistance aux fréquences où la profondeur de pénétration est inférieure à son épaisseur. On définit la variation de la résistance ohmique $R(f)$ en fréquence en introduisant une fonction $F_R(f)$ traduisant l'augmentation par rapport à la résistance en continu R_0 :

$$R(f) = R_0 F_R(f). \quad (3.83)$$

En première approximation, cette fonction est donc égale à 1 aux fréquences basses et aux fréquences élevées elle est inversement proportionnelle à δ . Elle varie donc en \sqrt{f} . Au voisinage de la fréquence f_δ , à laquelle l'épaisseur de peau est égale à la moitié de celle du conducteur, la variation de cette fonction est liée à la géométrie de la section du conducteur.

Par exemple, si la section du conducteur est rectangulaire, d'épaisseur e_a très petite devant sa largeur, l'effet de peau apparaissant suivant une dimension, cette fonction s'écrit [Pérez et al., 1997] :

$$F_{R-1}(f) = \frac{\frac{e_a}{2\delta}}{1 - \exp\left(-\frac{e_a}{2\delta}\right)}. \quad (3.84)$$

Pour un conducteur cylindrique, plein, de diamètre d_{cu} , l'effet de peau est donné par l'expression théorique de Bozorth [1993], souvent approchée par des expressions empiriques plus simples à manier ([Besson, 1990], [Thalmann, 1964] ou [L.G.M., 1999] que nous emploierons) :

$$F_{R-2}(f) = 0,25 + \sqrt[6]{0,18 + \left(\frac{d_{cu}}{4\delta}\right)^6}. \quad (3.85)$$

Ceci nous amène à considérer dans le schéma équivalent de l'antenne les résistances ohmiques $R_a(f)$ et $R_b(f)$ à la place de R_{a0} et R_{b0} , pour tenir compte de l'effet de peau dans la boucle primaire et le bobinage.

L'effet de peau introduit une diminution de l'inductance du conducteur, mais cette variation est nettement moins importante que pour la résistance, parce qu'elle tend vers une valeur constante aux fréquences élevées. Cette variation dépend de la perméabilité relative du conducteur μ_r et d'un coefficient k_δ . Ce dernier est lui-même fonction du rapport entre le diamètre de la section du conducteur et la profondeur δ . Les valeurs extrêmes de k_δ sont 0,25 aux fréquences basses et 0 aux fréquences hautes. Par exemple, l'expression de l'inductance de la boucle primaire, de forme et de section de conducteur circulaires (3.4) (p.51), devient alors :

$$L'_{a0-o} = \mu_0 \frac{D}{2} \left[\ln \frac{8D}{d} - 2 + \mu_r k_\delta \right]. \quad (3.86)$$

Reprenant comme précédemment $D = 28\text{cm}$, $d = 1\text{cm}$ et $\mu_r = 1$, cette inductance varie de 644nH à 600nH, soit une variation de 7%. Ce qui est faible devant celle de la résistance qui peut aisément doubler.

Les courants de Foucault dans le noyau magnétique

L'effet des courants de Foucault dans un noyau magnétique est d'empêcher le champ magnétique de pénétrer à l'intérieur aux fréquences élevées, se traduisant par la baisse de sa perméabilité primaire, sa permittivité et sa résistivité, ([Snelling, 1988], [Bozorth, 1993], [Smit et

Wijn, 1961]). Les variations de ces trois paramètres sont généralement fournies par le fabricant pour chaque matériau. Généralement, la résistivité importante des matériaux magnétiques, fait apparaître un effet de peau magnétique au-delà de la fréquence maximale d'utilisation des noyaux. Celle-ci est déterminée par la chute de la perméabilité primaire, due à des résonances d'origine magnétique. Les pertes par courant de Foucault sont alors modélisées par une permittivité et une résistivité variables. La diminution de ces deux quantités exprime une augmentation des courants induits dans le matériau au profit de la résistance de pertes diélectriques.

La variation des caractéristiques du noyau magnétique en fréquence, nous amène à considérer le choix du matériau magnétique. Ce qui nous permettra également d'illustrer l'effet des courants de Foucault.

Choix du matériau magnétique

Rappelons que les matériaux ferromagnétiques sont des semiconducteurs de perméabilité supérieure à celle du vide. Un matériau magnétique est choisi de sorte que sa perméabilité relative soit constante dans la bande de fréquences dans laquelle on veut l'utiliser.

Nous présentons de façon plus détaillée les matériaux ferromagnétiques dans l'*Annexe C*, où nous montrons que la bande passante de notre capteur nous amène à choisir un tore en ferrite. Ce sont des céramiques composées d'oxyde de fer (Fe_2O_3) et d'un oxyde métallique (MO), dont la magnétite (Fe_2O_3 , FeO) est le premier matériau connu. En les mélangeant au zinc, au nickel ou au manganèse, on obtient des ferrites avec différentes caractéristiques. Nous distinguons deux principaux types de ferrites [Snelling, 1988] :

- Les ferrites Mn-Zn offrent une perméabilité initiale de l'ordre de 15000 à 1000 et sont utilisables jusqu'à quelques MHz. Ils présentent une résistivité de l'ordre de $2\Omega\cdot\text{m}$ à 100kHz et 0,01 à 100MHz. Leur permittivité relative est de l'ordre de 2×10^5 et 10^4 , respectivement à ces deux fréquences.
- Les ferrites Ni-Zn ont une perméabilité initiale plus faible, comprise entre 1000 et 10. Ils sont utilisables jusqu'à quelques centaines de MHz. Leur résistivité est de l'ordre de $10^5\Omega\cdot\text{m}$ à 100kHz et 10^4 à 100MHz. Leur permittivité relative est de l'ordre de 25 et 10, à ces deux fréquences.

Nous en déduisons que nous devons choisir un ferrite de type Ni-Zn, pour obtenir la perméabilité la plus importante jusqu'à 100MHz. Les inductances au sein du tore étant proportionnelles à la perméabilité relative du noyau μ_r (équations (3.62), p.79), cette dernière doit être grande pour avoir un transfert d'énergie important entre le primaire et le secondaire.

Pour illustrer la variation des perméabilités primaire et seconde, séries, d'un ferrite de Ni-Zn en fonction de la fréquence, nous reproduisons la courbe fournie par le constructeur, du matériau 4C65, présentant une perméabilité statique μ_{stat} de 125 [Philips Components,1998]. Ces valeurs sont données avec une précision de 20% et pour une induction de 0,1mT, pour laquelle les pertes par hystérésis sont négligeables, la valeur de l'induction à la saturation étant de 300mT.

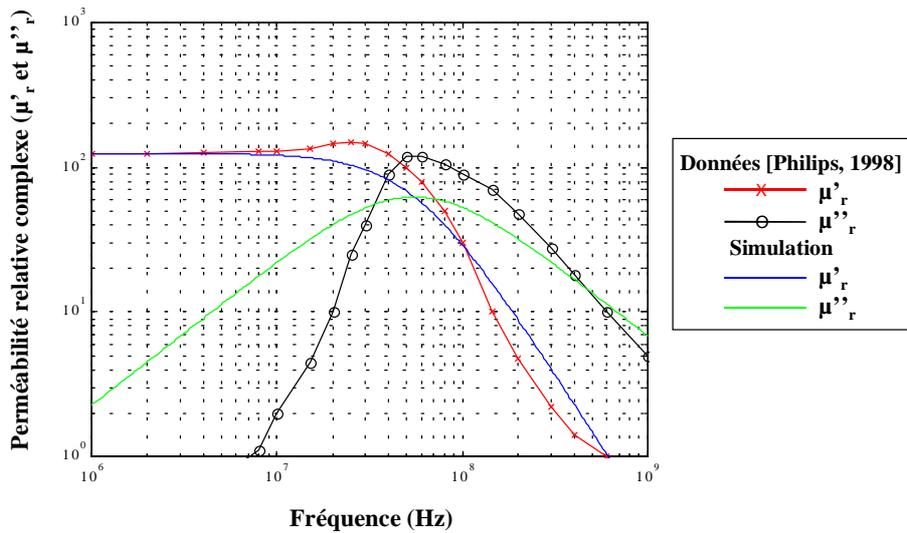


Figure 3.14 : Variation de la perméabilité complexe, série, du ferrite 4C65 (d'après [Philips, 1998]) et comparaison avec la simulation de l'équation (3.87).

Aux fréquences basses la valeur absolue de la perméabilité relative du noyau est quasiment égale à la perméabilité μ'_r et elle est approximativement constante. On parle souvent de perméabilité statique μ_{stat} , car elle détermine l'induction créée dans le noyau par un champ magnétique extérieur, continu ou de fréquence basse et d'amplitude négligeable par rapport au champ nécessaire à la saturation. La perméabilité μ_{stat} est souvent assimilée à la perméabilité initiale relative, μ_i , en raison de leurs valeurs approximativement égales. En toute rigueur la perméabilité initiale est la pente de la courbe de première aimantation à l'origine.

La variation de μ'_r est comparable à celle d'un filtre passe-bas d'ordre 2 : elle est égale à μ_{stat} jusqu'à une fréquence de coupure, au-delà de laquelle elle chute avec une pente proche de $1/f^2$. Au voisinage de la fréquence de coupure, elle peut présenter une « surtension ».

La perméabilité seconde μ''_r , qui représente les pertes magnétiques résiduelles du matériau, traduit aux fréquences basses le bruit thermique du mouvement des parois des domaines magnétiques et le traînage magnétique. Aussi cette perméabilité est-elle faible sur la bande passante

de μ'_r . Au voisinage de la fréquence de coupure de cette dernière, μ''_r présente un maximum qui est une résonance probablement ferromagnétique. Cette résonance, propre au matériau, est liée à la résonance magnétique des ions constituant son réseau cristallin. De façon similaire à la résonance d'un bobinage, la partie résistive, μ''_r , atteint un maximum et la partie imaginaire, μ'_r , chute. L'augmentation de la perméabilité μ''_r est sensible aux fréquences inférieures d'une décade à cette résonance. Aux fréquences plus élevées le matériau présente une seconde résonance, de relaxation, au-delà de laquelle μ'_r peut devenir inférieure à la perméabilité du vide sur une bande de fréquence étroite. La prise en compte des courants de Foucault par μ''_r est souvent négligeable. Elle tient compte des effets de faible amplitude à l'échelle du réseau cristallin, les effets principaux, à l'échelle du noyau, étant introduit dans la résistivité ([Snelling, 1988] et [Smit et Wijn, 1961]).

Le comportement de la perméabilité complexe en fonction de la fréquence peut être approché par la relation suivante proposée par Lebourgeois [2000], fonction de la perméabilité statique μ_{stat} et de la fréquence de résonance f_μ :

$$\mu_r = \frac{\mu_{stat}}{1 + j \frac{f}{f_\mu}}. \quad (3.87)$$

La *Figure 3.14* montre que cette équation rend compte de la perméabilité primaire avec une différence de l'ordre d'un facteur 2 au-delà de la surtension, en considérant $\mu_{stat} = 125$ et $f_\mu = 55\text{MHz}$. A cette fréquence apparaissent à la fois le maximum de μ''_r et la fréquence de coupure de μ'_r . Pour la perméabilité seconde, cette relation présente un écart plus important avec les données du constructeur. Elle présente un écart d'un facteur 2 avec les données du constructeur quant à l'amplitude de μ''_r à la résonance. Elle ne rend pas compte non plus des pentes hors de la résonance, qui sont supérieures à 1. Ainsi cette relation rend compte du comportement global de la perméabilité complexe de ce matériau, mais elle nécessite des termes en f/f_μ d'ordres supérieurs pour améliorer l'ajustement.

Sur la figure de la page suivante, nous reproduisons les données fournies par le constructeur concernant la permittivité et la résistivité de ce même matériau magnétique.

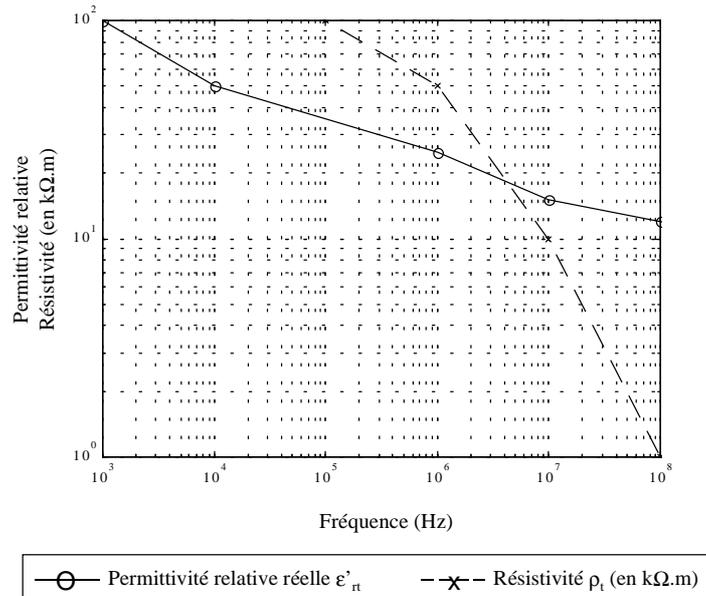


Figure 3.15 : Variation de la permittivité et de la résistivité du matériau 4C65 en fonction de la fréquence donnée par le constructeur [Philips, 1998].

La permittivité est donnée entre 1kHz et 100MHz et la résistivité entre 100kHz et 100MHz. Ces valeurs sont données comme des ordres de grandeur des ferrites de type Ni-Zn, elles sont donc sujettes à une incertitude importante, qui n'est pas quantifiée par le constructeur. Nous supposons qu'elle est d'au moins 20%, incertitude donnée pour la perméabilité des matériaux. Cette figure montre une diminution de la permittivité et de la résistivité en fonction de la fréquence. D'après Snelling [1988], ces deux quantités présentent une valeur asymptotique élevée aux fréquences basses et une autre valeur, plus faible, aux fréquences élevées.

La permittivité relative varie de 100 à 1kHz à 12 à 100MHz, tendant vers 10.

La résistivité est de l'ordre de 100k Ω .m à 100kHz. Nous supposons qu'elle est constante aux fréquences inférieures. Typiquement, elle est comprise entre 10k Ω .m et 1M Ω .m pour les ferrites Ni-Zn en continu. Au-dessus de 100kHz, elle décroît en raison des courants de Foucault et au-delà de 1MHz elle est inversement proportionnelle à la fréquence, atteignant 1k Ω .m à 100MHz. A plus haute fréquence, elle tend vers une valeur asymptotique de 30 Ω .m.

A titre de comparaison, nous indiquons les valeurs asymptotiques de permittivité et de résistivité des ferrites Mn-Zn aux fréquences inférieures à 1MHz et aux fréquences élevées, supérieures à 100MHz. La permittivité varie de 10^5 à 10 et la résistivité de 1,0 Ω .m à 10^{-3} Ω .m. Nous voyons que ce type de ferrite introduit une capacité plus importante dans le circuit aux fréquences basses et des pertes diélectriques plus importantes sur l'ensemble du spectre.

La perméabilité et la permittivité complexes du noyau présentent à une certaine fréquence un comportement similaire en raison d'une résonance dimensionnelle. En effet, ces deux quantités étant supérieures à celles du vide, l'induction magnétique et le courant de déplacement créent une onde électromagnétique stationnaire apparaissant à une fréquence relativement basse. La fréquence de cette résonance correspond à une longueur d'onde dans le matériau qui est approximativement le double de la plus petite dimension perpendiculaire à la direction de l'induction. A cette fréquence la perméabilité et la permittivité primaires apparentes chutent et leur conjugué présente une résonance, pour la résistivité une anti-résonance apparaît.

3.3.3 L'antenne complète

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons présenté l'ensemble des impédances élémentaires constituant la boucle primaire et les enroulements sur le tore. Nous aboutissons ainsi au schéma électrique équivalent de l'antenne. Nous pourrions ainsi en déduire son impédance et sa fonction de transfert.

3.3.3.1 Schéma électrique équivalent de l'antenne complète

Sur la figure suivante nous présentons le schéma équivalent de l'antenne complète vue par le préamplificateur, regroupant l'ensemble des impédances élémentaires décrites.

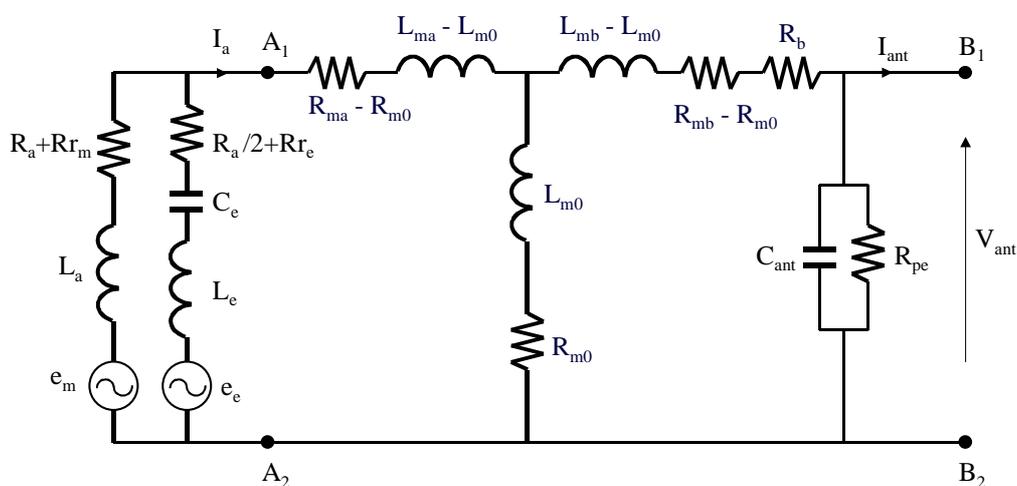


Figure 3.16 : Schéma électrique équivalent de l'antenne complète.

Nous représentons l'ensemble des capacités et des pertes diélectriques par la capacité C_{ant} et la résistance R_{pe} aux bornes de l'antenne puisqu'ils apparaissent ainsi lors de la mesure de la fonction de transfert et de l'impédance de l'antenne.

Comme nous l'avons mentionné lors de la description du quadripôle équivalent en T des inductances, on modélise habituellement les inductances de fuite du primaire et du secondaire en série avec leur inductance contribuant au couplage mutuel. Dans notre cas, l'inductance de fuite au primaire est l'inductance propre de la boucle primaire, déjà prise en compte dans son schéma équivalent. Comme le bobinage secondaire recouvre le tore, il est fortement couplé au primaire, aussi considérons-nous que son inductance de fuite est celle des brins de fil nécessaires à la connexion de l'antenne au préamplificateur, qui est faite au plus court. Nous estimons l'inductance de fuite de l'ordre de 100nH, ainsi nous la négligeons devant celle contribuant au couplage, qui est supérieure à 100μH, comme nous le verrons au chapitre 5.

Pour simplifier le calcul de l'impédance et de la fonction de transfert de l'antenne, nous introduisons un schéma équivalent composés de dipôles complexes, considérant l'impédance des différentes parties de l'antenne, et un schéma simplifié, semblable à celui d'une inductance réelle, où nous indiquons les impédances élémentaires équivalentes de l'antenne.

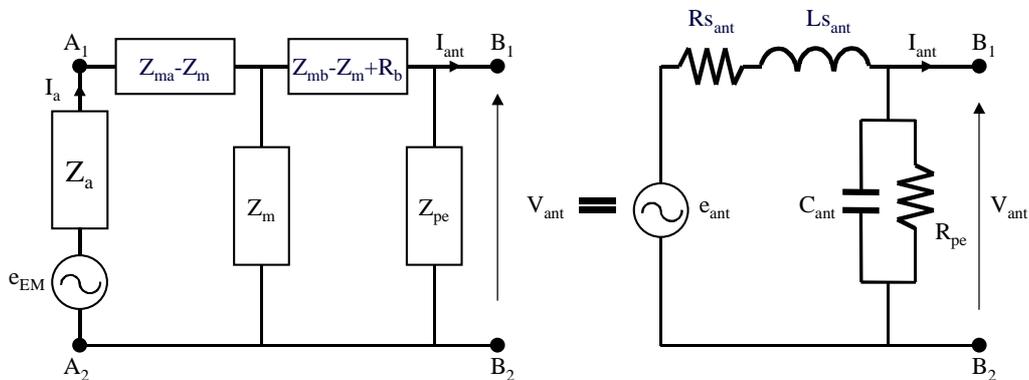


Figure 3.17 : Schéma équivalent en dipôles complexes de l'antenne (à gauche) et schéma équivalent simplifié, assimilant l'antenne à une inductance réelle (à droite).

Dans le schéma équivalent en dipôles complexes, la boucle primaire est modélisée comme un générateur de tension réel : la *f.é.m.* d'origine électromagnétique apparaissant à ses bornes, est associée en série avec une impédance interne égale à celle de la boucle. Rappelons que cette source de tension est assimilable à celle la branche magnétique du schéma équivalent de la boucle jusqu'à 10MHz. Les impédances des enroulements sur le tore et celles de leur couplage mutuel sont

représentées comme le quadripôle inductif en T du transformateur. Aux bornes de l'antenne apparaît l'impédance diélectrique, représentant la capacité de l'antenne et la résistance équivalente aux pertes diélectriques.

Le schéma équivalent simplifié comporte les trois impédances élémentaires d'une inductance réelle : l'inductance $L_{s_{ant}}$ et la résistance $R_{s_{ant}}$ en série et la capacité C_{ant} en parallèle de l'ensemble. Ce schéma comporte la force électromotrice e_{ant} de l'antenne vue au secondaire. Nous retrouvons ainsi le schéma équivalent d'un capteur magnétométrique inductif (§2.2.1, p.22). Sur ce schéma, nous avons choisi de dissocier la résistance de pertes diélectriques R_{pe} de la résistance et l'inductance série, pour plusieurs raisons :

- Cette résistance est généralement suffisamment grande pour être négligée aux fréquences basses, auquel cas l'expression des trois autres impédances élémentaires reste la même.
- Elle est analogue à la résistance de pertes d'une capacité réelle, comme la capacité de l'antenne elle apparaît au voisinage de la fréquence de résonance.
- Il y a également une motivation expérimentale. Les impédances $L_{s_{ant}}$ et $R_{s_{ant}}$ peuvent être connues avec une précision inférieure à 10%, voire 5%, par la simulation ou par la mesure des impédances physiques les constituant jusqu'à une fréquence de l'ordre de 1 à 10MHz. Pour la permittivité et la résistivité, nous disposons d'estimation de la part des fabricants de matériaux magnétiques, sans information sur la précision. Aussi obtient-on expérimentalement une estimation de la capacité et de la résistance qu'elles introduisent en effectuant des mesures d'impédance et de fonction de transfert sur l'antenne, avec une incertitude plus importante.

Nous utiliserons la représentation simplifiée du schéma équivalent de l'antenne pour modéliser le capteur sans la contre-réaction de flux. Pour inclure celle-ci dans le modèle, nous serons amenés à revoir la représentation de l'antenne.

3.3.3.2 Impédance

Nous présentons ici les relations entre le schéma simplifié et le schéma en dipôles complexes, le passage entre ce dernier et le schéma complet ne posant pas de difficultés particulières. Nous définissons $Z_{s_{ant}}$ comme l'impédance complexe série, dont $R_{s_{ant}}$ est la résistance et $L_{s_{ant}}$ l'inductance :

$$Z_{s_{ant}} = R_{s_{ant}} + j\omega L_{s_{ant}} = R_b + Z_{mb} - \frac{Z_m^2}{Z_a + Z_{ma}}. \quad (3.88)$$

En considérant les pertes diélectriques, cette impédance s'écrit :

$$Z_{S_{ant-pe}} = R_{S_{ant-pe}} + j\omega L_{S_{ant-pe}} = \frac{Z_{S_{ant}} R_{pe}}{Z_{S_{ant}} + R_{pe}}. \quad (3.89)$$

La résistance et l'inductance deviennent alors :

$$R_{S_{ant-pe}} = \frac{R_{S_{ant}} R_{pe}}{R_{S_{ant}} + R_{pe}} \frac{1 + \frac{(\omega L_{S_{ant}})^2}{R_{S_{ant}} (R_{S_{ant}} + R_{pe})}}{1 + \left(\frac{\omega L_{S_{ant}}}{R_{S_{ant}} + R_{pe}} \right)^2}, \quad (3.90)$$

$$L_{S_{ant-pe}} = L_{S_{ant}} \frac{\left(\frac{R_{pe}}{R_{S_{ant}} + R_{pe}} \right)^2}{1 + \left(\frac{\omega L_{S_{ant}}}{R_{S_{ant}} + R_{pe}} \right)^2}. \quad (3.91)$$

La résistance apparente de l'antenne est alors proportionnelle à l'association en parallèle de $R_{S_{ant}}$ et R_{pe} . L'inductance apparaît atténuée d'un facteur égal au pont diviseur résistif que constituent ces deux résistances pour l'inductance, en première approximation.

Pour estimer la modification apportée au facteur de qualité de l'antenne, nous introduisons son facteur de qualité sans pertes diélectriques ($Q_{S_{ant}}$) et celui lié à la résistance R_{pe} (Q_{pe}). Dans le second cas, la relation est inversée en raison de la situation en parallèle des impédances.

$$Q_{S_{ant}} = \frac{\omega L_{S_{ant}}}{R_{S_{ant}}} \text{ et } Q_{pe} = \frac{R_{pe}}{\omega L_{S_{ant}}}. \quad (3.92)$$

Le facteur de qualité de l'antenne devient :

$$Q_{ant} = \left(\frac{1}{Q_{S_{ant}}} + \frac{1}{Q_{pe}} + \frac{1}{Q_{S_{ant}}^2 Q_{pe}} \right)^{-1}. \quad (3.93)$$

3.3.3.3 Fonction de transfert

La fonction de transfert, déduite des schémas de la *Figure 3.17* s'écrit :

$$V_{ant} = e_{EM} \frac{Z_m}{Z_a + Z_{ma}} \frac{Z_{pe}}{Z_{pe} + Z_{S_{ant}}}, \quad (3.94)$$

$$V_{ant} = e_{ant} \frac{Z_{pe}}{Z_{pe} + Z_{S_{ant}}}. \quad (3.95)$$

Nous voyons que la différence entre ces deux relations vient de l'expression des deux *f.é.m.*, qui sont liées par la relation :

$$e_{ant} = e_{EM} \frac{Z_m}{Z_a + Z_{ma}}. \quad (3.96)$$

La *f.é.m.* vue au secondaire est proportionnelle à l'impédance mutuelle et inversement proportionnelle à l'impédance totale de la boucle primaire, montée sur le tore, donc proportionnelle à son admittance. En fait, nous voyons ici le courant I_a circulant dans la boucle primaire et nous retrouvons la relation entre la tension au secondaire et le courant au primaire d'un transformateur. Ce rapport est également le rapport de transformation effectif du tore. En effet, si nous considérons uniquement les inductances, cette relation s'écrit :

$$e_{ant} = e_{EM} N_{bob} \frac{A_L}{L_a + A_L}. \quad (3.97)$$

Nous voyons que si l'inductance de la boucle est très petite devant l'inductance spécifique du tore, nous retrouvons le rapport de transformation d'un transformateur idéal.

En explicitant les impédances du schéma simplifié dans l'équation (3.95), nous obtenons :

$$V_{ant} = \frac{e_{ant}}{1 + \frac{R_{s_{ant}}}{R_{pe}} - \omega^2 L_{s_{ant}} C_{ant} + j\omega \left(R_{s_{ant}} C_{ant} + \frac{L_{s_{ant}}}{R_{pe}} \right)}. \quad (3.98)$$

Sans pertes diélectriques, la fonction de transfert présente une fréquence résonance inversement proportionnelle à $\sqrt{L_{s_{ant}} C_{ant}}$. Dans cette relation la résistance R_{pe} décale la résonance vers les hautes fréquences, car elle diminue l'inductance de l'antenne (3.91).

3.3.3.4 Schéma équivalent en bruit

Le bruit propre de l'antenne est la somme quadratique des bruits thermiques des résistances présentes dans le schéma équivalent de la *Figure 3.16* (p.95). Pour déterminer le bruit total équivalent à ses bornes nous considérons le schéma équivalent simplifié où apparaissent deux résistances constituant deux sources de bruit. En effet, le calcul du bruit aboutit au bruit thermique de la résistance série équivalente $R_{s_{ant}}$, introduisant une source équivalente en tension $e_{R_{s_{ant}}}$. La seconde source de bruit vient de la résistance R_{pe} , apportant une source en courant $i_{R_{pe}}$. Nous aboutissons au schéma équivalent en bruit de l'antenne de la *Figure 3.18*.

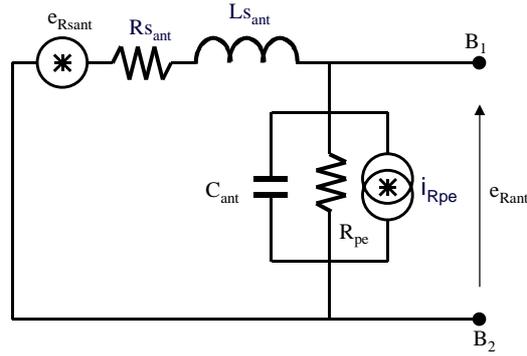


Figure 3.18 : Schéma équivalent en bruit de l'antenne, déduit de sa représentation simplifiée.

Nous exprimons le bruit de ses sources sous la forme de densités spectrales de bruit thermique :

$$e_{Rsant} = \sqrt{4k_B T R s_{ant}} \text{ et } i_{Rpe} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_{pe}}}, \quad (3.99)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température absolue.

La tension de bruit thermique de l'antenne e_{Rant} s'écrit donc :

$$e_{Rant}^2 = \left(\frac{e_{Rsant}^2}{|Z_{s_{ant}}|^2} + i_{Rpe}^2 \right) |Z_{s_{an-pe}}|^2. \quad (3.100)$$

3.3.3.5 Modélisation de l'antenne en différentiel

En ajoutant un point milieu relié à la masse au bobinage secondaire, nous réalisons sur l'antenne une sortie différentielle. La capacité par rapport à la masse, apparente aux bornes de l'antenne, est scindée en deux capacités apparaissant entre chaque extrémité du bobinage et la masse. En raison de la symétrie de l'antenne en différentiel par rapport à la masse, le potentiel à chaque extrémité du bobinage est alors la moitié de la différence de potentiel qu'il y a entre elles. En première approximation, la différence entre les relations (3.68) et (3.69) (p.85) indique que la valeur de ces deux capacités est la moitié de la capacité équivalente de l'antenne sans point milieu, à sortie asymétrique. Comme elles s'associent en série aux bornes de l'antenne à sortie différentielle, la capacité apparente C_{ant-d} est le quart de la capacité à sortie asymétrique, C_{ant} . De même, en raison de son lien avec la capacité, la résistance de pertes diélectriques est dédoublée et sa valeur totale est quadruplée.

Pour rendre compte de la symétrie de l'antenne en différentiel, nous la modélisons par deux demi-antennes d'impédance Z_{da} . Nous modifions le schéma équivalent simplifié de l'antenne, en dédoublant la *f.é.m.* et les impédances élémentaires : réduisant de moitié celles en série et doublant celles en parallèle (Figure 3.19).

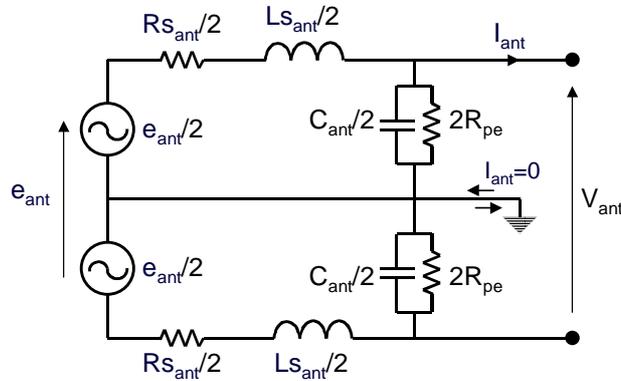


Figure 3.19 : Schéma équivalent simplifié de l'antenne avec un point milieu à la masse.

L'impédance équivalente de l'antenne en différentiel Z_{ant-d} est la somme des impédances des deux demi-antennes Z_{da} . En négligeant les pertes diélectriques, elle s'écrit :

$$Z_{ant-d} = \frac{Rs_{ant} + j\omega Ls_{ant}}{1 - \omega^2 Ls_{ant} \frac{C_{ant}}{4} + j\omega \frac{C_{ant}}{4} Rs_{ant}} = 2Z_{da} \cdot \quad (3.101)$$

Avec le point milieu, l'antenne présente la même résistance et la même inductance apparente en série avec la force électromotrice. Son impédance et sa fonction de transfert ne sont pas modifiées à l'exception de sa capacité, qui double la fréquence de résonance et de sa résistance de pertes diélectriques qui est augmentée, traduisant une diminution de ces pertes.

Ainsi tout en conservant la même réponse au champ magnétique aux fréquences inférieures à la résonance, la fréquence de celle-ci se trouve augmentée donc l'amplitude au-dessus de cette fréquence également. Cela signifie que la bande passante de l'antenne est élargie vers les fréquences élevées.

3.4 Conception du préamplificateur

Nous distinguons deux éléments dans le préamplificateur : le préamplificateur et la contre-réaction de flux, que nous allons présenter successivement.

3.4.1 Le préamplificateur

La conception du préamplificateur repose principalement sur le choix des composants actifs le constituant. Etant donné qu'il réalise à la fois une fonction d'amplification et une fonction d'adaptation d'impédance, il peut être composé de plusieurs étages. Nous nous intéressons ici au choix de l'étage d'entrée, qui est directement couplé à l'antenne. Nous présentons en premier lieu son modèle équivalent, explicitant les paramètres influençant l'antenne. Ensuite nous décrirons les choix technologiques disponibles et les critères de sélection, puis nous présenterons le choix que nous avons fait en l'illustrant par la comparaison de deux composants.

3.4.1.1 Modélisation du préamplificateur vu par l'antenne

Le préamplificateur réalisant une amplification du signal et une adaptation d'impédance, nous le modélisons donc en distinguant ces deux fonctions. Pour l'amplification, nous considérons un amplificateur idéal de gain complexe $A(j\omega)$. Pour l'adaptation d'impédance, nous prenons en compte uniquement le couplage de son entrée avec l'antenne, celle-ci n'ayant pas d'interférence avec sa sortie. Ce couplage intervient d'une part sur la fonction de transfert du capteur, pour laquelle nous devons considérer l'impédance d'entrée du préamplificateur, d'autre part sur le bruit, pour lequel interviennent l'impédance d'entrée et les sources de bruit qu'introduit le préamplificateur dans le circuit.

Pour l'antenne en sortie asymétrique, le préamplificateur présente une seule entrée. Nous modélisons alors son impédance d'entrée par un réseau RC en parallèle de l'antenne, modifiant sa réponse de façon similaire à l'impédance diélectrique complexe Z_{pe} . La capacité C_{pa} , qui s'ajoute à celle de l'antenne, agit sur celle-ci en réduisant sa fréquence de résonance. La résistance R_{pa} apparaissant en parallèle de l'antenne, réduit son facteur de qualité si elle est trop faible. Pour la contribution du préamplificateur au bruit, nous distinguons une source de bruit en tension e_b , s'ajoutant quadratiquement au bruit thermique en tension de l'antenne, et une source de bruit en courant i_b , circulant dans l'antenne. Aux bornes de l'impédance qu'il traverse, ce bruit apparaît comme un bruit en tension s'ajoutant aux deux autres sources. En première approximation, nous pouvons considérer les sources de bruit du préamplificateur indépendantes.

Pour fonctionner avec l'antenne en différentiel, le préamplificateur doit également être différentiel. Il présente alors deux entrées, aussi les éléments intervenant dans le couplage avec

l'antenne sont-ils dédoublés. Pour l'impédance d'entrée, nous observons le même phénomène que pour l'impédance Z_{pe} : les impédances des deux entrées sont vues par l'antenne en série. Les sources de bruit sont également dédoublées, nous avons donc deux sources de tension et deux sources de courant, que nous supposons non corrélées. Nous pouvons réduire les sources de bruits du préamplificateur au nombre de 3 [Vasilescu, 1999] : une source de tension e_b égale à la somme quadratique de celles des deux entrées et une source de courant pour chaque entrée, que nous appelons i_{bp} et i_{bn} .

3.4.1.2 Technologie des composants actifs

L'élément de base du préamplificateur est le transistor. Pour la conception du préamplificateur nous devons choisir le type de transistor, en fonction de ses performances, et le degré « d'intégration », ce qui influencera le principe du montage et sa réalisation.

Nous distinguons deux types de technologie de transistors : la technologie bipolaire et la technologie effet de champ. De façon simplifiée, le transistor bipolaire délivre une tension proportionnelle au courant qu'il reçoit à l'entrée. Inversement, le transistor à effet de champ fournit un courant proportionnel à la tension qu'il voit à l'entrée. Ces deux principes de fonctionnement du transistor se traduisent par des caractéristiques différentes vues depuis l'entrée.

Comme le transistor bipolaire reçoit un courant, sa résistance apparente à l'entrée est basse, par rapport au transistor à effet de champ. En termes de bruit, un montage amplificateur constitué d'un étage d'entrée bipolaire présentera un bruit en courant plus élevé et un bruit en tension plus faible, comparativement à un étage d'entrée à effet de champ.

Nous pouvons réaliser le montage amplificateur, soit à partir de transistors discrets, soit à partir de circuits intégrés, sous la forme d'amplificateur opérationnel.

La réalisation à partir de composants discrets réduit le nombre de transistors, diminuant la puissance consommée par le montage. Par contre la distance séparant les composants est augmentée, ainsi les pistes les reliant introduisent des impédances parasites plus importantes, pouvant perturber son fonctionnement à partir de fréquences bien inférieures à 100MHz. Dans l'amplificateur opérationnel ce risque est réduit par l'intégration des transistors, constituant ainsi un montage amplificateur différentiel plus stable. Aussi avons-nous choisi de concevoir le préamplificateur avec ce type de composant.

3.4.1.3 Caractéristiques du composant d'entrée

L'amplificateur opérationnel, qui constituera l'étage d'entrée, doit pouvoir fonctionner jusqu'à 100MHz avec un gain suffisant pour que la contribution du bruit de l'étage auquel il est connecté soit négligeable devant le sien. En première approximation, un bruit de l'étage d'entrée 3 fois supérieur au suivant, amènera une augmentation de l'ordre de 10% à la sortie du 2^e étage. Un rapport de 10 se traduit par une augmentation de 1% seulement. Nous fixons un rapport de 3 comme le minimum, sachant qu'un rapport plus élevé est meilleur. Ce qui définit un produit gain × bande passante minimal de 300MHz.

Nous devons également choisir ce composant en fonction de ses performances en bruits en tension et en courant et en fonction de son impédance d'entrée. Pour une application spatiale, nous devons également tenir compte de sa consommation de puissance électrique.

Pour donner un ordre de grandeur des performances que l'on peut rencontrer, nous comparons ces paramètres pour deux amplificateurs opérationnels constitués d'un étage d'entrée de technologie différente. Tous les deux vérifient le critère du produit gain × bande passante : le CLC425 [National Semiconductor, 1997] dont l'un étage d'entrée est constitué de transistors bipolaires et l'OPA655, composé de transistors à effet de champ [Burr-Brown, 1996].

| CARACTERISTIQUES | CLC425 (bipolaire) | OPA655 (effet de champ) |
|---|------------------------------------|--|
| Produit gain × bande passante (MHz) | 1900 | 400 |
| Bruit équivalent en tension (nV/\sqrt{Hz}) | 1,05 (100kHz-100MHz) | 6 (10kHz-100MHz) |
| Bruit équivalent en courant (pA/\sqrt{Hz}) | 2,1 à 10kHz 1,6 (100kHz-100MHz) | $1,3 \times 10^{-3}$ à 10kHz 30×10^{-3} à 1MHz |
| Résistance d'entrée (Ω) : mode commun mode différentiel | 2×10^6 6×10^3 | 10^{12} 10^{12} |
| Capacité d'entrée (pF) : mode commun mode différentiel | 1,5 1,9 | 1,2 1,0 |
| Puissance consommée (mW) | 150 | 250 |

Tableau 3.3 : Caractéristiques typiques, fournies par les constructeurs, de deux amplificateurs opérationnels se différenciant par la technologie de leur étage d'entrée (d'après [National Semiconductor, 1997] et [Burr-Brown, 1996]).

Pour le bruit équivalent à l'entrée et la résistance d'entrée, nous retrouvons ici les différences typiques entre les deux technologies de transistor. Le CLC425 est meilleur que l'OPA655 en bruit en tension d'un facteur 6 entre 100kHz et 100MHz. Le bruit en courant du CLC425 est constant dans cette même bande de fréquence, alors que celui de l'OPA655 croît en \sqrt{f} au-dessus de 100kHz. A 1MHz, il est 50 fois plus faible que celui du composant bipolaire et reste plus faible jusqu'à 100MHz. La résistance d'entrée de l'OPA655 est caractéristique des transistors à effet de champ, une valeur de $10^{12}\Omega$ ne risque pas d'atténuer l'impédance de l'antenne à la résonance. Elle est supérieure à celle du CLC425 d'au moins un facteur 10^6 . La résistance de mode commun de ce dernier de $2M\Omega$, est encore importante. Les capacités d'entrée des deux composants sont du même ordre de grandeur, leur différence est inférieure à un facteur 2. Nous pouvons considérer qu'une valeur de capacité inférieure à 2pF est faible.

Le produit gain \times bande passante du CLC425 permet d'obtenir un gain supérieur à 10 jusqu'à 100MHz. Celui-ci consomme une puissance électrique inférieure de 40% à celle de l'OPA655.

Nous avons choisi de réaliser le préamplificateur avec le CLC425, nous expliquerons notre choix au paragraphe 3.6.1.2 (p.115). A ce stade, nous pouvons conclure que le faible bruit en courant des composants de la technologie effet de champ rend ceux-ci plus intéressants pour un capteur présentant une haute impédance. En raison de leur faible bruit en tension, les composants de technologie bipolaire sont préférables pour les capteurs ayant une faible impédance, donc un faible gain en tension. Leur produit gain \times bande passante plus important permet également d'utiliser ces derniers jusqu'à des fréquences plus élevées.

3.4.2 La Contre-réaction de flux

La contre-réaction de flux a pour but de rendre la fonction de transfert du capteur linéaire, en particulier au voisinage de la fréquence de résonance de l'antenne, où son facteur de qualité introduit une variation rapide de l'amplitude sur une largeur de bande étroite.

Le principe d'une contre-réaction est de ramener une partie du signal de la sortie du capteur vers l'entrée, en opposition de phase, de sorte qu'il s'oppose aux variations qui lui ont donné naissance [Clerc et Gilbert, 1964]. Ainsi le comportement du montage est quasiment indépendant de la variation des paramètres inclus dans la chaîne directe de la boucle de contre-réaction. Il est

déterminé par les paramètres de la chaîne inverse, lorsque l'amplitude de la chaîne directe apparaît infinie devant celle de l'autre chaîne.

Dans le cas d'une contre-réaction de flux, une partie du signal est prélevée sous forme de courant en sortie du préamplificateur, à l'aide d'une résistance R_{crf} , et injectée dans l'antenne sous forme de flux magnétique par un enroulement d'inductance L_{crf} . En fixant l'amplitude du courant de contre-réaction, cette résistance définit également le gain du capteur en boucle fermée, qui est ainsi réel donc indépendant de la fréquence. Pour cela la réactance de la contre-réaction, constituée de L_{crf} et de l'inductance de fuite de l'enroulement L_{fcrf} , doit être négligeable devant cette résistance au voisinage de la fréquence de résonance. Cet enroulement induit également un couplage capacitif au sein de l'antenne, abaissant la fréquence du minimum de sensibilité, il doit donc avoir peu de spires.

En intégrant l'antenne dans la boucle de contre-réaction, cette dernière stabilise la réponse du capteur qui devient indépendante des fluctuations de la perméabilité du tore et de la fréquence de résonance.

Dans notre capteur, le flux magnétique intervient en deux endroits de l'antenne : d'une part il est capté par la boucle primaire, d'autre part il transfère le signal entre celle-ci et le bobinage secondaire. La contre-réaction peut donc être appliquée en deux points, se traduisant par une réalisation différente de l'enroulement. Si l'on renvoie le signal à l'entrée de la boucle primaire, l'enroulement de contre-réaction sera une boucle à air placée dans le même plan que celle-ci. S'il est renvoyé dans le tore, l'enroulement est bobiné sur lui.

Nous avons choisi de placer cet enroulement sur le tore. Nous obtenons ainsi une inductance de couplage plus importante pour une masse et un encombrement moins important du bobinage. Une spire coplanaire avec la boucle primaire induirait un couplage capacitif avec elle, pouvant perturber la réponse à une onde électromagnétique aux fréquences élevées. En réalisant le bobinage de contre-réaction avec une seule spire sur le tore nous limitons ce couplage à la traversée du tore.

La contre-réaction n'augmente pas le bruit du capteur dans le sens où elle renvoie à l'entrée le même rapport signal/bruit, par contre le bruit thermique de la résistance R_{crf} constitue une nouvelle source de bruit dans le circuit.

3.5 Modélisation du capteur

Ayant décrit l'antenne et le préamplificateur, nous allons maintenant présenter le capteur complet. Cette description se fera en deux étapes. Nous allons d'abord considérer le capteur en boucle ouverte, c'est-à-dire sans la contre-réaction de flux. Puis nous l'étudierons en boucle fermée.

3.5.1 Fonctionnement en boucle ouverte

Nous présentons ici la modélisation de la fonction de transfert et le calcul du seuil de sensibilité de façon générale, en considérant un amplificateur en tension, avec un montage asymétrique. Nous analyserons des cas pratiques lors de la discussion de l'optimisation du préamplificateur (§ 3.6.1.2, p.115).

3.5.1.1 Modélisation

Nous modélisons l'antenne à l'aide du schéma simplifié de l'antenne à sortie asymétrique (*Figure 3.17*, p.96). Nous lui associons un préamplificateur en tension. Sur la figure suivante, nous présentons les schémas équivalents déterminant sa fonction de transfert et son bruit.

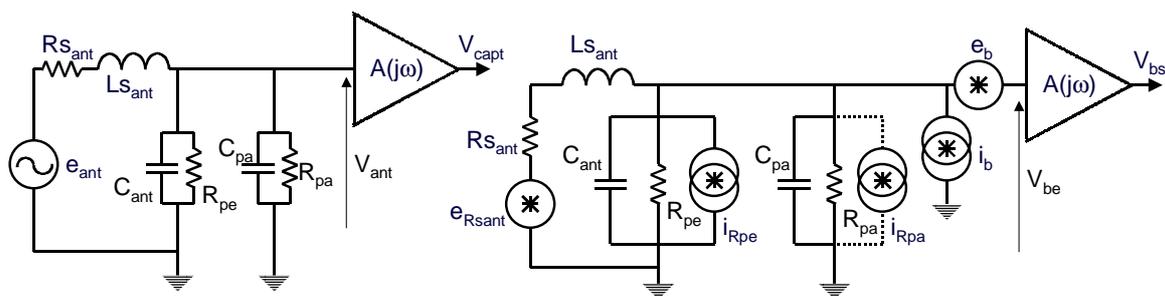


Figure 3.20 : Schémas équivalents du capteur asymétrique modélisant sa fonction de transfert (à gauche) et son bruit (à droite).

Avec un préamplificateur en tension, la fonction de transfert du capteur est simplement le produit de la fonction de transfert de l'antenne par le gain du préamplificateur. Mais la fonction de transfert de l'antenne doit ici tenir compte de l'impédance d'entrée du préamplificateur (R_{pa} , C_{pa}).

La résistance R_{pa} est soit la résistance d'entrée du composant actif placée à l'entrée, soit une résistance physique, de forte valeur, mais plus faible que la précédente, ayant pour fonction d'atténuer légèrement le gain de l'antenne afin d'empêcher le capteur d'osciller à la fréquence de résonance. Cette oscillation peut être déclenchée par des signaux parasites ambiants, amplifiés par le capteur jusqu'à la saturation de la tension à la sortie. Cette résistance physique peut être remplacée par des réseaux RC, en série ou en parallèle, dans le montage préamplificateur, afin d'atténuer son gain au voisinage de la fréquence de résonance. La capacité C_{pa} est la capacité d'entrée du composant actif constituant l'étage d'entrée, à laquelle s'ajoutent les capacités parasites des connexions et de la résistance R_{pa} .

Dans le modèle en bruit du capteur, nous distinguons les sources de bruit suivantes :

- la tension de bruit équivalente au bruit thermique de la résistance série $R_{s_{ant}}$,
- le courant de bruit équivalent au bruit thermique de la résistance R_{pe} ,
- le bruit en tension équivalent à l'entrée du préamplificateur,
- le bruit en courant équivalent à l'entrée du préamplificateur,
- le courant de bruit équivalent au bruit thermique de la résistance physique ajoutée en parallèle de son entrée.

Remarquons que la résistance d'entrée du premier étage des amplificateurs est une résistance apparente sans bruit thermique. Celui-ci est déjà pris en compte dans la modélisation du bruit de l'amplificateur opérationnel par les sources de bruit équivalent e_b et i_b .

3.5.1.2 Calcul du seuil de sensibilité

Pour la simulation du capteur, nous calculons le bruit total équivalent à l'entrée du préamplificateur V_{be} à l'aide de son schéma équivalent en bruit. Le seuil de sensibilité du capteur B_{be} est alors déduit en divisant V_{be} par la fonction de transfert de l'antenne, modifiée par les impédances R_{pa} et C_{pa} . Dans le cas des mesures, B_{be} est calculé à partir du bruit V_{bs} mesuré à la sortie du préamplificateur et de la fonction de transfert du capteur mesurée (*Figure 2.14*, p.36).

$$B_{be} = \frac{V_{be}}{V_{ant}} = \frac{V_{bs}}{V_{capt}}. \quad (3.102)$$

De la *Figure 3.20* (p.107) nous déduisons l'expression du bruit total à l'entrée du préamplificateur :

$$V_{be}^2 = e_b^2 + \frac{|Z_{pa}Z_{pe}|^2 \left(|Z_{sant}|^2 i_b^2 + e_{Rsant}^2 \right) + |Z_{sant}|^2 \left(|Z_{pa}|^2 \left(\frac{i_{Rpe}}{R_{pe}} \right)^2 + |Z_{pe}|^2 \left(\frac{i_{Rpa}}{R_{pa}} \right)^2 \right)}{|Z_{pa}Z_{pe} + Z_{sant}(Z_{pa} + Z_{pe})|^2} \quad (3.103)$$

Nous simplifions, en utilisant les impédances complexes de l'impédance série de l'antenne Z_{sant} , de pertes diélectriques Z_{pe} et de l'entrée du préamplificateur Z_{pa} . Si la résistance d'entrée du préamplificateur est celle du composant de l'étage d'entrée alors i_{Rpa} est nulle.

3.5.2 Fonctionnement en boucle fermée

Nous allons modéliser le capteur avec la contre-réaction de flux. Nous présenterons le schéma équivalent global permettant de déterminer la fonction de transfert : partant du schéma équivalent de l'antenne nous ajouterons les impédances apportées par la contre-réaction, qui sont son impédance propre et les impédances de couplage. En analysant le fonctionnement du capteur en boucle fermée, nous proposerons des simplifications facilitant les calculs. Enfin nous estimerons la contribution de la contre-réaction au seuil de sensibilité.

3.5.2.1 fonction de transfert

Pour tenir de compte de l'opposition de phase du signal ramené en contre-réaction, nous modélisons l'enroulement correspondant par un nombre de spires négatif ($-N_{crf}$), en supposant un préamplificateur en tension de gain positif. En fait, il s'agit de s'assurer que le rapport de transformation entre l'enroulement de contre-réaction et le bobinage secondaire est de signe contraire à celui entre la boucle primaire et le bobinage.

Nous simplifions cette modélisation en considérant un préamplificateur en tension asymétrique, puisque l'étude avec un montage différentiel peut se ramener à un montage asymétrique, en utilisant la valeur correspondante de capacité. Remarquons, que pour le montage différentiel de type « amplificateur d'instrumentation », il est possible de réaliser la contre-réaction en prélevant le signal à la sortie de l'un des trois amplificateurs opérationnels.

La branche de contre-réaction se modélise dans le schéma équivalent du montage, par son impédance propre et par ses impédances de couplage avec les deux autres enroulements du tore.

L'impédance propre Z_{crf} est l'association en série de la résistance R_{crf} et de l'inductance de fuite de l'enroulement L_{fcrf} , qui est l'inductance propre du fil ne contribuant pas au couplage mutuel. On calcule cette inductance en comptabilisant la longueur de fil ne traversant pas le tore. On peut également ajouter la longueur de la piste du circuit imprimé contribuant au circuit de contre-réaction. Typiquement, une longueur de 1 cm de piste ou de fil équivaut à une inductance de l'ordre de 10nH.

La présence de trois enroulements sur le tore introduit dans la modélisation trois quadripôles de couplage inductif, traduisant le couplage des enroulements deux-à-deux [Laveuve, 1991]. Pour rendre compte de la contre-réaction et de ces couplages, nous introduisons les impédances suivantes dans le schéma équivalent du capteur (Figure 3.21) :

- L'impédance du circuit de contre-réaction, ne contribuant pas au couplage :

$$Z_{crf} = R_{crf} + j\omega L_{fcrf} . \quad (3.104)$$

- La part contribuant aux couplages, similaire aux équations (3.74) et (3.75) (p.87) :

$$Z_{mc} = \omega N_{crf}^2 \mu_r'' A_{L0} + j\omega N_{crf}^2 \mu_r' A_{L0} . \quad (3.105)$$

- Les impédances de couplage avec le primaire et le secondaire, qui sont négatives :

$$-Z_{m1} = -N_{crf} (\omega \mu_r'' A_{L0} + j\omega \mu_r' A_{L0}) , \quad (3.106)$$

$$-Z_{m2} = -N_{crf} N_{bob} (\omega \mu_r'' A_{L0} + j\omega \mu_r' A_{L0}) . \quad (3.107)$$

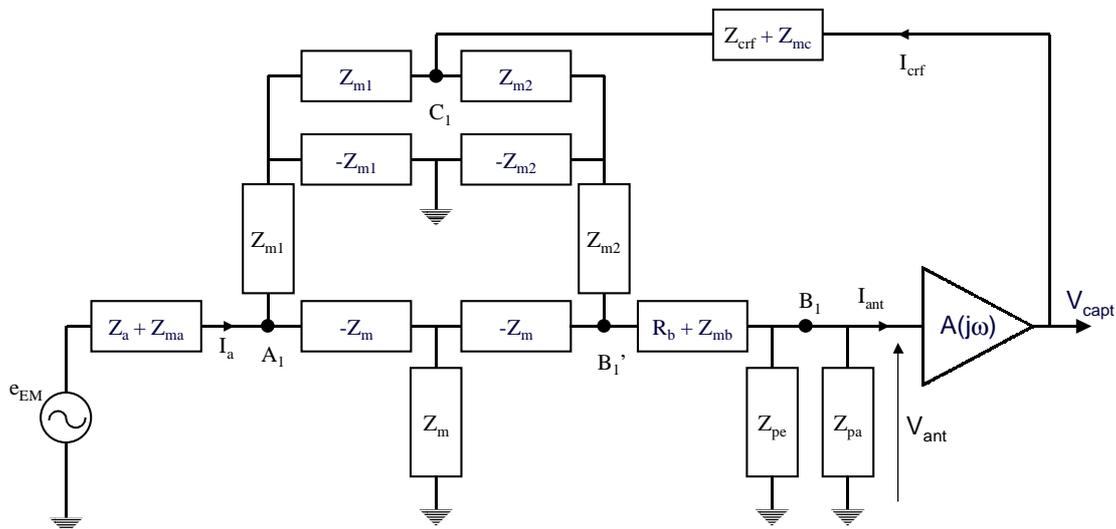


Figure 3.21 : Schéma équivalent global du capteur en boucle fermée modélisé par des dipôles complexes.

Dans ce schéma, la disposition des impédances vérifie que les impédances mutuelles d'un enroulement s'annulent lorsque les deux autres enroulements sont ouverts et que son impédance totale est alors égale à son impédance propre. Nous négligeons ici les capacités introduites par la contre-réaction, dont l'enroulement a peu de spires : elles sont trop faibles pour provoquer une résonance dans la bande de fréquences où celle-ci agit. Ces capacités peuvent se manifester en premier lieu par la réduction de la fréquence du minimum du seuil de sensibilité, voisin de la fréquence de résonance du capteur en boucle ouverte. Aussi peuvent-elles être intégrées dans la capacité équivalente aux bornes de l'antenne, incluse dans Z_{pe} .

Nous avons utilisé ce schéma pour simuler le fonctionnement du capteur en boucle fermée avec un logiciel de type électronique. Pour exprimer la fonction de transfert sous forme analytique, le calcul peut être simplifié en remarquant que le flux d'induction généré par le courant I_{crf} s'opposant à celui de la boucle primaire équivaut à considérer sa force électromotrice réduite par le courant de contre-réaction.

En calculant la tension à la sortie du capteur, la fonction de transfert s'écrit :

$$V_{capt} = \frac{A(j\omega)V_{ant}}{1 + A(j\omega)V_{ant} \frac{Z_a}{Z_{crf} e_{EM}}}. \quad (3.108)$$

Nous obtenons l'équation d'un système en contre-réaction, où $A(j\omega) \times V_{ant}$ est son gain en boucle ouverte et β_{crf} celui du circuit de contre-réaction, fixant le gain du montage en boucle fermée :

$$\beta_{crf} = \frac{Z_a}{Z_{crf} e_{EM}}. \quad (3.109)$$

Le terme au dénominateur de la relation (3.108), doit être non nul pour que le circuit soit stable, sinon il diverge et le capteur oscille. Physiquement, la stabilité est obtenue en générant un flux de contre-réaction s'opposant au flux qui lui a donné naissance, ce qui est réalisé en bobinant la contre-réaction en sens inverse des deux autres enroulements, générant un couplage inductif négatif. Pour conserver la stabilité aux fréquences élevées, l'impédance du réseau de contre-réaction ne doit pas introduire de déphasage entre le courant de contre-réaction qui la traverse et la tension à la sortie du capteur qui fournit celui-ci. Cette impédance doit donc être résistive, elle est égale à R_{crf} .

Lorsque le gain du capteur en boucle ouverte est très grand devant celui de β_{crf} , c'est-à-dire au voisinage de la fréquence de résonance, la fonction de transfert en boucle fermée s'écrit :

$$V_{capt} = \frac{1}{\beta_{crf}} \approx \frac{L_{ar}}{R_{fcf} S}. \quad (3.110)$$

Cette relation montre que le gain en boucle fermée est réel si la réactance du réseau de contre-réaction est négligeable devant la résistance R_{crf} , ainsi la tension fournit par le capteur est en phase avec le champ incident dans l'intervalle de fréquences dans lequel la contre-réaction linéarise sa réponse. Cet intervalle est défini par les fréquences inférieure et supérieure à la fréquence de résonance, pour lesquelles les gains du circuit de contre-réaction et du capteur en boucle ouverte sont égaux :

$$\beta_{crf}(\omega_{crf}) = A(j\omega_{crf}) \mathcal{N}_{ant} \quad (3.111)$$

La fréquence de coupure basse peut être aisément calculée en négligeant la capacité de l'antenne. La fréquence de coupure haute dépend des capacités du montage et de l'inductance de contre-réaction. Mais en première approximation, elle peut être estimée en considérant la symétrie de la fonction de transfert par rapport à la fréquence de résonance, qui est la moyenne géométrique de ces fréquences de coupure. En dehors de cette bande, la fonction de transfert du capteur en boucle fermée est la même qu'en boucle ouverte.

Une fonction de transfert indépendante de la fréquence sur une large bande de fréquences nécessite de réduire la résistance R_{crf} . Il s'agit alors d'optimiser le rapport entre la résistance et la réactance de la contre-réaction pour que la fréquence de coude définie par ce rapport soit supérieure aux fréquences de coupures.

3.5.2.2 Seuil de sensibilité

Comme nous l'avons déjà dit, la contre-réaction renvoyant le même rapport signal/bruit à l'entrée, ne le modifie donc pas et le seuil reste inchangé, au premier abord.

En raison du faible nombre de spires de contre-réaction, nous pouvons considérer que la contribution au bruit thermique de l'antenne des pertes magnétiques dues à cette partie du montage est négligeable, en particulier devant la résistance R_{crf} .

Cette résistance étant située à la sortie du préamplificateur, son bruit thermique $e_{R_{crf}}$ ramené à l'entrée est donc divisé par le gain $A(j\omega)$ de celui-ci.

$$\left(V_{be}^2\right)_{fermé} \approx \left(V_{be}^2\right)_{ouvert} + \frac{4k_B T}{R_{crf}} \frac{|Z_{crf} + Z_{mc}|^2}{|A(j\omega)|^2} \quad (3.112)$$

La contribution de la contre-réaction au bruit total du capteur est le bruit thermique de son impédance, qui augmentera éventuellement le bruit au minimum du seuil de sensibilité.

3.6 Critères d'optimisation

Nous avons présenté l'ensemble des éléments du capteur, aboutissant aux paramètres modélisant son fonctionnement, qu'il s'agit d'optimiser pour la bande 10kHz–100MHz. Au cours de ce chapitre, nous avons déjà analysé certains paramètres et donné des ordres de grandeur au travers d'exemples.

Nous allons d'abord rappeler les paramètres de la modélisation en donnant des critères de sélection. Puis nous décrirons le capteur que nous avons réalisé et évalué.

3.6.1.1 Optimisation de l'antenne

Les critères de sélection sont guidés par deux objectifs : d'une part obtenir un instrument fonctionnant dans la bande voulue, 10kHz–100MHz, d'autre part choisir les éléments permettant d'obtenir un seuil de sensibilité de $10^{-6} nT/\sqrt{Hz}$ sur la plus grande plage de fréquence possible. Nous allons passer en revue les critères de sélection des différents éléments constituant le capteur permettant d'optimiser la fonction de transfert et le seuil de sensibilité.

La boucle primaire

Le diamètre de la boucle primaire est le premier paramètre à choisir car il est l'élément captant le champ magnétique et le champ électrique. La sensibilité du capteur au champ magnétique augmente avec le diamètre de la boucle, réduisant simultanément le seuil de sensibilité. Cette augmentation est limitée par sa sensibilité au champ électrique. Par simulation, nous avons vu qu'un diamètre égal au dixième de la plus courte longueur d'onde à mesurer, permet de conserver une réponse à la composante électrique d'une onde électromagnétique plane inférieure à celle à la composante magnétique jusqu'à la plus haute fréquence de mesure, puisqu'elle représente moins de 15% de la réponse totale. Ainsi le maximum de la réponse électrique apparaît à une fréquence 2,5 fois supérieure au-dessus de la bande du capteur. Pour une fréquence maximale de 100MHz, le diamètre est donc limité à 30cm.

Nous avons également vérifié qu'une forme circulaire pour la boucle était la géométrie optimale pour obtenir la plus faible inductance, résistance et masse, pour une surface donnée. Nous avons déduit de l'étude de l'inductance de plusieurs géométries que l'augmentation de la section du

conducteur constituant la boucle réduit cette impédance, comme elle réduit la résistance, mais au détriment de la masse.

La réduction de la résistance permet de réduire le bruit thermique de la boucle primaire, qui est le premier « étage » de l'antenne. Par rapport à l'inductance totale de la boucle, sa réduction donne un comportement inductif de l'antenne à partir d'une fréquence plus basse.

La réduction de l'inductance propre de la boucle par rapport à l'inductance spécifique du tore, pour lequel elle constitue une inductance de fuite, augmente l'amplification du rapport de transformation, se rapprochant d'un transformateur idéal. L'impédance de l'antenne vue au secondaire s'en trouve également diminuée, de même que la contribution du bruit en courant, et la fréquence de résonance est augmentée.

Le tore et le bobinage

Le sélection du tore consiste à choisir le matériau magnétique et ses dimensions géométriques. Le choix du matériau est un compromis entre une perméabilité primaire grande et une fréquence de coupure élevée. Nous avons vu que pour une fréquence de coupure supérieure à 10MHz, les ferrites de type NiZn s'imposent. Leur forte résistivité, qui chute à partir de 100kHz, repousse l'apparition des effets parasites des courants de Foucault vers des fréquences plus hautes. Pour une utilisation jusqu'à 100MHz, une perméabilité relative voisine de 100 peut être obtenue.

Le choix des dimensions du tore fixe l'inductance spécifique du tore. En premier lieu, nous voyons que des dimensions importantes, plus particulièrement la hauteur, augmentent l'inductance spécifique, compensant la faible perméabilité du matériau. Ce qui permet de se rapprocher du transformateur idéal.

Mais ces dimensions sont limitées par deux considérations : d'une part des dimensions importantes abaissent la résonance dimensionnelle dans le noyau, d'autre part le tore et le bobinage secondaire génèrent un rayonnement électromagnétique qui pourrait perturber la boucle. La résonance dimensionnelle dépend à la fois de la permittivité et de la perméabilité du noyau et des dimensions du tore, en particulier celles perpendiculaires aux lignes du champ magnétique. Pour que le tore soit petit devant la boucle, nous supposons que des dimensions voisines du dixième du diamètre sont suffisantes.

Le bobinage secondaire intervient par son nombre de spires qui fixe le rapport de transformation entre les enroulements bobinés sur le tore. Il amplifie donc la force électromotrice de la boucle. Aussi doit-il être le plus grand possible, au premier abord.

Mais ce nombre de spires, constituant l'inductance apparente de l'antenne, fixe la fréquence de résonance de l'antenne, avec la capacité apparaissant à ses bornes. Le choix du nombre de spires du bobinage est donc lié à la fréquence de résonance souhaitée. Il s'agit de réduire la capacité pour augmenter le nombre de spires. L'analyse des couplages capacitifs au sein de l'antenne a montré deux contributions principales : la capacité du bobinage, apparaissant entre la première et la dernière spire en raison de la forme circulaire du tore, et la capacité entre la boucle primaire et le bobinage à la traversée du tore. Ces capacités peuvent être diminuées en augmentant la distance séparant les deux spires extrêmes pour la première et en réduisant le diamètre de la boucle à la traversée pour la seconde. Nous avons également montré que la mise à la masse du milieu du bobinage réduit la capacité équivalente de l'antenne sans modifier son inductance, divisant d'un facteur 2 le potentiel des extrémités du bobinage par rapport à la masse.

L'augmentation du nombre de spires augmente l'impédance de l'antenne, donc la contribution du bruit en courant. Cette contribution est également un paramètre limitant le nombre de spires.

A la fréquence de résonance la réponse de l'antenne est maximale et le seuil de sensibilité du capteur atteint son minimum. Au premier abord, elle doit être centrée dans la bande passante du capteur. Pour une bande comprise entre 10kHz et 100MHz, ce critère correspond à la fréquence de 1MHz. Mais les capteurs magnétométriques inductifs voient toujours apparaître des résonances secondaires aux fréquences supérieures à la fréquence de résonance principale, limitant la bande passante du capteur. Il est donc préférable de fixer le maximum de réponse à une fréquence plus haute.

3.6.1.2 Optimisation du préamplificateur

La réalisation d'un préamplificateur capable d'amplifier la tension aux bornes de l'antenne jusqu'à 100MHz nécessite de choisir des composants actifs capables de fournir un gain suffisant jusqu'à cette fréquence. Il faut également choisir pour l'étage d'entrée un composant présentant une forte résistance et une faible capacité équivalentes à l'entrée pour ne pas réduire la fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne. L'utilisation d'amplificateurs opérationnels permet d'obtenir un tel montage, stable jusqu'à 100MHz.

L'optimisation du préamplificateur dans le but de réduire le seuil de sensibilité du capteur apporte des critères plus rigoureux. Comme il introduit deux sources de bruits dont la contribution

fixe le bruit du capteur, l'optimisation du bruit nécessite évidemment des composants actifs présentant les plus faibles bruits en tension et en courant.

Nous allons étudier l'optimisation du composant constituant l'étage d'entrée du préamplificateur, puis nous étudierons l'optimisation de l'ensemble du préamplificateur par l'analyse de trois montages amplificateurs classiques.

Choix optimal du composant d'entrée

Pour un seuil de sensibilité spécifié, il est possible d'estimer à partir de la modélisation les valeurs de bruit correspondantes en fonction des paramètres de l'antenne. Nous allons en déduire des relations simplifiées liant les sources de bruit en tension e_b et en courant i_b à leur contribution respective au seuil de sensibilité, facilitant la sélection des composants de l'étage d'entrée. Pour cela nous partons de la l'équation (3.103) (p.109) du bruit du capteur à l'entrée du préamplificateur, constitué d'un seul composant. En raison de la symétrie de la fonction de transfert par rapport à la fréquence de résonance au voisinage de celle-ci, nous considérons une bande de fréquence inférieure à cette fréquence où la fonction de transfert de l'antenne est inductive. Ainsi nous négligeons la capacité de l'antenne ainsi que la résistance de pertes diélectriques et nous ne tenons pas compte du facteur de qualité de l'antenne. Le comportement inductif de l'antenne nous amène également à négliger les résistances ohmiques. La fonction de transfert de l'antenne s'exprime alors par la relation (3.96) (p.99), de sorte que la contribution du bruit en tension s'écrit :

$$B_{be-e} = \frac{e_b}{e_{ant}} = e_b \frac{Z_a + Z_{ma}}{Z_m e_{EM}} \approx \frac{e_b}{2\pi f S N_{bob}} \frac{L_a + A_L}{A_L}. \quad (3.113)$$

La contribution du bruit en courant s'écrit :

$$B_{be-i} = \frac{Z S_{ant} i_b}{e_{ant}} = i_b \left(R_b + Z_{mb} - \frac{Z_m^2}{Z_a + Z_{ma}} \right) \frac{Z_a + Z_{ma}}{Z_m e_{EM}} \approx i_b \left(\frac{Z_{mb}(Z_a + Z_{ma}) - Z_m^2}{Z_m e_{EM}} \right). \quad (3.114)$$

Ce qui se simplifie :

$$B_{be-i} \approx i_b N_{bob} \frac{L_a}{S}. \quad (3.115)$$

Les bruits équivalents à l'entrée du préamplificateur étant supposés blancs, les relations (3.113) et (3.115) montrent que la contribution du bruit en courant est indépendante de la fréquence et que celle du bruit en tension lui est inversement proportionnelle. Nous voyons ainsi que le bruit en courant fixe le minimum du seuil de sensibilité que le capteur présente sur une bande de fréquence centrée sur la résonance. En dehors de cette bande, le bruit en tension est prépondérant, le seuil de sensibilité varie en f^{-1} aux fréquences inférieures et en f^{+1} aux fréquences supérieures.

Les contributions des deux bruits sont liées de la même manière à la surface de la boucle primaire. Leur lien avec l'inductance de la boucle montre une différence importante. La contribution du bruit en courant est celle du courant vue au primaire, le secondaire étant ouvert, elle est donc proportionnelle au nombre de spires. Celle du bruit en tension est inversement proportionnelle au rapport de transformation effectif (3.97) (p.99), donc à N_{bob} .

Ces deux équations montrent que le seuil de sensibilité du capteur est réduit si l'inductance de la boucle primaire est diminuée, en particulier la contribution du bruit en courant. Le bruit en tension est réduit si le rapport de transformation est idéal.

La relation différente des contributions de ces deux bruits avec le nombre de spires indique qu'il existe un choix optimal d'un paramètre du triplet (e_b, i_b, N_{bob}) pour un seuil de sensibilité fixé à une fréquence. Ceci permet de sélectionner le composant actif de l'étage d'entrée, pour une antenne donnée, ou bien d'optimiser l'antenne si le préamplificateur présente les plus faibles caractéristiques en bruit.

Optimisation du montage : étude de 3 cas

Le principe du montage amplificateur repose sur deux paramètres : la quantité que l'on souhaite mesurer, tension ou courant, et le mode de connexion de l'antenne, asymétrique ou différentielle. Le choix de ces deux paramètres conduit à des montages présentant un comportement en bruit différent, comme nous allons le voir avec cette étude de 3 montages classiques associant des amplificateurs opérationnels :

- le montage non-inverseur mesure une tension asymétrique aux bornes de l'antenne,
- le montage « amplificateur d'instrumentation » mesure une tension différentielle,
- le montage différentiel à un composant effectue une mesure différentielle de courant.

Nous considérons l'amplificateur opérationnel comme idéal. La prise en compte de son impédance d'entrée n'apporte pas ici de modification importante dans la discussion.

Nous allons analyser ces 3 montages avec l'antenne, en terme de fonction de transfert et de bruit, mettant en évidence leurs qualités et leurs défauts. Dans cette étude, nous modélisons l'antenne par son schéma équivalent simplifié (*Figure 3.17*, p.96). Nous simplifions le schéma en négligeant les pertes diélectriques. Son impédance s'écrit alors :

$$Z_{ant} = \frac{R_{s_{ant}} + j\omega L_{s_{ant}}}{1 - \omega^2 L_{s_{ant}} C_{ant} + j\omega C_{ant} R_{s_{ant}}}. \quad (3.116)$$

Pour son bruit, nous considérons la seule densité spectrale de bruit thermique e_{Rsant} de $R_{s_{ant}}$:

$$e_{Rsant} = \sqrt{4k_B TR s_{ant}} . \quad (3.117)$$

De même toutes les résistances R_i des montages génèrent un bruit thermique e_{Ri} s'exprimant sous la même forme que l'équation (3.117) pour Rs_{ant} .

- **Montage non-inverseur :**

Le montage non-inverseur est un montage simple amplifiant la tension V_{ant} aux bornes de l'antenne d'un facteur constant $(1 + R_2/R_1)$ où $R_2 > R_1$. La tension en sortie V_{capt} reste en phase avec V_{ant} . Sur la figure suivante, nous montrons le schéma équivalent permettant de calculer la fonction de transfert du capteur :

$$V_{capt} = \frac{e_{ant}}{1 - \omega^2 Ls_{ant} C_{ant} + j\omega C_{ant} Rs_{ant}} \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right), \quad (3.118)$$

et celui permettant d'estimer la tension de bruit V_{be} équivalente à l'entrée du préamplificateur.

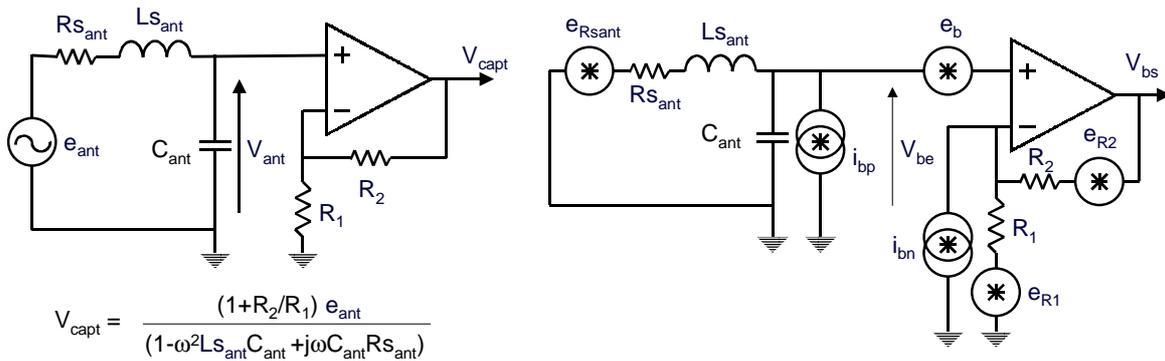


Figure 3.22 : Schéma équivalent en fonction de transfert (à gauche) et en bruit (à droite) de mesure asymétrique en tension.

Ce montage amplifiant la tension aux bornes de l'antenne d'un facteur constant, la fonction de transfert du capteur présente donc la même fréquence de résonance que l'antenne.

La tension de bruit équivalente à l'entrée du préamplificateur s'écrit :

$$V_{be}^2 = e_b^2 + i_{bp}^2 |Z_{ant}|^2 + \left(i_{bn} \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 + e_{Rsant}^2 \left| \frac{V_{ant}}{e_{ant} B} \right|^2 + \left(\frac{R_2 e_{R1}}{R_1 + R_2} \right)^2 + \left(\frac{R_1 e_{R2}}{R_1 + R_2} \right)^2 . \quad (3.119)$$

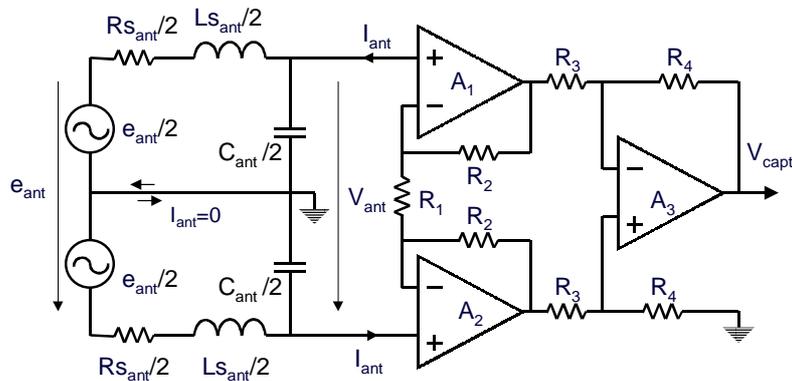
Comme la valeur de R_1 est inférieure à celle de R_2 et qu'elle est généralement choisie de sorte que la contribution de e_{R1} soit petite devant e_b , nous pouvons simplifier cette relation en négligeant les sources de bruit liées à R_1 et R_2 . En explicitant le bruit thermique de l'antenne en fonction de son impédance, nous obtenons :

$$V_{be}^2 = e_b^2 + |Z_{ant}|^2 \left(i_{bp}^2 + \frac{4k_B TR s_{ant}}{R s_{ant}^2 + (\omega L s_{ant})^2} \right). \quad (3.120)$$

A la résonance, l'impédance de l'antenne atteint son maximum, les contributions du bruit équivalent en courant et du bruit thermique de $R s_{ant}$ deviennent alors prépondérantes. En dehors, la faible impédance et plus particulièrement la faible résistance de l'antenne rendent ces contributions négligeables devant celle du bruit équivalent en tension, comme nous le verrons lors des mesures de bruit du capteur, au chapitre 5.

- **Montage « amplificateur d'instrumentation » :**

Le montage « amplificateur d'instrumentation » (Figure 3.23) est fréquemment utilisé pour mesurer et amplifier d'une tension différentielle avec une haute impédance d'entrée.



$$V_{capt} = \frac{(1+2R_2/R_1)(R_4/R_3) e_{ant}}{(1-\omega^2 L s_{ant} C_{ant} + j\omega C_{ant} R s_{ant})}$$

Figure 3.23 : Schéma équivalent en fonction de transfert du montage de mesure différentielle en tension.

Ce montage est constitué de trois amplificateurs opérationnels répartis sur deux étages de gain différent. Il est réalisé de sorte à être symétrique par rapport à la résistance R_1 , dont on peut considérer le milieu comme une masse virtuelle. L'étage d'entrée de l'amplificateur est constitué de deux composants, amplifiant chacun une voie de mesure suivant une configuration non-inverseuse. Leur entrée inverseuse est reliée par la résistance commune R_1 , fixant leur gain. En considérant la masse virtuelle au milieu de R_1 , nous voyons que chaque composant présente un gain égal à $(1+2R_2/R_1)$. La différence de tension entre les entrées est donc amplifiée avec le même gain à la sortie de l'étage d'entrée. Le second étage remplit une fonction de soustracteur : la tension à sa

sortie est égale à la différence de tension à la sortie du premier étage, amplifiée d'un gain égal à (R_4/R_3) .

La fonction de transfert du capteur s'écrit de façon similaire à celle du cas précédent : elle est le produit de la fonction de transfert de l'antenne par celui du gain des deux étages :

$$V_{capt} = \frac{e_{ant}}{1 - \omega^2 Ls_{ant} \frac{C_{ant}}{4} + j\omega \frac{C_{ant}}{4} Rs_{ant}} \left(1 + \frac{2R_2}{R_1} \right) \left(\frac{R_4}{R_3} \right). \quad (3.121)$$

Cette fonction présente un maximum à la fréquence de résonance de l'antenne, à la différence que la capacité totale étant divisée par 4, cette fréquence est multipliée par 2.

Il est intéressant ici de regarder l'impédance d'entrée des amplificateurs opérationnels. Supposant que l'étage d'entrée est réalisé avec le même composant que celui du montage non-inverseur, l'impédance totale vue par l'antenne est doublée, ainsi la résistance d'entrée est doublée et la capacité est divisée par 2. L'impédance d'entrée du montage « amplificateur d'instrumentation » affecte moins la fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne.

Par contre la puissance électrique consommée par ce montage est doublée par rapport au montage non-inverseur. Le bruit de l'étage soustracteur n'étant pas critique, le composant peut être choisi en fonction de sa consommation.

Pour calculer le bruit total V_{be} de ce montage, nous tenons compte uniquement des contributions liées à l'antenne et des bruits en tension des composants de l'étage d'entrée (Figure 3.24). Nous justifions ce schéma équivalent d'une part en considérant que le bruit de l'étage d'entrée est nettement supérieur à celui de l'étage soustracteur et des résistances R_3 et R_4 , d'autre part, comme pour le montage précédent, nous faisons l'hypothèse que la résistance équivalente, $R_1/2$ en parallèle avec R_2 , est suffisamment petite pour négliger sa contribution au bruit total.

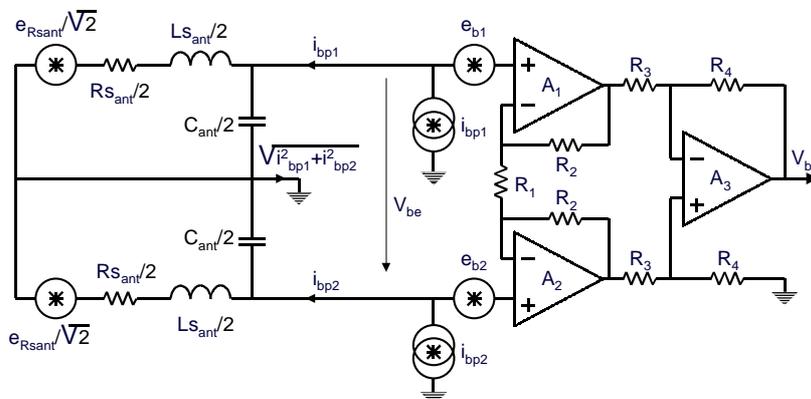


Figure 3.24 : Schéma équivalent en bruit du montage de mesure différentielle en tension.

L'utilisation de deux composants pour l'étage d'entrée dédouble les sources de bruit en courant et en tension. C'est également le cas des sources de bruit thermique de l'antenne : comme celles-ci sont liées à des résistances qui sont seulement la moitié de la résistance totale de l'antenne, le bruit thermique de celle-ci n'est pas changé par l'ajout du point milieu.

Les sources de bruit en tension des deux composants se trouvent associées en série, aussi s'ajoutent-elles quadratiquement.

Nous voyons que le point milieu de l'antenne introduit un court-circuit dans le schéma équivalent en bruit, de sorte que les bruits en courant issus des deux composants traversent chacun une demi-antenne seulement, chacune voit donc une moitié de l'impédance de l'antenne.

L'équation du bruit à l'entrée du montage s'écrit :

$$V_{be}^2 = e_{b1}^2 + e_{b2}^2 + |Z_{da}|^2 (i_{bp1}^2 + i_{bp2}^2) + \frac{e_{Rsant}^2}{\left| 1 - \omega^2 Ls_{ant} \frac{C_{ant}}{4} + j\omega \frac{C_{ant}}{4} Rs_{ant} \right|^2}. \quad (3.122)$$

En considérant une même source de bruit en tension e_b et de bruit en courant i_{bp} pour les deux composants et en incluant l'impédance totale de l'antenne cette relation devient :

$$V_{be}^2 = 2e_b^2 + |Z_{ant-d}|^2 \left(\frac{i_{bp}^2}{2} + \frac{4k_B TR s_{ant}}{Rs_{ant}^2 + (\omega Ls_{ant})^2} \right). \quad (3.123)$$

Cette seconde équation du bruit total du montage montre un défaut et une qualité du montage différentiel de type « amplificateur d'instrumentation » par rapport au montage asymétrique de type non-inverseur :

- un étage d'entrée à deux composants augmente la contribution au bruit total V_{be} du bruit en tension d'un facteur $\sqrt{2}$,
- la présence du point milieu réduit la contribution du bruit en courant d'un facteur $\sqrt{2}$.

Avec ce montage amplificateur, le seuil de sensibilité du capteur est donc diminué au voisinage de la résonance, par contre il est augmenté en dehors.

- Montage différentiel à un composant :

L'amplificateur opérationnel amplifiant la tension différentielle apparaissant entre ses entrées non-inverseuse et inverseuse, il est possible de l'utiliser directement comme tel, comme montré sur la figure ci-dessous.

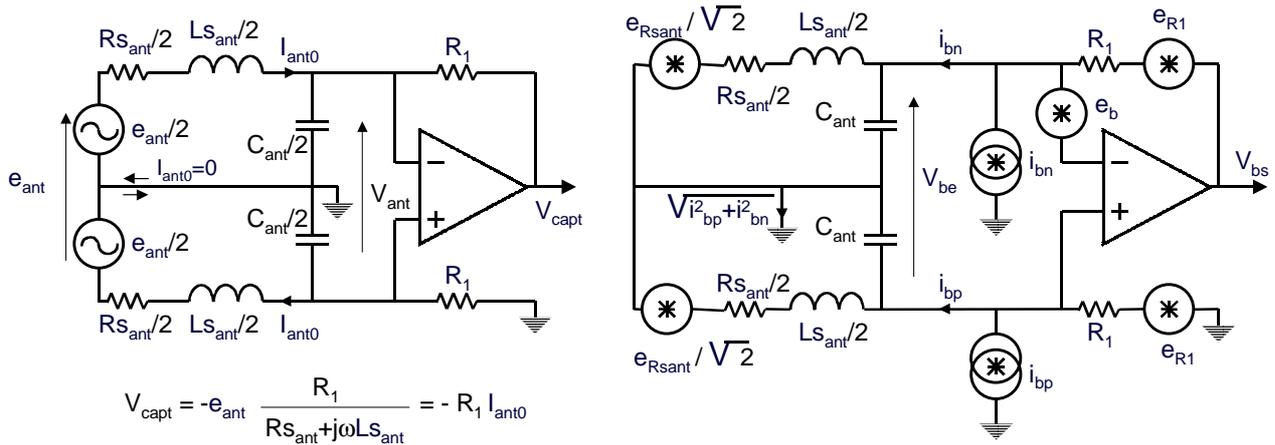


Figure 3.25 : Schéma équivalent en fonction de transfert (à gauche) et en bruit (à droite) de mesure différentielle en courant.

Pour expliquer son fonctionnement, on peut le comparer au montage inverseur. Le principe de ce montage est de connecter une source de tension en série avec une impédance à l'entrée inverseuse. Sur cette même entrée est connectée une contre-réaction constituée d'une seule résistance, R_1 . La tension obtenue à la sortie est amplifiée d'un gain égal au rapport de la résistance R_1 sur l'impédance associée en série avec la source et elle est en opposition de phase avec cette dernière.

On peut distinguer dans l'antenne différentielle deux sources de tension, connectées symétriquement par rapport au point milieu de l'antenne, et réalisant deux fonctions différentes.

- L'extrémité de l'antenne reliée à l'entrée inverseuse, amène la force électromotrice d'une demi-antenne, en série avec l'impédance d'une demi-antenne.
- L'autre extrémité de l'antenne, connectée à l'entrée non-inverseuse, polarise celle-ci à une tension de même valeur qu'à l'autre entrée, mais de signe opposé. La différence de tension entre les deux entrées est alors égale à la tension aux bornes de l'antenne V_{ant} .

Par transformation de Thévenin, nous déduisons la fonction de transfert du capteur :

$$V_{capt} = -e_{Rant} \frac{R_1}{R_{s_{ant}} + j\omega L_{s_{ant}}} \quad (3.124)$$

En considérant le courant I_{ant0} circulant dans la résistance et l'inductance de l'antenne, cette relation s'écrit également :

$$V_{capt} = -R_1 I_{ant0} \quad (3.125)$$

Ces deux équations montrent que la fonction de transfert du capteur est proportionnelle au courant I_{ant0} et qu'elle est indépendante de la fréquence lorsque la réactance de l'inductance devient prépondérante sur la résistance, donc au voisinage de la résonance de l'antenne. Avec ce montage amplificateur, le capteur ne nécessite plus de contre-réaction de flux : sa réponse est proportionnelle au champ magnétique. Il agit comme un intégrateur en dessous de la fréquence de résonance et comme un différentiateur au-dessus, vis à vis de la *f.é.m.*

Remarquons que dans ces relations aucune capacité n'apparaît parce que nous considérons un amplificateur opérationnel idéal. Dans la réalité, la fonction de transfert présente une fréquence de coupure haute, à une fréquence supérieure à la fréquence de résonance de l'antenne seule. Cette fréquence de coupure est accompagnée d'une surtension comme un filtre d'ordre 2.

En continu et aux fréquences basses, où la réactance de l'inductance est négligeable devant la résistance de l'antenne, l'équation (3.124) montre que le gain du montage est égal au rapport des résistances R_I et R_{sant} . La première est généralement grande, elle doit être supérieure à l'impédance de l'antenne pour amplifier son signal. La seconde, qui est la résistance ohmique de l'antenne, est au contraire très faible. Ceci donne au montage un gain très important, aussi nécessite-t-il un composant ayant un gain en boucle ouverte très important, pouvant amplifier la tension aux bornes de l'antenne sans saturer.

De plus les courants de fuites des entrées, en traversant la résistance de l'antenne, polarisent les entrées du composant se traduisant à la sortie par une tension continue décalant le zéro. En raison du gain important du montage en continu, celui peut être saturé. L'impédance connectée sur l'entrée non-inverseuse, Z_{da} en parallèle avec R_I , joue alors un rôle important de compensation de ce décalage. L'ajustement de R_I sur cette entrée permet d'annuler le décalage. Il existe également des solutions de contre-réaction sur l'entrée non-inverseuse en associant un composant actif. La mise en œuvre de ce montage est donc complexe. Remarquons que ce phénomène de décalage étant sensible à la température, il complique l'application de ce montage dans le domaine spatial.

Dans l'équation (3.124), l'utilisation d'une résistance de contre-réaction R_I de forte valeur, peut limiter la bande passante du capteur, en raison de la capacité parasite de R_I , apparaissant en parallèle. En effet, elle réduit l'impédance de la contre-réaction aux fréquences élevées, donc la fonction de transfert. Par exemple une résistance de $1M\Omega$, ayant une capacité parasite de $0,1pF$, présente une fréquence de coupure de $1,6MHz$. Pour que cette fréquence de coupure soit supérieure à $100MHz$, ce montage nécessite donc d'étudier le moyen d'avoir la plus forte résistance possible avec la capacité parasite la plus faible possible. Il faut peut-être choisir une valeur de résistance plus faible, pour augmenter la bande passante du capteur.

Le schéma équivalent en bruit du montage différentiel à un seul composant ne montre qu'une seule source de bruit en tension, puisqu'il n'y a qu'un seul composant à l'entrée. Maintenant les bruits en courant de deux sources circulent dans l'antenne et dans les résistances R_1 , donc nous ne pouvons plus négliger ces dernières comme dans les deux montages précédents. Nous voyons comme pour le montage différentiel précédent, que ces deux courants de bruit circulent seulement dans une moitié de l'antenne en raison du point milieu relié à la masse. De même le bruit thermique des deux demi-antennes est égal à celui de l'antenne complète. Nous devons également tenir compte du bruit thermique des deux résistances, dont la valeur est supérieure à l'impédance de l'antenne. L'équation du bruit du montage s'écrit :

$$V_{be}^2 = e_b^2 + |Z_{ant-d}|^2 \left(\frac{R_1^2 (i_{bp}^2 + i_{bn}^2)}{|R_1 + Z_{ant-d}|^2} + \frac{e_{Rsant}^2}{Rs_{ant}^2 + (\omega Ls_{ant})^2} + e_{R1}^2 \left(\frac{1}{R_1^2} + \frac{4}{|2R_1 + Z_{ant-d}|^2} \right) \right). \quad (3.126)$$

Nous voyons que le bruit thermique des deux résistances contribue différemment en raison de leur connexion différente. La contribution du bruit de la résistance reliée à l'entrée non-inverseuse est plus faible. En considérant les deux sources de bruit en courant égales, mais non corrélées, et en supposant R_1 très supérieure à l'impédance de l'antenne cette relation devient :

$$V_{be}^2 = e_b^2 + |Z_{ant-d}|^2 \left(\frac{i_{bp}^2}{2} + \frac{4k_B TR s_{ant}}{Rs_{ant}^2 + (\omega Ls_{ant})^2} \right). \quad (3.127)$$

Cette dernière équation montre que le montage différentiel à un composant présente l'avantage d'un montage différentiel pour la réduction du bruit en courant d'un facteur $\sqrt{2}$ et l'avantage d'un seul amplificateur opérationnel à l'étage d'entrée, puisqu'il n'augmente pas le bruit en tension.

- Comparaison du seuil de sensibilité de ces 3 montages :

Nous comparons sur la figure suivante le seuil de sensibilité du capteur avec des échelles arbitraires, en considérant l'évolution par rapport au montage non-inverseur. Nous simplifions le problème, en considérant que les bruits en tension et en courant équivalents à l'entrée du préamplificateur présentent un spectre blanc. Ce qui est le cas pour le bruit en tension des deux amplificateurs opérationnels que nous avons présentés au paragraphe 3.4.1.3 (p.104) dans la bande passante du capteur. Cette hypothèse est également vérifiée pour le bruit en courant du composant bipolaire.

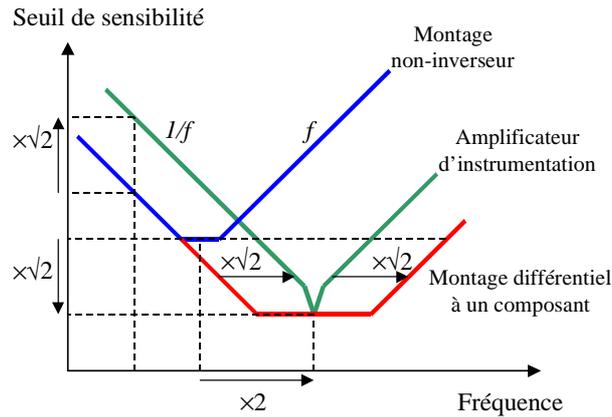


Figure 3.26 : Représentation théorique du seuil de sensibilité du capteur avec les 3 montages étudiés, en négligeant le bruit thermique.

De façon simplifiée, la courbe du seuil de sensibilité varie en fonction inverse de la fréquence au-dessous de la fréquence de résonance et proportionnellement à celle-ci au-dessus. Elle présente un minimum au voisinage de la fréquence de résonance, où elle est limitée par le bruit en courant du préamplificateur associé à l'impédance de l'antenne et le bruit thermique de celle-ci, mais que nous choisissons de négliger ici. En dehors de la résonance, le bruit est fonction de la fréquence, parce que la contribution prépondérante est le bruit en tension du préamplificateur, qui présente un spectre blanc aux bornes de l'antenne. Remarquons que le bruit en courant, qui a également un spectre blanc, étant associé à l'impédance de l'antenne, apparaît toujours comme un spectre blanc sur la courbe du seuil de sensibilité, à l'entrée de l'antenne.

Du montage non-inverseur au montage « amplificateur d'instrumentation », l'augmentation du bruit en tension décale le seuil de sensibilité, dans la partie précédent la fréquence de résonance, vers les hautes fréquences. Ainsi, nous retrouvons un même seuil de sensibilité à une fréquence supérieure d'un facteur $\sqrt{2}$. La réduction de la capacité décale la fréquence de résonance, donc le minimum de la courbe, d'un facteur 2 vers les hautes fréquences. La diminution du bruit en courant d'un facteur $\sqrt{2}$ diminue la valeur du minimum d'autant, en première approximation. Remarquons que l'augmentation de la fréquence de résonance décale la courbe du seuil de sensibilité au-dessus de la fréquence de résonance. Ce décalage est égal à celui de la fréquence de résonance. Par rapport au minimum du seuil de sensibilité du montage non-inverseur, ce montage différentiel présente un niveau de bruit identique ou plus faible à une fréquence supérieure et sur une bande de fréquence plus large.

Entre le montage de type « amplificateur d'instrumentation » et le montage différentiel avec un seul composant à l'entrée, la diminution du bruit en tension introduit une diminution sur l'ensemble du spectre. Ainsi à seuil de sensibilité constant, la diminution du bruit en tension augmente la bande de fréquence dans laquelle le seuil du capteur est inférieur à ce niveau. Comme ce second montage différentiel présente le même bruit en tension que le montage asymétrique, en dessous de la fréquence de résonance de ce dernier, les deux montages présentent le même seuil de sensibilité. En raison de l'augmentation de la fréquence de résonance, le montage différentiel présente un seuil de sensibilité égal ou inférieur au minimum du montage asymétrique sur une largeur de bande qui est au moins le double de l'augmentation de la fréquence de résonance. L'augmentation de la largeur de bande est due au décalage de la courbe vers les hautes fréquences au-delà de la fréquence de résonance.

Ainsi, un montage différentiel réduit le seuil de sensibilité au-dessus la fréquence de résonance, en augmentant celle-ci. La mise à la masse du point milieu du bobinage réduit la contribution du bruit en courant d'un facteur $\sqrt{2}$, parce que chaque entrée du préamplificateur voit une demie antenne. L'utilisation de deux composants pour l'étage d'entrée double les sources de bruit en tension, augmentant la contribution de ce bruit d'un facteur $\sqrt{2}$. Le montage différentiel à un seul composant permet donc d'obtenir le seuil de sensibilité le plus faible.

3.6.1.3 Optimisation de la contre-réaction de flux

La mise au point de la contre-réaction consiste à fixer la valeur de la résistance en fonction de la bande passante souhaitée. L'inductance de l'enroulement est limitée par la fréquence de coupure haute du capteur en boucle fermée et la résistance de contre-réaction. Le gain du montage étant alors proportionnel à l'impédance du circuit de contre-réaction, il augmente à partir de la fréquence de coude, à laquelle la réactance de l'enroulement est égale à la résistance. Le nombre de spires de la contre-réaction est donc choisi de sorte que la fréquence de coude soit supérieure à la fréquence de coupure haute. Si elle est voisine de cette fréquence, une surtension apparaîtra dans la fonction de transfert du capteur en boucle fermée. Mais si elle est nettement inférieure à la fréquence de coupure, la surtension se transformera en résonance, L'inductance de la contre-réaction s'associant en parallèle de la capacité de l'antenne.

Nous avons vu qu'un montage différentiel à un seul composant permet, comme la contre-réaction de flux, d'obtenir une fonction de transfert linéaire au voisinage de la résonance de l'antenne. Le calcul du bruit a montré que le montage intégrateur nécessite une résistance de contre-

réaction supérieure à l'impédance de l'antenne à la résonance pour ne pas atténuer son minimum de sensibilité. Ainsi il est mal adapté à un capteur fonctionnant en haute fréquence, car la capacité parasite de la résistance risque d'atténuer le gain du montage au-dessous de 100MHz. La contre-réaction de flux associée à un montage de mesure en tension est donc mieux adaptée à l'optimisation du bruit, parce qu'elle demande au contraire une résistance de faible valeur pour donner au capteur une large bande passante.

3.6.1.4 Caractéristiques choisies

Nous présentons les caractéristiques du capteur dont nous décrivons les mesures au chapitre 5.

La boucle primaire est une piste de cuivre circulaire, de 28cm de diamètre, déposé sur de l'époxy. La piste a une largeur de 10mm. Nous avons choisi de réaliser la boucle sur un circuit imprimé pour avoir une bonne planéité. A la traversée du tore, la boucle est court-circuitée par un cylindre en laiton de 15mm de diamètre.

Pour le tore, nous avons choisi un matériau en ferrite de type NiZn de perméabilité relative initiale 125 (matériau 4C65 [Philips, 1998]). Le tore présente la plus grande inductance spécifique disponible pour ce matériau, soit 168nH. Il a un diamètre extérieur de 36,9mm, un diamètre intérieur de 21,9mm et une hauteur de 15,8mm.

Le bobinage est réalisé avec du fil de cuivre émaillé de 500 μ m de diamètre efficace, il a un diamètre extérieur de 548 μ m. Nous avons bobiné sur le tore 50 spires, ainsi avec une capacité de l'ordre de 5pF l'antenne résonne à 3,5MHz.

Pour l'étage d'entrée du préamplificateur, nous avons choisi le composant bipolaire CLC425 car son faible bruit en tension permet de répondre aux spécifications en bruit sur une large bande de fréquence. Pour les caractéristiques de l'antenne que nous venons de présenter, son bruit en courant de $1,6 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ correspond à un seuil de sensibilité de l'ordre de $0,9 \times 10^{-6} \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ au-delà de 10kHz, répondant donc aux spécifications. Son bruit en tension de $1,1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ équivaut à un seuil de sensibilité de $1,0 \times 10^{-6} \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 290kHz. Avec une fréquence de résonance de 3,5MHz, notre capteur présente un seuil de sensibilité répondant aux spécifications entre 290kHz et 42MHz, en première approximation. Le choix du CLC425 présente également l'avantage de pouvoir modifier ses caractéristiques de bruit d'un facteur 2 avec le même montage.

Nous avons choisi de réaliser le préamplificateur suivant le montage asymétrique de mesure en tension. Dans le cadre de cette étude, ce montage présente l'avantage de pouvoir vérifier aisément par la mesure ses caractéristiques de bruit afin de les comparer à la simulation.

Pour la contre-réaction de flux, nous avons bobiné un enroulement d'une spire sur le tore. Nous avons ajusté le courant de contre-réaction à l'aide d'une résistance de 2,2k Ω .

Les deux photos suivantes montrent notre prototype :

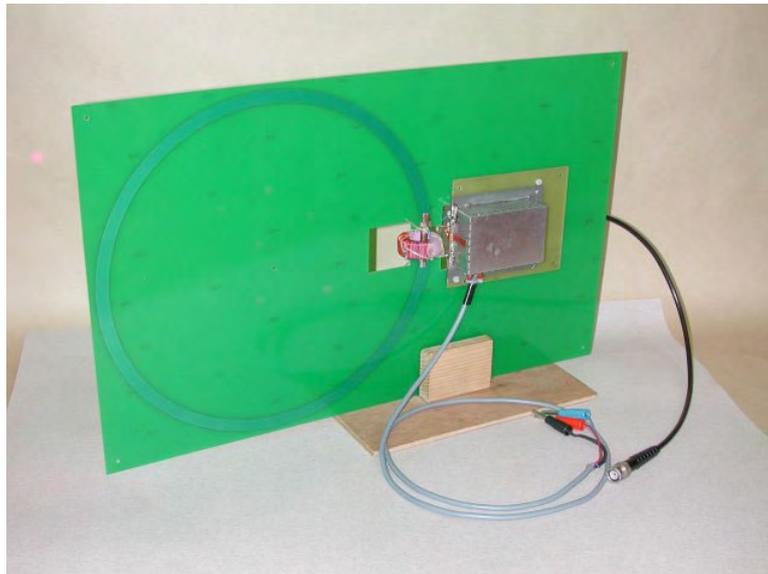


Figure 3.27 : Vue d'ensemble du capteur réalisé.

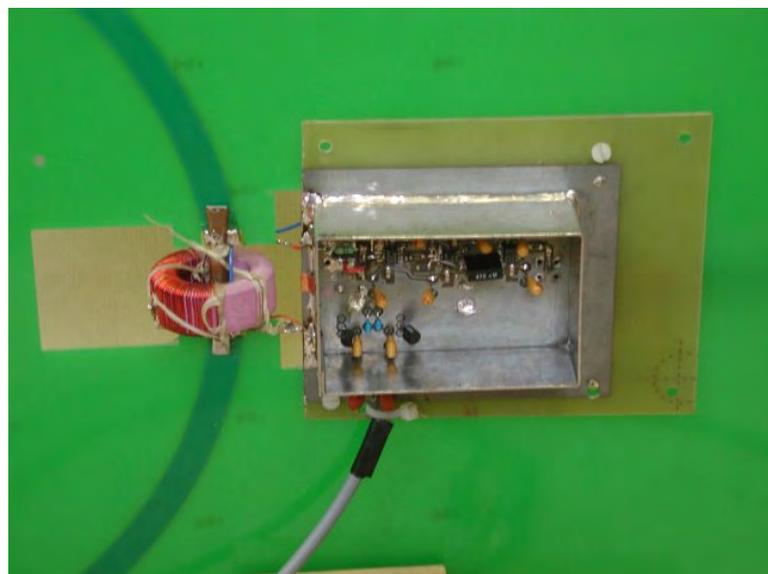


Figure 3.28 : Agrandissement montrant l'assemblage du tore sur la boucle primaire et la connexion de l'antenne au préamplificateur : les deux extrémités du bobinage secondaire, la spire de contre-réaction (fil bleu) et la mise à la masse de la boucle.

Résumé du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons modélisé notre capteur, une boucle à air court-circuitée au travers d'un tore, qui fonctionne comme un transformateur de courant, aboutissant à son optimisation dans la bande de fréquences 10kHz-100MHz.

Nous avons vu que ses spécifications de bande passante et de seuil de sensibilité sont fixées par le besoin pour la physique des plasmas spatiaux d'étendre la mesure du champ magnétique ambiant, au voisinage de la Terre et du Soleil, à des fréquences plus élevées, pour lesquelles il n'existe pas d'instrument adapté. Les contraintes liées à l'application spatiale du capteur sont principalement la limitation de sa consommation électrique et de sa masse.

Nous avons présenté les impédances élémentaires décrivant les différents éléments du capteur aboutissant aux schémas équivalents modélisant sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité, ainsi que l'impédance de l'antenne.

Nous avons déduit du modèle électromagnétique de la boucle primaire le diamètre optimal permettant d'obtenir une sensibilité au champ électrique faible jusqu'à 100MHz et une réponse au champ magnétique maximale : un diamètre $D = 30\text{cm}$ donne une réponse au champ électromagnétique d'une onde plane issue à 87% de la réponse au champ magnétique dans le cas le plus défavorable (à 100MHz, où $D = \lambda/10$). Nous avons modélisé la capacité de l'antenne, à partir d'un quadripôle en π décrivant les couplages capacitifs au sein d'un transformateur, montrant deux contributions principales : la capacité entre le primaire et le secondaire et celle entre les spires extrêmes du bobinage. Nous en avons déduit une modélisation des pertes diélectriques dans le tore. Nous avons ainsi abouti à la sélection des éléments de l'antenne les mieux adaptés à la bande passante souhaitée. Nous avons vu que le matériau magnétique le mieux adapté était un ferrite de NiZn, en raison de sa perméabilité qui peut être constante jusqu'à 100MHz et sa forte résistivité, réduisant les courants de Foucault. Le compromis entre une perméabilité élevée et une fréquence de coupure haute, nous a amené à choisir un matériau de perméabilité relative de 125.

Pour le préamplificateur, nous avons présenté des critères de sélection du composant de tête en fonction du seuil de sensibilité souhaité. Nous avons ainsi montré que la contribution du bruit équivalent en tension est inversement proportionnelle à la fonction de transfert, alors que celle du bruit équivalent en courant est indépendante de la fréquence. Les contributions du bruit thermique de l'antenne et du bruit en courant fixent le minimum du seuil. Nous avons analysé 3 montages montrant l'optimisation du seuil par la réduction du nombre de sources équivalentes de bruit, notamment par une connexion différentielle entre l'antenne et le préamplificateur.

Chapitre 4

Méthodologie

4 Méthodologie

Pour mieux comprendre le fonctionnement du capteur et nous assurer de la validité des mesures effectuées, nous avons besoin de comparer celles-ci à la modélisation. Nous allons présenter dans ce chapitre la méthodologie suivie pour effectuer cette comparaison.

Le besoin de connaître l'impédance, la fonction de transfert et le seuil de sensibilité du capteur sur une large bande de fréquence nécessite l'utilisation de plusieurs appareils et de différentes méthodes. Un pont d'impédance permet de mesurer précisément la résistance et la réactance depuis les basses fréquences jusqu'à 1MHz. Un Q-mètre permet de déduire les impédances élémentaires par résonance aux fréquences intermédiaires. Avec un analyseur de réseau, nous déterminons la fonction de transfert du préamplificateur et du capteur, en lui associant un générateur de champ magnétique. Nous avons également mis au point des systèmes de mesure d'impédance avec cet appareil, nous permettant d'étendre la mesure d'impédance au-delà de 10MHz. Un analyseur de spectre nous permet de déterminer le bruit du préamplificateur et du capteur.

Nous allons donc présenter les moyens logiciels de modélisation et de simulation du capteur et décrire l'instrumentation et les méthodes expérimentales utilisées pour mesurer ses impédances, sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité. Une fois l'ensemble des méthodes de mesure présentées, nous étudierons en détail les montages d'étalonnage du capteur en champ magnétique.

4.1 Modélisation et simulation

Nous avons utilisé le logiciel MATLAB[®] [Math Works, 1996] principalement pour modéliser l'impédance et la fonction de transfert de l'antenne à l'aide des équations qui la caractérisent.

Grâce à un logiciel de simulation électronique utilisant des modèles SPICE[®] de composants [Bougeant et Royant, 1998], nous avons simulé la fonction de transfert et le seuil de sensibilité du capteur, en particulier au voisinage de la résonance, en le modélisant par son schéma électrique équivalent. L'intérêt de cette simulation est de disposer d'un modèle précis des composants actifs, fourni par le fabricant. Nous pouvons ainsi vérifier le fonctionnement du préamplificateur avec et sans l'antenne. Notons qu'il peut exister plusieurs modèles pour un même composant, chacun de complexité différente, n'incluant pas toutes les caractéristiques du composant. Tous simulent

correctement le gain et la phase, par contre ce n'est pas le cas du bruit ([Buxton, 1992], [Vasilescu, 1999]). Parfois, un tel modèle n'est pas disponible.

Ces deux logiciels permettent donc d'effectuer des simulations complémentaires du capteur.

4.2 Mesures au pont d'impédance (20Hz – 1MHz)

Le pont d'impédance mesure l'impédance complexe à différentes fréquences. Nous avons utilisé le modèle 4284A de Hewlett Packard[®], fonctionnant entre 20Hz et 1MHz. Cet appareil génère un stimulus à une fréquence donnée et mesure automatiquement l'amplitude et la phase de la tension aux bornes du dipôle passif et du courant le traversant. L'appareil dispose de plusieurs modèles pour interpréter le rapport entre la tension et le courant complexes par un couple de valeurs. Pour l'interprétation en termes d'impédance ou d'admittance, il utilise des modèles série ou parallèle pour calculer une impédance ou admittance élémentaire issue de la partie réelle du rapport entre la tension et le courant et une autre issue de la partie imaginaire. Ainsi une inductance et une capacité ne peuvent être déterminées simultanément.

Le pont détermine ce couple de valeurs d'impédance à une fréquence donnée. Ainsi les valeurs calculées au voisinage d'une fréquence de résonance ou d'anti-résonance peuvent être différentes des impédances physiques présentes, lorsqu'un modèle à deux impédances élémentaires n'est plus suffisant. Il est donc nécessaire d'une part d'effectuer des mesures à plusieurs fréquences pour estimer le domaine de validité d'un modèle à deux impédances élémentaires, d'autre part de mesurer la fréquence d'une résonance pour en déduire un modèle à 3 impédances élémentaires, capable de modéliser l'impédance sur une bande de fréquences plus large, incluant la résonance. Nous avons donc besoin de la mesure par résonance, que nous exposons dans le paragraphe suivant.

Le pont d'impédance permet d'effectuer des mesures rapides et simples dans une dynamique qui s'étend depuis $0,1\text{m}\Omega$ jusqu'à $100\text{M}\Omega$, avec une incertitude maximale de 0,5%. C'est un appareil très précis donnant les bases de l'impédance, grâce à des mesures aux fréquences basses.

4.3 Mesures d'impédance par résonance à l'aide d'un Q-mètre (1kHz – 100MHz)

Le Q-mètre FERISOL[®] que nous avons utilisé, permet de mesurer la fréquence de résonance et le facteur de qualité d'un dipôle passif oscillant [Ferisol, 1968]. Selon que le dipôle est inductif ou capacitif, il est possible de lui ajouter en parallèle respectivement des capacités ou des

inductances de différentes valeurs. Nous avons utilisé cet appareil pour caractériser l'impédance de dipôles inductifs par la méthode de résonance, dont nous allons brièvement rappeler le principe.

A deux fréquences de résonance f_1 et f_2 , nous mesurons les facteurs de qualité Q_1 et Q_2 , en ajoutant deux capacités connues en parallèle, C_1 et C_2 (notées sur la figure C_i pour $i = 1, 2$).

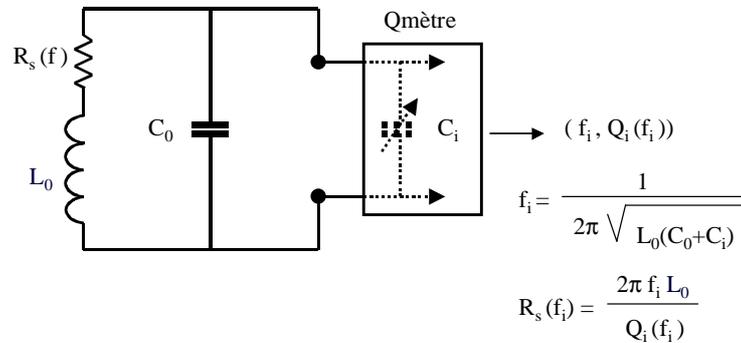


Figure 4.1 Schéma électrique du principe de mesure de l'impédance d'un bobinage au Q-mètre.

Un dipôle oscillant inductif, tel que notre antenne, peut être décrit par une résistance série R_s , une inductance propre L_0 et une capacité propre C_0 qui fixent sa fréquence de résonance propre f_0 (Annexe A). Les facteurs de qualité mesurés étant très supérieurs à 10, nous déduisons de la relation (A.5) la valeur moyenne de sa capacité et de son inductance dans l'intervalle $[f_1, f_2]$:

$$C_0 = \frac{C_1 f_1^2 - C_2 f_2^2}{f_2^2 - f_1^2}, \quad (4.1)$$

$$L_0 = \frac{f_2^2 - f_1^2}{4\pi^2 f_2^2 f_1^2 (C_1 - C_2)}. \quad (4.2)$$

Si l'inductance et la capacité propres du dipôle sont indépendantes de la fréquence, les valeurs obtenues pour L_0 et C_0 nous permettent de retrouver la fréquence de résonance propre mesurée.

Ayant calculé l'inductance propre, nous pouvons en déduire la valeur de la résistance série aux fréquences f_1 et f_2 à partir des facteurs de qualité Q_1 et Q_2 mesurés, en considérant que dans cet intervalle de fréquence l'inductance est constante :

$$R_s(f_1) = \frac{2\pi f_1 L_0}{Q_1} \text{ et } R_s(f_2) = \frac{2\pi f_2 L_0}{Q_2}. \quad (4.3)$$

En effectuant cette mesure avec un grand nombre de capacités, cette méthode nous permet de caractériser l'impédance du dipôle oscillant ponctuellement sur une large bande de fréquence. Mais les valeurs de capacité disponibles ne sont pas inférieures à 30pF, pour un dipôle ayant une

capacité propre de quelques picofarads, le Q-mètre ne permet donc pas de caractériser son impédance à une fréquence légèrement inférieure à la fréquence de résonance propre.

Notons qu'un dipôle oscillant présentant une capacité propre de quelques picofarads est très susceptible aux capacités parasites apportées par l'instrument de mesure, car elles sont du même ordre de grandeur.

4.4 Mesures à l'analyseur de réseau (10Hz - 100MHz)

Notre principal instrument de mesure est l'analyseur de réseau 4395A de Hewlett Packard® [Hewlett Packard, 1997] fonctionnant entre 10Hz et 500MHz. Nous avons intégré cet appareil dans les montages de mesure de fonctions de transfert et d'impédances, parce qu'il peut générer et acquérir le signal simultanément, grâce à sa source de tension synchronisée au spectre balayé.

Comme l'analyseur ne permet pas la visualisation temporelle des signaux, ceux-ci sont observés au préalable avec l'oscilloscope, afin de vérifier le bon fonctionnement du composant, de s'assurer que pendant l'acquisition le signal sinusoïdal n'est ni saturé ni déformé à la sortie, en particulier au voisinage des fréquences de résonance. Cette première observation à quelques fréquences est également utile pour évaluer les amplitudes, confortant le montage à l'analyseur.

Cet appareil est également un analyseur de spectre entre 10Hz et 500MHz, ce qui nous a permis d'effectuer les mesures de bruit du préamplificateur et du capteur. Nous décrivons le principe de ces mesures dans le paragraphe 4.5 (p.150).

Dans le présent paragraphe, nous décrivons les montages utilisés pour déterminer la fonction de transfert du préamplificateur et de l'antenne et les méthodes de mesure d'impédance.

4.4.1 Principe de mesure : exemple de la fonction de transfert du préamplificateur

L'analyseur est constitué d'une voie de sortie appelée « source », qui est une source de tension sinusoïdale, et de trois voies de mesures, nommées R, A et B. Toutes ont une impédance de 50Ω . La source fournit une puissance réglable entre -50dBm de $+15\text{dBm}$, équivalente à une tension crête-à-crête de $708\mu\text{V}$ à $1,26\text{V}$ aux bornes d'une impédance de 50Ω ($0\text{dBm} = 224\text{mV}$ sur 50Ω). Sur la figure suivante, nous illustrons le montage classique de l'analyseur de réseau par le montage de mesure de la fonction de transfert du préamplificateur.

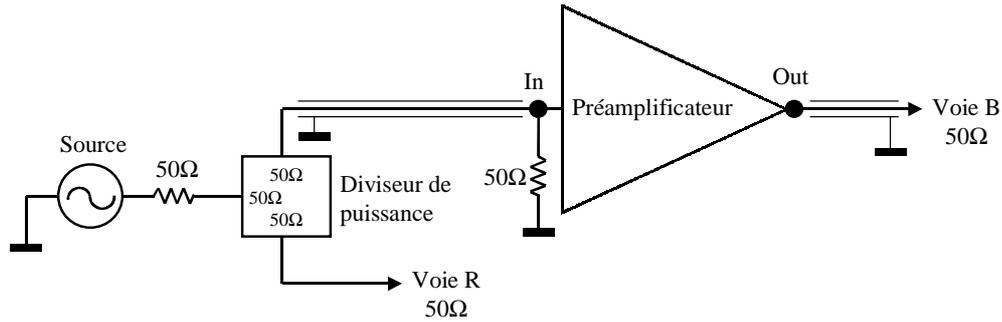


Figure 4.2 : Schéma électrique du montage de mesure de la fonction de transfert du préamplificateur avec l'analyseur de réseau.

Comme le montre la *Figure 4.2*, l'analyseur de réseau offre des impédances d'entrée et de sortie de 50Ω . C'est pourquoi nous donnons par construction au préamplificateur, une impédance de sortie résistive de même valeur. Son impédance d'entrée étant beaucoup plus grande, nous ajoutons une charge résistive de 50Ω , au point « In ». La tension de référence, mesurée sur la voie R, est prélevée à la sortie de la Source, au moyen d'un diviseur de puissance associé à un coupleur directionnel. Il nous permet de prélever le signal de source en réduisant le câblage tout en conservant l'adaptation d'impédance. Notons que le coupleur étant fourni avec l'analyseur de réseau, la tension de source spécifiée est celle disponible à la sortie du coupleur. Lorsqu'il n'est pas utilisé, la tension délivrée est supérieure de 9.5dB. La tension à la sortie du préamplificateur est mesurée sur la voie B. La fonction de transfert du préamplificateur est le rapport des tensions complexes mesurées sur les voies B et R.

Remarquons que le coupleur directionnel permet de mesurer l'impédance d'entrée du composant étudié, au-delà d'une fréquence de 100kHz, en différenciant le signal réfléchi, généré par la désadaptation d'impédance entre les deux extrémités de la ligne, du signal de source. Cette méthode de mesure est donc fiable au voisinage de l'impédance de la source, soit 50Ω . Elle présente une incertitude importante si l'impédance est très différente, supérieure à 15% pour une impédance inférieure à 1Ω ou supérieure à $10k\Omega$. Nous n'avons pas utilisé cette méthode parce que l'impédance des composants inductifs étudiés sort de cette gamme de valeurs.

Au-delà de 100Hz, l'analyseur mesure l'amplitude d'une tension avec une précision de 0,05dB, soit 0,6%, si celle-ci est supérieure à -60dB par rapport à la tension de la source. La précision de mesure de la phase est de $0,5^\circ$ dans ces conditions. Pour un rapport compris entre 60 et 80dB, l'incertitude sur l'amplitude est de 0,3dB, soit 3,5%, et sur la phase elle est de $1,8^\circ$.

L'analyseur mesure la fréquence avec une précision de 1mHz sur toute sa bande passante. Mais au voisinage d'une résonance, l'amplitude et la phase varient rapidement. La précision de la mesure de la largeur de bande à -3dB et de la fréquence de résonance dépend à ce moment de la largeur du filtre d'analyse et du nombre de points de mesure. Dans le cas d'une acquisition large bande, la déduction de ces fréquences à partir de la mesure de la phase ou de l'amplitude peut donner des valeurs différentes, de plus la mesure du maximum d'amplitude peut être erronée. Pour ces mesures, nous effectuons donc l'acquisition sur une bande de fréquence représentant 2 à 3 fois la largeur à -3dB.

Pour toutes les mesures à l'analyseur nous procédons au préalable au calibrage, au cours duquel l'analyseur calcule des coefficients de correction à chaque fréquence de mesure, qui sont directement pris en compte pour les acquisitions suivantes. Ceci permet de s'affranchir de l'atténuation mais surtout du déphasage, dus aux câbles.

Pour les mesures de fonctions de transfert, nous procédons au calibrage en transmission, consistant en une seule mesure réalisée en court-circuitant le préamplificateur. Le rapport B/R est alors le rapport des tensions aux points « In » et « Out ».

4.4.2 Mesure de la fonction de transfert de l'antenne et du capteur

Pour déterminer la fonction de transfert de l'antenne et du capteur, nous avons besoin de générer un champ magnétique connu et si possible uniforme sur toute la surface de la boucle primaire jusqu'à 100MHz.

Nous avons utilisé deux générateurs de champ complémentaires, adaptés à la mesure avec l'analyseur de réseau. Une paire de bobines d'Helmholtz nous permet de créer un champ magnétique uniforme dans un volume suffisant, mais jusqu'à une fréquence de quelques dizaines de MHz seulement. Une boucle à air de quelques centimètres de diamètre, que nous appellerons boucle d'excitation, permet de mesurer la fonction de transfert jusqu'à 100MHz. Par contre le champ n'étant plus uniforme sur la surface de la boucle primaire, nous corrigeons l'amplitude en la comparant à celle mesurée aux fréquences basses avec les bobines d'Helmholtz.

Nous allons présenter le principe de la mesure nous permettant d'étalonner le capteur. Ensuite nous décrirons simplement les deux montages utilisés respectivement avec les bobines d'Helmholtz et avec la boucle d'excitation. Nous reviendrons sur ces montages au paragraphe 4.6 (p.156), où nous détaillerons les caractéristiques des deux générateurs de champ, une fois toutes les méthodes de mesure présentées.

4.4.2.1 Principe de la mesure

Le champ magnétique généré est connu à partir de la mesure du courant alimentant le générateur de champ. Nous déterminons ce courant de la même façon pour les deux systèmes d'excitation. Nous ajoutons en série avec le générateur une résistance aux bornes de laquelle nous mesurons la tension différentielle à l'aide d'une sonde différentielle à haute impédance. Aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance des générateurs, leurs dimensions restent petites devant la longueur d'onde. Nous sommes en régime magnétostatique, ainsi la relation entre le champ magnétique et le courant alimentant le système d'excitation est indépendante de la fréquence.

4.4.2.2 Montages de mesure

Rappelons qu'une paire de bobines d'Helmholtz est constituée de deux enroulements à air, plats, identiques, parallèles et coaxiaux, séparés d'une distance égale à leur rayon. Cette configuration est optimale pour que le champ magnétique généré soit uniforme dans le plus grand volume possible entre les bobines. La *Figure 4.3* est une vue en coupe des bobines suivant leur diamètre, montrant les lignes du champ magnétique généré.

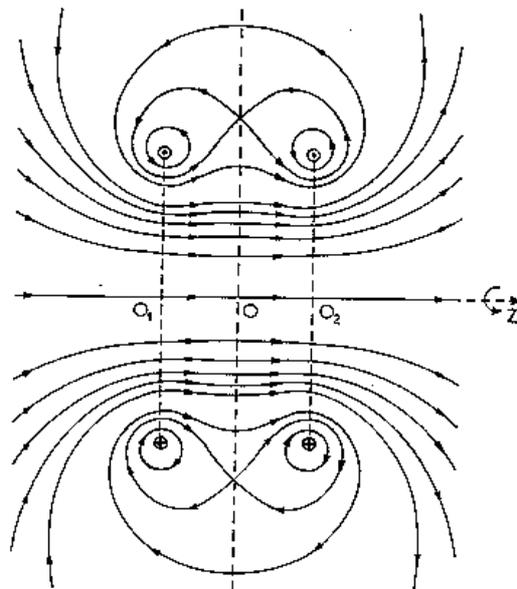


Figure 4.3 : Coupe transversale des bobines d'Helmholtz montrant les lignes du champ magnétique ; le capteur est placé dans le plan médian représenté par le trait pointillé (d'après Durand [1968]).

Nous voyons que dans presque tout l'espace séparant les deux enroulements ce champ est parallèle à l'axe z , axe de symétrie de révolution du système. Il lui est également parallèle dans tout le plan médian, plan parallèle aux deux bobines situé à mi-distance et définissant l'origine O de l'axe z .

Sur la *Figure 4.4* nous présentons le montage de mesure avec les bobines d'Helmholtz. Celles-ci sont deux enroulements de 50cm de diamètre, chacun constitué d'une seule spire, en cuivre. Leur diamètre est 40% supérieur à celui de la boucle primaire, qui est de 28cm.

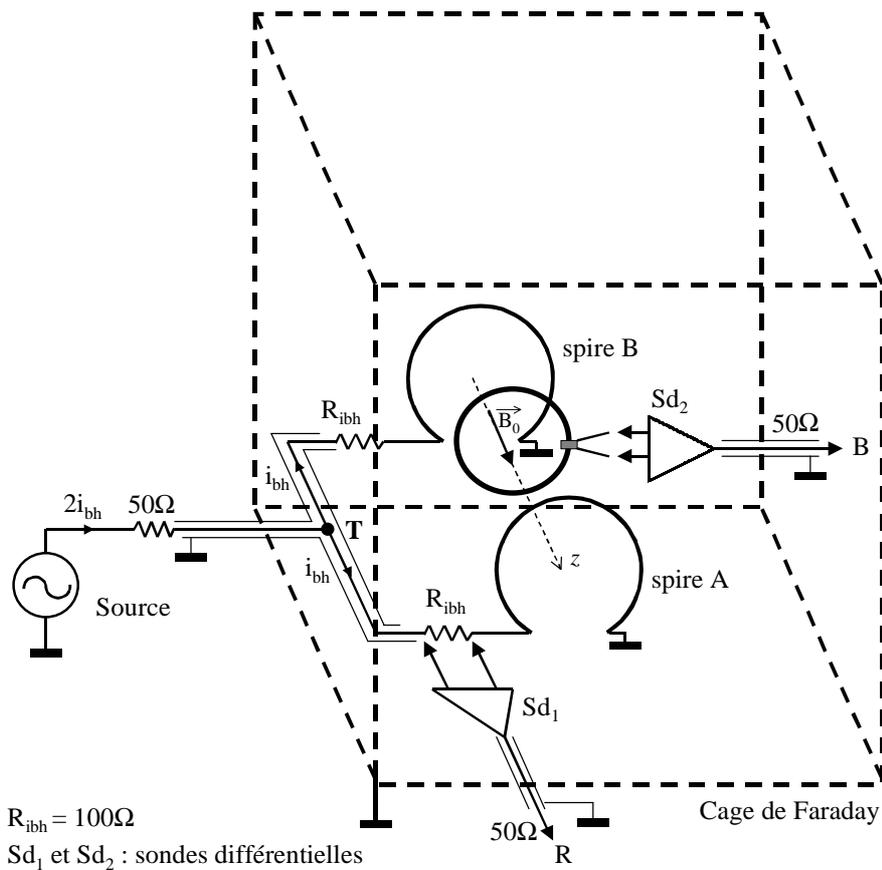


Figure 4.4 : Montage de mesure de la fonction de transfert de l'antenne avec les bobines d'Helmholtz ; R et B désignent les voies de mesure de l'analyseur de réseau, au point T le signal de source se sépare pour alimenter les deux spires avec le même courant i_{bh} .

Avec un diamètre de 50cm, les spires ont une circonférence de 1,57m, ce qui donne une longueur supérieure à 3m lorsqu'elles sont mises en série, sans tenir compte du câblage les reliant. La longueur du circuit parcouru par le courant est alors supérieure à celle d'une onde de 100MHz dans le vide. Pour que le courant soit le même en tout point du circuit, il est généralement admis que la longueur du circuit doit être inférieure au dixième de la plus courte longueur d'onde. Au-delà

d'une dizaine de MHz, ce critère n'est plus vérifié pour les bobines d'Helmholtz. La variation de la phase du courant tout au long du circuit n'est plus négligeable, détériorant fortement l'uniformité du champ magnétique. Donc pour que le courant soit en phase en deux points homologues de chaque spire, nous les avons connectées en parallèle.

Ce montage nécessite l'utilisation de deux résistances R_{ibh} de 100Ω , choisies de même technologie et connectées de la même manière à chaque spire, afin que les deux branches du circuit soient alimentées par le même courant i_{bh} . Elles constituent donc deux points de mesure du courant. Elles sont placées au plus près des enroulements évitant un câblage qui introduirait une atténuation et un déphasage du courant entre elles et les résistances. Les deux branches de courant sont réalisées de sorte à être les plus identiques possibles réduisant les risques de dissymétrie, ce que nous avons vérifié (voir *Figure 4.17*, p.159).

Nous connectons la sonde différentielle Sd_1 aux bornes de l'une des résistances R_{ibh} , mesurant ainsi la tension de référence V_{Sd1} , qui nous permet de connaître le courant i_{bh} circulant dans chaque spire. La sonde présente une impédance d'entrée de $1M\Omega$ et une capacité d'entrée de $7pF$. Sa bande passante s'étend du continu jusqu'à $200MHz$.

La tension V_{Sd2} aux bornes de l'antenne est mesurée à l'aide d'une seconde sonde différentielle ayant une impédance d'entrée de $10M\Omega$ et une capacité d'entrée de $2pF$. Cette tension est mesurée sur la voie B de l'analyseur, qui affiche le spectre en amplitude et en phase du rapport V_{Sd2} / V_{Sd1} . Pour la mesure de la fonction de transfert du capteur, la sonde Sd_2 n'est pas nécessaire puisque sa sortie est adaptée à celle de l'analyseur.

Pour mesurer la fonction de transfert à plus haute fréquence, nous utilisons une boucle d'excitation composée d'une seule spire dans l'air, plus petite que la boucle primaire, constituant pour cette dernière un dipôle magnétique. La mesure est faite en plaçant la boucle dans le plan de la boucle primaire. Cette position nous assure un champ magnétique perpendiculaire au plan de la boucle primaire sur l'ensemble de sa surface. Comme nous pouvons le voir sur la *Figure 4.15*, sur la page suivante, le montage de mesure avec la boucle d'excitation est similaire à celui utilisé avec les bobines d'Helmholtz. Le courant i_{bcle} circulant dans la boucle est connu par une mesure de tension aux bornes de la résistance R_{bcle} mise en série avec celle-ci à l'aide de la sonde différentielle Sd_1 . La même sonde Sd_2 mesure la réponse de l'antenne. Remarquons que ce montage nécessite une seule résistance de mesure du courant, de 50Ω . Il n'y a donc pas de risque de dissymétrie de mesure du courant. Comme dans le cas des bobines d'Helmholtz, la résistance est placée au plus près de la boucle.

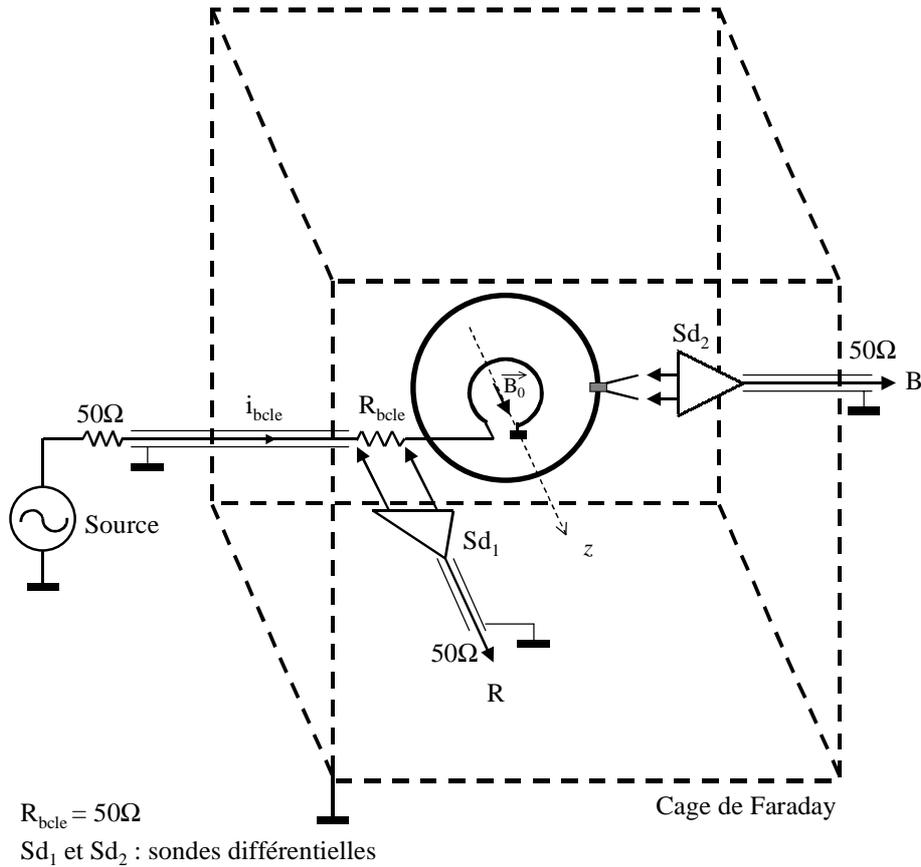


Figure 4.5 : Schéma du montage de mesure de la fonction de transfert de l'antenne avec la boucle d'excitation, placée dans le même plan en son centre.

Nous avons réalisé une boucle de 6cm de diamètre, parce qu'elle nous a permis d'obtenir un montage résonnant à une fréquence supérieure à 100MHz, constituant ainsi un générateur de champ magnétique fiable jusqu'à cette fréquence (voir *Figure 4.21*, p.165 et *Figure 4.24*, p. 167).

Pour nous protéger des rayonnements radiofréquences qui peuvent être captés aussi bien par les bobines, la boucle ou par l'antenne, celles-ci sont placées au centre d'une cage de Faraday ayant 1m de largeur et de hauteur et 3m de longueur.

En vue de la mesure de la fonction de transfert en champ magnétique, nous effectuons au préalable le calibrage en transmission des instruments de mesure, en connectant à la source une carte conçue pour connecter, au plus court, les deux sondes en parallèle d'une résistance de 50Ω . Cette carte est composée de deux plots placés aux bornes d'une résistance CMS permettant de connecter les sondes sans utiliser de grappe-fils, qui apportent des capacités parasites. Nous avons

utilisé une carte similaire pour positionner la résistance R_{bcle} à 15mm de la boucle d'excitation, réduisant ainsi l'impédance entre elles.

Ce calibrage permet de compenser l'atténuation et le déphasage introduit par le câblage, comme pour la mesure de la fonction de transfert du préamplificateur. Mais avec l'utilisation des sondes, cette étape acquiert plus d'importance, puisqu'elle permet de s'affranchir de la variation de gain et de phase qu'elles introduisent, en particulier au-delà de 20MHz. En effet, leur fréquence de coupure de 200MHz, correspondant à une chute de gain de 3dB et un déphasage de 45° , est sensible approximativement à partir d'une fréquence inférieure d'une décade. Ainsi nous pouvons négliger l'incertitude de mesure des sondes.

4.4.3 Montages de mesure d'impédance

Nous avons déjà présenté les méthodes de mesure de l'impédance en tension et courant avec le pont d'impédance et par résonance avec le Q-mètre. Nous avons appliqué ces mêmes méthodes à l'analyseur de réseau, qui permet un échantillonnage plus précis du spectre sur une bande de fréquences plus grande. La densité des points de mesure (jusqu'à 801 fréquences par acquisition) et la résolution spectrale de la bande d'analyse de 1MHz permettent l'acquisition d'un spectre quasi-continu, améliorant l'évaluation des mesures. Ainsi les anomalies générées par des couplages et des rayonnements parasites peuvent être plus facilement identifiées.

4.4.3.1 Mesure directe du courant et de la tension (méthode (I,V))

En disposant une résistance en série avec le générateur, nous déduisons le courant la traversant par une mesure différentielle de tension à ses bornes. En plaçant une seconde sonde différentielle aux bornes d'un dipôle passif nous mesurons la tension à ses bornes. En associant l'analyseur de réseau à ce montage, nous mesurons l'impédance complexe du dipôle. Le schéma de principe du montage est présenté sur la *Figure 4.6*.

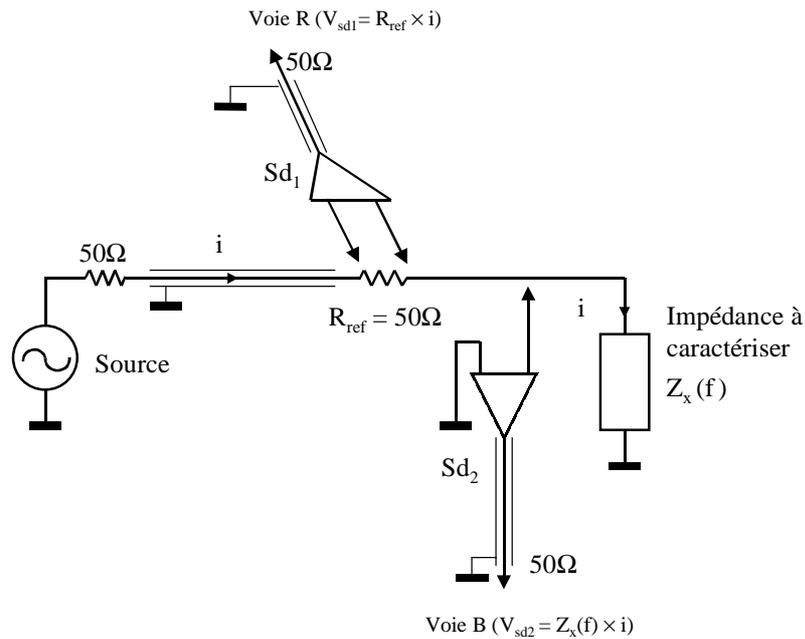


Figure 4.6 : Montage de mesure d'impédance à l'analyseur de réseau à l'aide de deux sondes différentielles.

Afin de minimiser les connexions, nous avons réalisé un circuit imprimé sur lequel nous avons implanté deux résistances CMS en parallèle, d'une précision de 1% chacune, pour obtenir une résistance de référence de 50Ω. Nous avons disposé des plots adaptés aux sondes aux bornes de la résistance et aux points de connexion du dipôle. Les résistances CMS présentant une inductance et une capacité très faibles, nous assurent une impédance résistive jusqu'à 100MHz.

Incertitudes de mesure

Avec ce montage la mesure d'impédance est similaire à la mesure au pont d'impédance, mais elle présente des qualités différentes. Le pont est optimisé pour mesurer avec précision une large gamme d'impédances. Avec l'analyseur de réseau, la précision est limitée par celle de l'appareil, celle des sondes et celle de la résistance de référence. L'analyseur de réseau mesure l'amplitude d'une tension jusqu'à 60dB inférieure à la tension de source avec une précision de 0,05dB, soit 0,6% et une précision de 0,3dB, soit 3,5% entre -60 et -80dB. Avec une résistance de référence de 50Ω, nous obtenons une incertitude 1,2% pour une impédance comprise entre 50mΩ et 50kΩ. L'incertitude est de 4,1% pour une impédance de 5mΩ ou 500kΩ. Pour les basses impédances, inférieures à la résistance de référence, l'incertitude de mesure de l'amplitude vient

principalement de la mesure d'une faible tension aux bornes du dipôle, la tension aux bornes de la résistance de référence variant peu. Par contre pour les hautes impédances, la tension de chaque côté de la résistance de référence tend asymptotiquement vers la tension de la source, c'est-à-dire que la tension différentielle chute, donc l'incertitude sur la mesure du courant augmente. Ceci se traduit par une valeur mesurée supérieure à la valeur réelle pour les faibles impédances et inversement pour les fortes.

A l'incertitude de mesure sur l'impédance, s'ajoute celle sur la phase. L'analyseur présente une incertitude sur la phase constante de $0,3^\circ$, pour un signal mesuré supérieur à -60dB par rapport au signal de source. Etant donné la relation trigonométrique de la résistance et de la réactance avec la phase, leur incertitude varie considérablement. Pour un angle de phase de $0^\circ \pm 0,3^\circ$, l'incertitude sur la résistance est inférieure à $\pm 0,01\%$, pour $45^\circ \pm 0,3^\circ$ elle est de $0,5\%$. Pour un angle proche de 90° , la contribution de l'incertitude de la phase sur l'incertitude totale de la résistance devient importante, à $87^\circ \pm 0,3^\circ$, elle est de 10% et à $89^\circ \pm 0,3^\circ$, elle atteint 30% . De façon réciproque, nous avons la même incertitude sur la réactance au voisinage de 0° .

Afin de mesurer de faibles valeurs de résistance, nous avons étalonné le montage avec différentes longueurs de fil de cuivre émaillé de $50\mu\text{m}$ de diamètre, réalisant ainsi des résistances étalons de différentes valeurs. Pour augmenter la fréquence de résonance du fil, nous lui avons donné la forme en T d'une antenne dipôle replié, réduisant son inductance. En comparant la résistance mesurée entre 100Hz et 1kHz à la résistance théorique du fil, nous avons estimé l'erreur de mesure en fonction de la résistance et déduit un coefficient de correction fonction de la résistance par un ajustement hyperbolique. Remarquons que dans cette bande de fréquence la contribution de l'incertitude sur la phase est négligeable, puisque celle-ci ne dépasse pas 5° .

La *Figure 4.7* montre l'incertitude de mesure de la résistance obtenue entre 100Hz et 1kHz , c'est-à-dire dans une bande de fréquences où elle est constante.

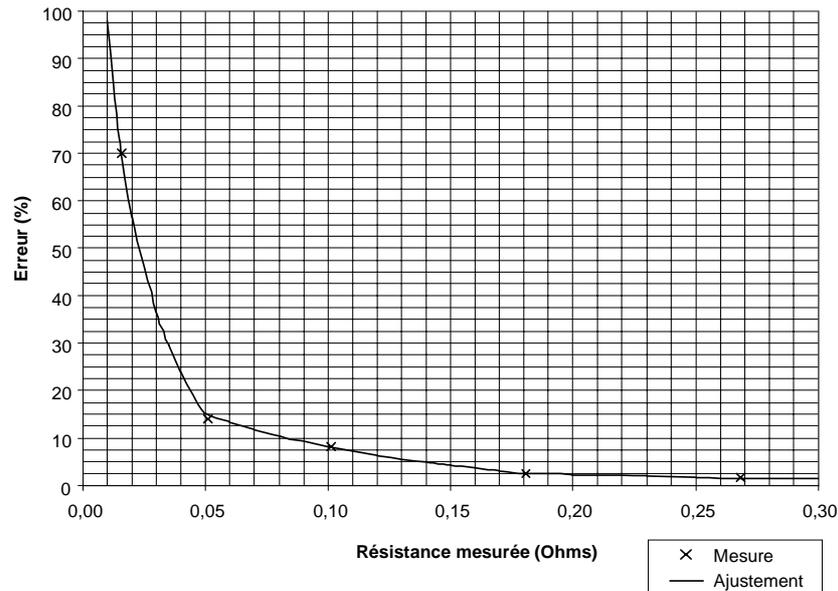


Figure 4.7 : Incertitude de mesure de la résistance en fonction de la résistance mesurée.

Nous voyons qu’au-dessus de 200mΩ, l’erreur est de l’ordre de 1,5 à 2%. La résistance décroissant, l’erreur croît comme l’inverse de celle-ci. Elle est de l’ordre de 8% à 100mΩ et de 15% à 50mΩ.

En raison de la très faible incertitude de phase dans cette bande, inférieure à $\pm 0,5\%$, nous pouvons considérer que cette courbe représente également l’incertitude de mesure de l’amplitude de l’impédance complexe, sur toute la bande de mesure. Ainsi l’incertitude de mesure de la résistance et de la réactance est la somme des incertitudes sur l’amplitude et sur la phase.

Nous en concluons que la mesure de l’inductance est fiable aux fréquences élevées. Aux plus basses fréquences, l’incertitude est importante en raison du déphasage proche de 0° et de la faible impédance. Nous avons observé autour de 10kHz une baisse systématique de la résistance et une augmentation de l’inductance et du bruit du capteur dans certaines positions. Nous supposons donc qu’un rayonnement parasite d’origine magnétique perturbe les mesures, induisant une augmentation de la valeur mesurée de l’inductance. Nous fixons donc une fréquence limite inférieure à la fiabilité de la mesure des inductances de 20kHz. En appliquant la courbe d’incertitude de la *Figure 4.7* à la mesure de l’amplitude d’une réactance, indépendamment de l’incertitude sur la phase, nous obtenons une incertitude de 2% pour une réactance de 200mΩ, correspondant à une inductance 1,6μH à 20kHz et de 320nH à 100kHz. Une incertitude de 8% pour une réactance de 100mΩ correspond à une inductance de 800nH à 20kHz et de 160nH à 100kHz.

L'analyseur de réseau permet d'effectuer les mesures jusqu'à 500MHz, ce qui n'assure pas une mesure d'impédance correcte jusqu'à cette fréquence, en raison des couplages parasites entre les sondes, le dipôle et le câble coaxial amenant le signal de source. Les mesures montrent que notre montage est fiable jusqu'à 20MHz, au-delà un déphasage anormal apparaît pouvant se traduire par une résistance négative pour un dipôle inductif ayant une faible résistance. Par contre, en plaçant la sonde mesurant la tension aux bornes du dipôle, avant la résistance de référence, comme nous l'avons fait pour mesurer l'impédance de la boucle d'excitation (*Figure 4.20*, p.164), nous mesurons l'impédance du dipôle en série avec la résistance. Ainsi le déphasage entre le courant et la tension reste inférieur à 80° jusqu'à 100MHz et les problèmes de couplage n'apparaissent pas.

Correction de l'impédance au voisinage de la fréquence de résonance

De la même manière qu'avec le pont d'impédance, nous déduisons de la mesure simultanée de l'amplitude et de la phase en fonction de la fréquence, un modèle du dipôle à base d'impédances élémentaires. L'observation de la fréquence de résonance f_0 avec l'analyseur de réseau, nous permet de connaître la fréquence limite, de l'ordre de $f_0/10$, jusqu'à laquelle le modèle à deux impédances élémentaires est valide. Au-delà, il faut considérer un modèle à trois impédances élémentaires pour décrire la variation de la résistance et de la réactance au voisinage de la fréquence de résonance.

Ainsi lors de la caractérisation d'un dipôle inductif, à partir de son schéma équivalent à trois impédances élémentaires (*Annexe A*), sa résistance $R_s(f)$, son inductance $L_s(f)$, et sa capacité équivalente C , nous déduisons la valeur de cette capacité, de la mesure de la fréquence de résonance f_0 . Cette capacité nous permet de déduire de la résistance $X_m(f)$ et de la réactance $Y_m(f)$ mesurées sa résistance $R_s(f)$ et son inductance $L_s(f)$ au voisinage de la fréquence de résonance à l'aide des deux relations suivantes :

$$R_s(f) = \frac{X_m(f)}{(1 + 2\pi f C Y_m(f))^2 + (2\pi f C X_m(f))^2}, \quad (4.4)$$

$$L_s(f) = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} \left(1 - \frac{1 + 2\pi f C Y_m(f)}{(1 + 2\pi f C Y_m(f))^2 + (2\pi f C X_m(f))^2} \right). \quad (4.5)$$

4.4.3.2 *Mesure indirecte par résonance de la fonction de transfert de l'antenne*

Comme nous l'avons décrit pour la mesure au Q-mètre, au paragraphe 4.3 (p.132), nous pouvons déduire l'impédance d'un dipôle inductif à plusieurs fréquences, de la mesure de sa

fréquence de résonance et de son facteur de qualité, en ajoutant en parallèle différentes capacités d'accord. Cette méthode peut être appliquée à la mesure directe du courant et de la tension, décrite au paragraphe précédent. Elle peut également être associée à la mesure de la fonction de transfert de l'antenne.

La fonction de transfert de l'antenne en champ magnétique est la mesure de la tension à ses bornes en fonction du courant alimentant le générateur de champ magnétique, qui est conçu de sorte que la relation entre ce courant et celui induit dans la boucle primaire reste indépendante de la fréquence dans la bande de mesure. Ainsi elle est seulement fonction d'un facteur de forme géométrique. Le courant induit dans le bobinage secondaire est également indépendant de la fréquence lorsque la réactance de la boucle devient prépondérante par rapport à sa résistance. Ce montage peut donc être vu comme celui d'une source de courant connue alimentant l'antenne, assimilée à un dipôle RLC. La mesure de la fonction de transfert est donc une mesure d'impédance indirecte. Les impédances élémentaires déduites sont les impédances élémentaires du schéma équivalent de l'antenne vue au secondaire.

Avec la mesure d'impédance en tension et courant, nous contrôlons la tension injectée, ainsi le courant varie en fonction de l'impédance de l'antenne. Avec la mesure indirecte à partir de la fonction de transfert, nous contrôlons le courant, aussi la tension est-elle modifiée par l'impédance. Ceci signifie qu'à la fréquence de résonance de l'antenne, nous mesurons un courant faible, par la mesure directe. Par contre avec la mesure indirecte, nous injectons un courant connu et nous devons mesurer une tension dont l'amplitude peut être importante. Donc la fiabilité de la mesure directe de l'impédance au voisinage de la fréquence de résonance est limitée par le rapport signal sur bruit de la mesure du courant. La mesure indirecte est limitée par la tension maximale mesurable, aussi faut-il veiller à ne pas saturer la sonde ou l'analyseur.

Cette mesure peut être effectuée aussi bien avec les bobines d'Helmholtz que la boucle d'excitation, le montage de mesure est donc le même que ceux de la *Figure 4.4* (p.138) et de la *Figure 4.5* (p.140). Le principe de mesure est similaire à celui présenté avec le Qmètre (*Figure 4.1*, p.133), mais il présente une différence quant à la connexion d'une sonde de tension à l'antenne. En effet, afin d'augmenter la résistance et réduire la capacité que voit l'antenne, nous avons ajouté en série avec la sonde une résistance R_{resist} de forte valeur (*Figure 4.8*). L'objectif principal de cette résistance est de présenter à l'antenne une résistance de charge supérieure d'au moins un facteur 10 à sa résistance équivalente à la résonance, pour ne pas atténuer son facteur de qualité. Nous schématisons l'impédance Z_{resist} de celle-ci par sa résistance propre R_{resist} en parallèle avec sa capacité C_{resist} .

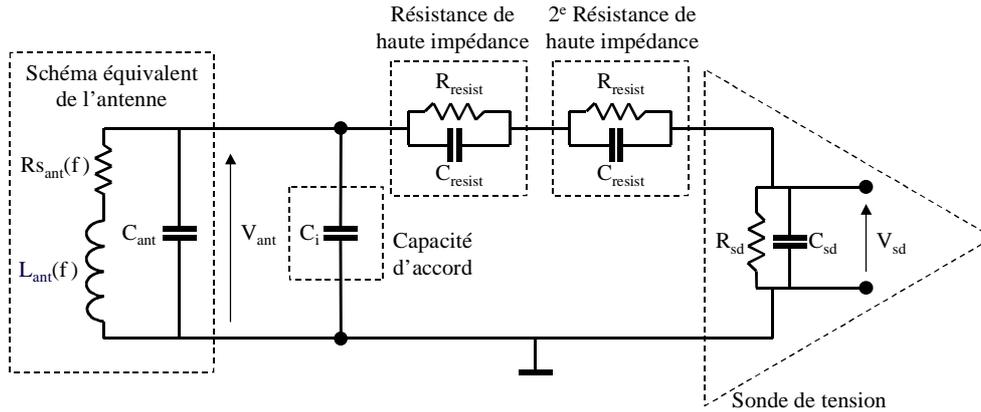


Figure 4.8 : Schéma électrique équivalent de connexion d'une sonde de tension à l'antenne permettant d'augmenter l'impédance vue par cette dernière pour mesurer son impédance par résonance à partir de sa fonction de transfert. Nous avons ajouté une 2^e résistance pour rendre compte du cas d'une sonde différentielle.

Sur cette figure nous montrons le schéma équivalent du montage avec une sonde de tension présentant une impédance d'entrée Z_{sd} , composée d'une résistance R_{sd} et d'une capacité C_{sd} . Dans la pratique, avec une sonde différentielle, la résistance R_{resist} de haute impédance et la capacité d'accord C_i sont dédoublées de sorte à former un montage symétrique par rapport au point milieu de l'antenne. Comme nous le montrons sur la figure, le schéma équivalent se traduit par 2 cellules Z_{resist} en série.

Nous voyons que cette résistance forme un pont diviseur avec l'impédance d'entrée de la sonde, réduisant fortement la tension V_{sd} fournie par la sonde par rapport à la tension V_{ant} apparaissant aux bornes de l'antenne, car la valeur de la résistance R_{resist} est généralement choisie beaucoup plus grande que R_{sd} . Mais cette atténuation n'a pas de conséquence néfaste pour la mesure, puisque celle-ci est effectuée au voisinage de la fréquence de résonance, où la tension V_{ant} augmente grâce au facteur de qualité de l'antenne.

L'impédance de charge Z_c , que voit l'antenne, avec ou sans capacité d'accord, en considérant qu'on utilise n_{resist} identiques, associées en série s'écrit :

$$Z_c = \frac{n_{resist} R_{resist}}{1 + j\omega R_{resist} C_{resist}} + \frac{R_{sd}}{1 + j\omega R_{sd} C_{sd}}. \quad (4.6)$$

De cette équation, nous pouvons déduire que la variation de l'impédance de charge en fonction de la fréquence est caractérisée par deux fréquences de coupure, celle de la sonde $f_{sd} = \frac{1}{2\pi R_{sd} C_{sd}}$ et

celle de la résistance $f_{resist} = \frac{1}{2\pi R_{resist} C_{resist}}$. Comme nous allons le voir en considérant les valeurs numériques des impédances, la très faible capacité de la résistance conduit au cas où $f_{resist} > f_{sd}$. Nous en déduisons une variation asymptotique de l'impédance de charge telle que la montre la Figure 4.9.

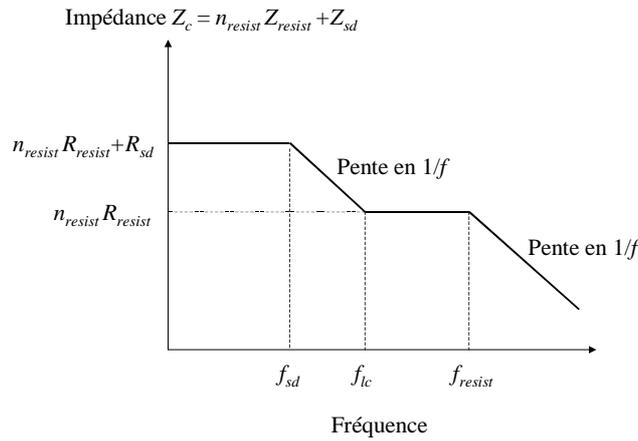


Figure 4.9 : Représentation asymptotique de la variation de l'impédance de charge Z_c , vue par l'antenne, en fonction de la fréquence.

Sur cette figure nous distinguons deux zones de fréquences où Z_c présente le même comportement asymptotique, équivalent à celui d'une résistance R_c en parallèle avec une capacité C_c , se différenciant par des valeurs différentes de ces impédances élémentaires. La limite entre ces deux zones est la fréquence à partir laquelle l'impédance de la sonde devient négligeable, nous la fixons à $f_{lc} = 10f_{sd}$. Ainsi aux fréquences $f < f_{lc}$, l'antenne voit une résistance et une capacité :

$$(R_c)_{f < f_{lc}} = n_{resist} R_{resist} + R_{sd} \text{ et } (C_c)_{f < f_{lc}} = C_{sd}. \quad (4.7)$$

Lorsque $f > f_{lc}$, celles-ci deviennent :

$$(R_c)_{f > f_{lc}} = n_{resist} R_{resist} \text{ et } (C_c)_{f > f_{lc}} = C_{resist}. \quad (4.8)$$

Nous voyons donc que cette méthode de connexion de la sonde à l'antenne est profitable aussi bien pour augmenter la résistance que pour réduire la capacité de charge, lorsque $f > f_{lc}$. Il est intéressant de noter que l'utilisation de plusieurs résistances identiques en série, augmente proportionnellement la résistance mais ne modifie pas la capacité apparente.

D'un point de vue pratique, nous avons réalisé ce montage en utilisant des résistances CMS de $10\text{M}\Omega$, puisque la simulation a montré que l'impédance de l'antenne à la résonance est de l'ordre de 1 à $2\text{M}\Omega$.

Nous avons mesuré au pont d'impédance leur résistance et leur capacité, suivant le schéma électrique équivalent que nous avons considéré sur la *Figure 4.8*. Nous présentons sur la *Figure 4.10*, la moyenne obtenue avec 7 échantillons.

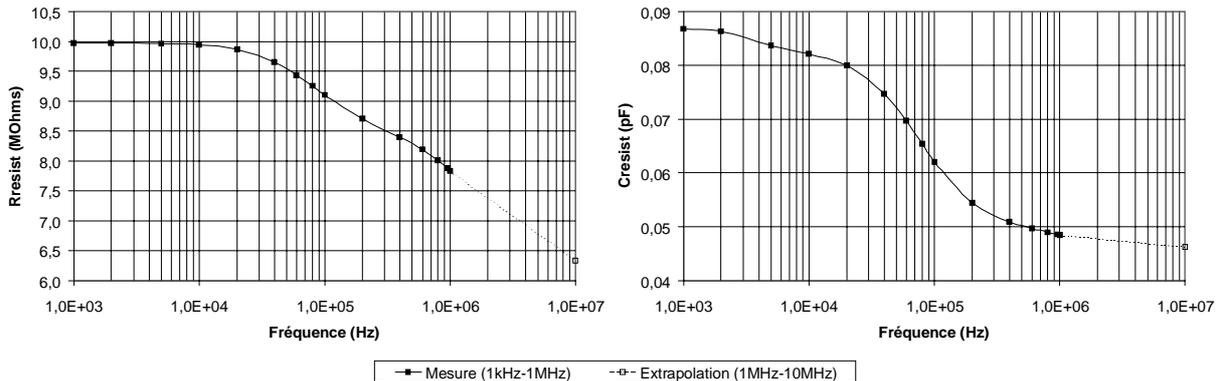


Figure 4.10 : Résistance et capacité moyennes d'une résistance CMS de $10\text{M}\Omega$ mesurée au pont d'impédance entre 1kHz et 1MHz.

A 1kHz, la résistance présente une résistance propre de l'ordre de $10\text{M}\Omega$ une capacité de l'ordre de $0,087\text{pF}$. Sur les courbes de la résistance propre et de la capacité, nous observons une chute de la valeur de ces impédances élémentaires. Nous attribuons cette chute à une diminution de la résistivité et de la permittivité du matériau constituant la résistance, considérant qu'il s'agit d'un phénomène analogue à la chute de la perméabilité des matériaux ferromagnétiques. Remarquons que la décroissance de la capacité est plus faible au voisinage de 1MHz. Nous supposons qu'elle tend asymptotiquement vers $0,045\text{pF}$, qui est l'ordre de grandeur de la capacité du boîtier de la résistance.

D'un échantillon à l'autre, la résistance propre présente une variation inférieure à $\pm 1\%$ jusqu'à 10kHz, qui est la précision donnée par le constructeur. A partir de 100kHz, la résistance varie de $\pm 1\text{M}\Omega$ par rapport à la moyenne. Pour la capacité, nous observons une variation de $\pm 23\%$ par rapport à la moyenne entre 1 et 10kHz. A 1MHz, l'écart entre les échantillons se réduit, il n'est plus que de 5% autour de la moyenne.

Nous pouvons donc considérer que la capacité de la résistance est inférieure à 0,1pF. Celle des sondes que nous utilisons peut être de 1,5pF, 3,5pF ou 7pF, pour une résistance d'entrée respective de 10M Ω , 9M Ω et 1M Ω . La résistance propre de la résistance est de l'ordre 7,9M Ω à 1MHz. L'extrapolation de la pente de décroissance conduit à une valeur de l'ordre de 6,3M Ω à 10MHz. Comme la fréquence de résonance de l'antenne est comprise entre 1 et 10MHz, nous devons avoir une résistance d'au moins 10M Ω jusqu'à cette fréquence, nous devons donc associer au moins 2 résistances en série.

En considérant une résistance propre de 8,5M Ω et une capacité de 0,05pF, la fréquence de coupure f_{resist} est de l'ordre 370kHz. Pour les différentes impédances de sonde dont nous disposons, leur fréquence de coupure varie de 5,1 à 23kHz, la fréquence la plus élevée correspondant à 1M Ω et 7pF.

Nous avons effectué la même mesure sur des résistances traversantes à couches métalliques et au carbone aggloméré, également de 10M Ω . Nous avons observé le même phénomène de diminution de la résistance propre, débutant entre 1 et 10kHz pour ces technologies.

Notons que pour la mesure d'impédance par résonance de la fonction de transfert, une mesure d'étalonnage de la sonde avec les résistances de 10M Ω , effectuée au préalable, permet de s'affranchir de la variation en fréquence de la résistance propre des résistances.

4.5 Mesure du bruit à l'analyseur de spectre (10Hz – 100MHz)

4.5.1 Montage de mesure

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 4.4, l'analyseur 4395A de Hewlett Packard[®] est également un analyseur de spectre entre 10Hz et 500MHz, nous permettant d'effectuer des mesures de bruit directement converties en densité spectrale de bruit. L'appareil calcule la densité spectrale en divisant l'amplitude mesurée à chaque fréquence par la racine carrée de la largeur du filtre d'analyse. Comme il balaie linéairement la fréquence en mode analyseur de spectre, nous effectuons la mesure par décade, ce qui permet d'adapter la largeur du filtre d'analyse à la fréquence de mesure. Ainsi cette largeur représente moins de 1% de la plus basse fréquence de

mesure de chaque acquisition. Pour réduire la variation statistique de l'amplitude du bruit à chaque fréquence, nous effectuons une moyenne sur 100 acquisitions.

La méthode de mesure avec l'analyseur de spectre est relativement simple, puisqu'elle consiste en la mesure du signal du capteur ou du préamplificateur lorsqu'il n'est soumis à aucune excitation extérieure. La difficulté repose sur la mise au point d'un montage protégeant efficacement le capteur de toute perturbation radiofréquence extérieure.

La mesure de bruit du préamplificateur ne pose pas de grande difficulté puisqu'il suffit de le placer dans un boîtier de blindage pour le protéger efficacement.

La mesure du bruit du capteur est délicate en raison de l'antenne qui capte les rayonnements électromagnétiques. Sur la *Figure 4.11* nous montrons les conditions de mesure que nous avons utilisées pour mesurer le bruit du capteur.

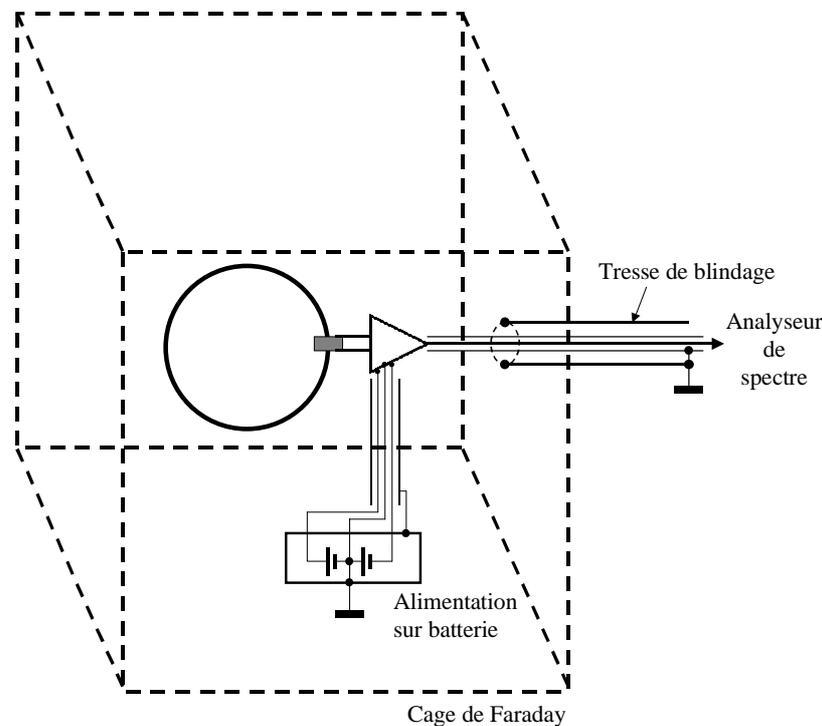


Figure 4.11 : Montage de mesure du bruit du capteur montrant les précautions de câblage prises (décrites ci-dessous).

Pour effectuer la mesure du bruit correctement, nous avons pris les précautions suivantes :

- D'une part nous avons placé le capteur au centre d'une cage de Faraday, afin que l'antenne ne capte aucun signal. Cette cage a 1m de hauteur et de largeur et 3m de longueur.

- D'autre part nous avons protégé l'ensemble du câblage du capteur pour qu'il ne ramène pas de signaux parasites sur le câble de mesure, reliant la sortie du capteur à l'analyseur. Pour cela nous avons limité le câblage sortant de la cage au seul câble en alimentant notre instrument à l'aide d'une batterie autonome, placée dans la cage. Le point milieu de la batterie est relié à la cage afin de fixer le potentiel de référence du capteur à celui de la cage. Nous avons également recouvert le câble de mesure d'une tresse de blindage, reliée à une extrémité à la masse de l'analyseur et de l'autre à la cage. L'analyseur de spectre reste à l'extérieur de la cage parce qu'il est aussi une source de rayonnements parasites.

L'ensemble de ces précautions de câblage a eu un effet très positif sur la mesure du bruit du capteur. En effet le simple positionnement du capteur dans la cage de Faraday n'était pas suffisant car une grande quantité de signaux électriques parasites étaient captés par les câbles d'alimentation du préamplificateur et par le câble de mesure, se traduisant sur le spectre de bruit par des pics parasites à différentes fréquences. En utilisant une alimentation sur batterie que nous avons pu placer à l'intérieur de la cage et en rajoutant un blindage sur le câble de mesure, nous avons fait disparaître la totalité des pics. Nous avons ainsi pu mesurer correctement le bruit du capteur sur l'ensemble de sa bande passante.

4.5.2 Vérification de la qualité des conditions de mesure

4.5.2.1 Bruit propre de l'analyseur de spectre

Nous avons vérifié par la mesure le bruit propre de l'analyseur de spectre en connectant une charge de charge de 50Ω à l'une des voies de l'analyseur au moyen d'un câble BNC de 50cm de long. Sur la *Figure 4.12* nous comparons cette mesure avec les spécifications du constructeur.

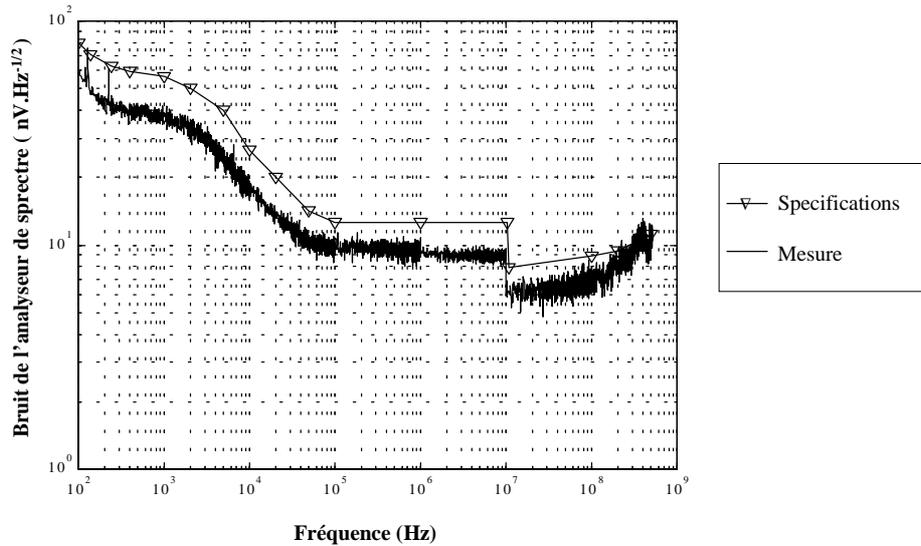


Figure 4.12 : Comparaison entre le bruit mesuré à l'entrée de l'analyseur de spectre HP4395A et les spécifications du constructeur.

La mesure montre un bruit inférieur aux spécifications du constructeur approximativement d'un facteur $\sqrt{2}$ entre 100Hz et 100MHz. Dans la bande de fréquences 100kHz – 100MHz, soit la majeure partie de la bande passante du capteur, le bruit mesuré ne dépasse pas $10nV / \sqrt{Hz}$. Au-dessus de 10MHz nous observons une chute du bruit en raison d'un changement de gamme de l'appareil. Entre 1kHz et 100kHz, ce bruit décroît en fonction de la fréquence suivant une loi en $1/f^{0,3}$, à 10kHz, il est inférieure à $20nV / \sqrt{Hz}$.

Cette mesure nous permet de fixer le gain minimal du préamplificateur, afin que son bruit soit facilement mesurable en sortie. Ce gain est calculé à partir du bruit équivalent en tension à l'entrée du préamplificateur, puisqu'il représente son bruit minimal.

4.5.2.2 Efficacité de blindage de la cage de Faraday

A partir des explications de l'efficacité de blindage d'un écran électromagnétique décrite par Charoy [1992], nous avons estimé la protection qu'offre la cage de Faraday que nous utilisons. Rappelons qu'un champ électromagnétique incident, d'amplitude E_{inc} , traversant une paroi conductrice se sépare en un champ réfléchi E_{refl} et un champ transmis E_{trans} , ce dernier subissant une absorption à la traversée de la paroi E_{abs} . L'atténuation d'un blindage est donc l'atténuation de

l'amplitude du champ transmis par rapport à celle du champ incident. Elle se calcule comme la somme (en décibels) du taux d'absorption et du taux de réflexion du champ :

$$(T_{att})_{dB} = (T_{abs})_{dB} + (T_{refl})_{dB} . \quad (4.9)$$

Dans la pratique, elle se déduit de la mesure du champ capté avec et sans écran en un même point.

Le calcul du taux d'absorption est relativement facile, puisqu'il dépend uniquement de l'impédance de surface de l'écran $Z_{surf}(f)$. Cette impédance est l'impédance par unité de surface de la paroi de blindage. En continu et aux fréquences basses, elle est la résistance de surface du matériau de blindage, fonction uniquement de sa résistivité et de son épaisseur. Aux fréquences élevées, elle est l'impédance intrinsèque du matériau, qui croît en \sqrt{f} en raison de l'effet de peau.

Le taux de réflexion dépend du rapport d'impédance entre le champ $Z_{chp}(f, d_{source})$ et la surface du blindage. L'estimation de ce taux est spécifique à chaque champ en raison du lien de l'impédance du champ avec la nature de sa source et la distance d_{source} de celle-ci avec l'écran. Rappelons que l'impédance du champ d'une onde plane dans le vide est égale à l'impédance intrinsèque du vide $Z_{v0}=377\Omega$. En zone de champ proche, l'impédance d'un champ est supérieure à Z_{v0} s'il est de nature électrique et elle est inférieure s'il est de nature magnétique. Sur la *Figure 4.13*, nous représentons un champ électromagnétique traversant une paroi de blindage d'épaisseur $e_{blindage}$, ainsi qu'un schéma électrique équivalent montrant le rôle des différentes impédances.

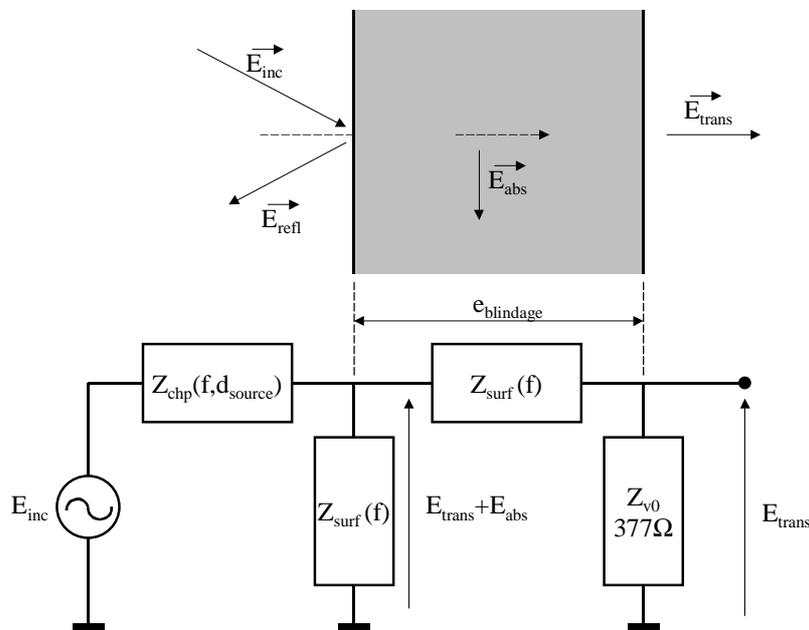


Figure 4.13 : Représentation synoptique de la traversée d'un écran de blindage par un champ électromagnétique incident et schéma électrique équivalent.

Nous voyons sur le schéma équivalent que l'impédance de surface et l'impédance du champ constituent un pont diviseur pour le champ incident. Cela signifie que si son impédance est supérieure à $Z_{surf}(f)$ il est faiblement transmis, donc sa réflexion est prépondérante. Comme l'écran est conducteur, son impédance de surface est généralement plus faible que celle du vide, en particulier aux fréquences basses, donc un champ électrique et le champ électromagnétique d'une onde plane sont fortement réfléchis. Par contre pour un champ de nature magnétique, l'atténuation du blindage vient principalement de son absorption, aussi l'effet de peau améliore-t-il l'efficacité aux fréquences hautes.

Nous avons ainsi estimé l'atténuation en absorption de la cage de Faraday et l'atténuation par réflexion d'une onde électromagnétique plane (Figure 4.14). Cette cage est composée d'une couverture extérieure en laiton et d'une intérieure en cuivre. Ces deux couvertures sont des grillages ayant une maille de $1 \times 1 \text{mm}^2$ réalisés avec du fil de 0,4mm de diamètre. Nous calculons l'atténuation par absorption en les assimilant à des surfaces planes d'épaisseur égale au diamètre des fils. Nous calculons l'atténuation d'une onde plane par réflexion de la surface extérieure qui est en laiton.

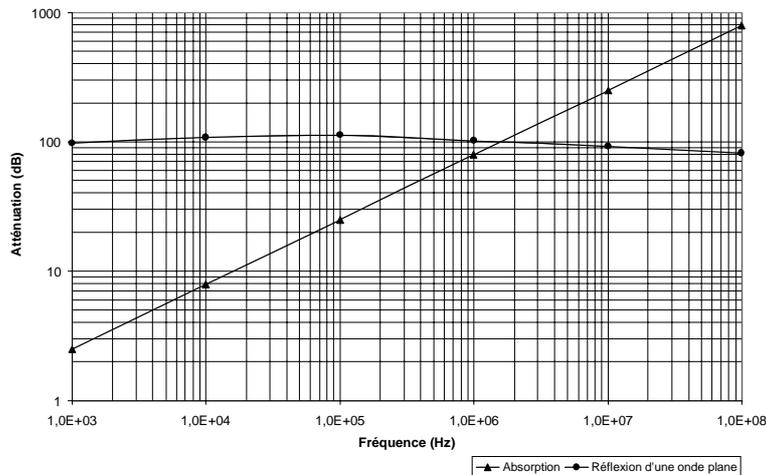


Figure 4.14 : Estimation de l'efficacité du blindage de la cage de Faraday.

Nous voyons que l'absorption est augmentée par l'effet de peau déjà à 1kHz. Nous pouvons considérer qu'elle devient efficace aux fréquences supérieures à 70kHz, car elle atténue le champ d'au moins 20dB. En dessous de 10kHz son efficacité est faible, elle offre une atténuation inférieure à 10dB. Le taux de réflexion d'une onde plane est important sur toute la bande de fréquence comprise entre 1kHz et 100MHz, il varie entre 80 et 125dB. Ce taux présente un maximum au voisinage de 100kHz, car en dessous de cette fréquence le faible taux d'absorption réduit le taux de

réflexion. Aux fréquences supérieures, nous observons une baisse en raison de l'augmentation de l'impédance de surface, qui devient voisine de celle du vide.

Nous pouvons en conclure que notre cage offre une protection efficace contre le champ électrique et les ondes électromagnétiques planes sur toute la bande passante du capteur. Par contre la protection contre le champ magnétique, par absorption est significative à partir de 70kHz. Cette atténuation est comparable à celle par réflexion d'une onde plane au-delà de 1MHz. Remarquons que la présence de deux couches de conducteur double cette atténuation.

La comparaison du spectre géomagnétique présenté par [Clerc, 1971], pour les fréquences inférieures à 10kHz, avec le spectre de la puissance de bruit électromagnétique de [Degauque et al., 1990] montre que nous pouvons considérer le bruit magnétique naturel inférieur à $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ au-delà de quelques 10kHz, sur Terre.

4.6 Caractérisation des générateurs de champ magnétique

4.6.1 Montage avec les bobines d'Helmholtz

4.6.1.1 Calcul du flux capté par la boucle primaire

Le champ magnétique B_0 généré au centre des bobines varie en fonction du courant i_{bh} circulant dans chaque spire et de leur rayon r_{bh} , comme :

$$B_0 = \frac{8\mu_0 i_{bh}}{5\sqrt{5}r_{bh}} = 3,597 i_{bh} \text{ (en nT/mA)}. \quad (4.10)$$

Cette relation nous permet de déduire le champ magnétique B_0 en fonction de la tension V_{SdI} mesurée sur la voie R .

En supposant le champ uniforme, le flux ϕ_0 capté par la boucle primaire est :

$$\phi_0 = \pi \frac{D^2}{4} B_0 = \frac{2\mu_0 i_{bh} \pi D^2}{5\sqrt{5}r_{bh}}. \quad (4.11)$$

Par un développement limité à l'ordre 4 au voisinage du centre des bobines d'Helmholtz, Calhoun [1996] a estimé l'amplitude du champ magnétique dans le plan médian en fonction de la distance ρ et de l'amplitude B_0 au centre :

$$B_z(\rho) = B_0 \left(1 - \frac{54}{125} \left(\frac{\rho}{r_{bh}} \right)^4 \right). \quad (4.12)$$

Le flux du champ magnétique $\phi(\rho)$ traversant une surface circulaire de rayon ρ , centrée dans le plan médian s'écrit :

$$\phi(\rho) = B_0 \int_0^\rho \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{54}{125} \left(\frac{\rho'}{r_{bh}} \right)^4 \right) \rho' d\rho' d\theta = \pi r_{bh}^2 B_0 \left(\frac{\rho}{r_{bh}} \right)^2 \left(1 - \frac{9}{125} \left(\frac{\rho}{r_{bh}} \right)^4 \right). \quad (4.13)$$

Sur la *Figure 4.15* nous représentons la variation du champ magnétique $B_z(\rho)$ et du flux $\phi(\rho)$ dans le plan médian pour en déduire le flux capté par la boucle primaire.

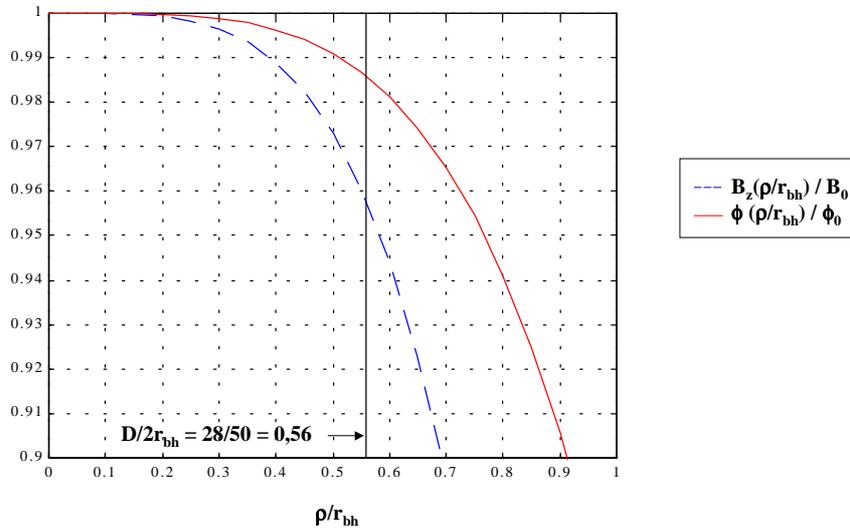


Figure 4.15 : Variation du champ magnétique $B_z(\rho/r_{bh})$ dans le plan médian des bobines d'Helmholtz, normalisée par rapport au maximum B_0 , et calcul du flux reçu par une boucle centrée dans le plan médian, normalisé par rapport au flux ϕ_0 d'un champ B_0 uniforme.

Le rapport des rayons entre la boucle primaire et les bobines d'Helmholtz, étant de 0,56, conduit à un flux réellement reçu par la boucle primaire, en fonction du flux maximal ϕ_0 :

$$\phi\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = 0,985\phi_0. \quad (4.14)$$

4.6.1.2 Mesure de l'impédance des bobines par résonance

Pour obtenir la fréquence de résonance la plus haute possible, les bobines sont composées d'une seule spire. A l'aide d'une mesure par résonance au Q-mètre (*Figure 4.1*, p.133), nous avons

déterminé l'impédance et la fréquence de résonance propre de chacune d'elles, afin d'en déduire celles de l'ensemble. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant.

| Spire | Capacité ajoutée | Fréquence de résonance | Facteur de qualité | Résistance | Inductance | Capacité | Fréquence de résonance propre |
|-------|------------------|------------------------|--------------------|---------------|--------------|----------|-------------------------------|
| A | 30pF | 20,30 MHz | 142 | 1,44 Ω | 1,61 μ H | 8,25 pF | 43,7 MHz |
| | 50pF | 16,45 MHz | 143 | 1,14 Ω | | | |
| B | 30pF | 20,20 MHz | 146 | 1,49 Ω | 1,60 μ H | 8,68 pF | 42,7 MHz |
| | 50pF | 16,40 MHz | 146 | 1,13 Ω | | | |

Tableau 4.1: Déduction de la fréquence de résonance propre de chacune des bobines d'Helmholtz à partir de la mesure par la méthode des deux fréquences de résonance au Q-mètre.

Cette mesure nous montre que les deux spires présentent des caractéristiques très proches, qualité importante pour générer un champ uniforme dans le plus grand volume possible. Elles sont réalisées à partir de tubes de cuivre d'un diamètre extérieur de 4,5mm. Le calcul de leur inductance à l'aide de la relation (3.4) (§ 3.3.1.2, p.51) donne 1,583 μ H, soit une différence inférieure à 2% avec les mesures.

En connectant les bobines d'Helmholtz en parallèle, le montage présente une inductance qui est approximativement la moitié de celle de chaque spire, 0,803 μ H, et une capacité qui est le double, soit 16,9pF. Nous obtenons ainsi une fréquence de résonance de 43,2MHz, qui est la moyenne des fréquences de résonance de chaque spire.

4.6.1.3 Estimation de la fréquence maximale d'utilisation des bobines d'Helmholtz

Afin de connaître la fréquence de résonance du montage d'excitation, définissant ainsi la fréquence maximale d'utilisation des bobines d'Helmholtz, nous avons mesuré la tension de référence V_{Sdl} en fonction de la tension de la source V_{source} . Nous mesurons pour cela la tension V_{source} sur la voie R comme pour la mesure de la fonction de transfert du préamplificateur, en insérant le diviseur de puissance, tel que le montre la *Figure 4.16*. Le rapport R/B est alors une mesure du courant i_{bh} alimentant les boucles en fonction de la tension V_{source} .

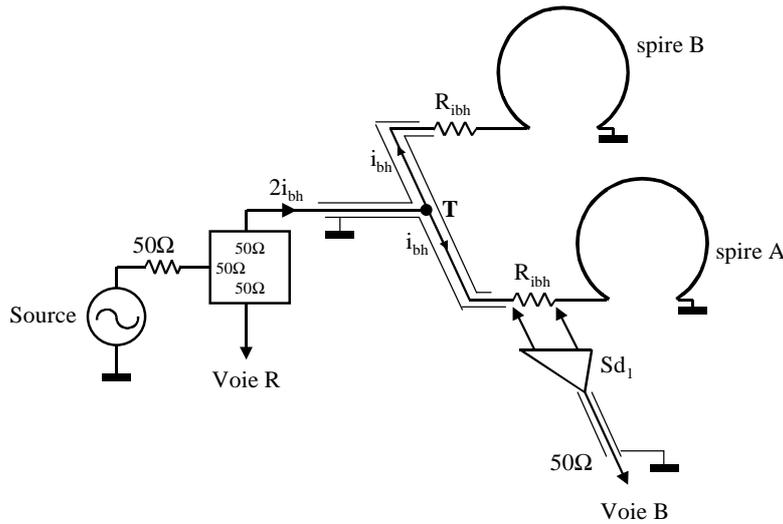


Figure 4.16 : Montage de mesure du courant alimentant les bobines d’Helmholtz en fonction de la tension et de la fréquence de la source.

Pour vérifier que le courant circulant dans les deux spires est le même, nous avons effectué la mesure avec chaque résistance R_{ibh} . Les amplitudes mesurées sont présentées sur la Figure 4.17.

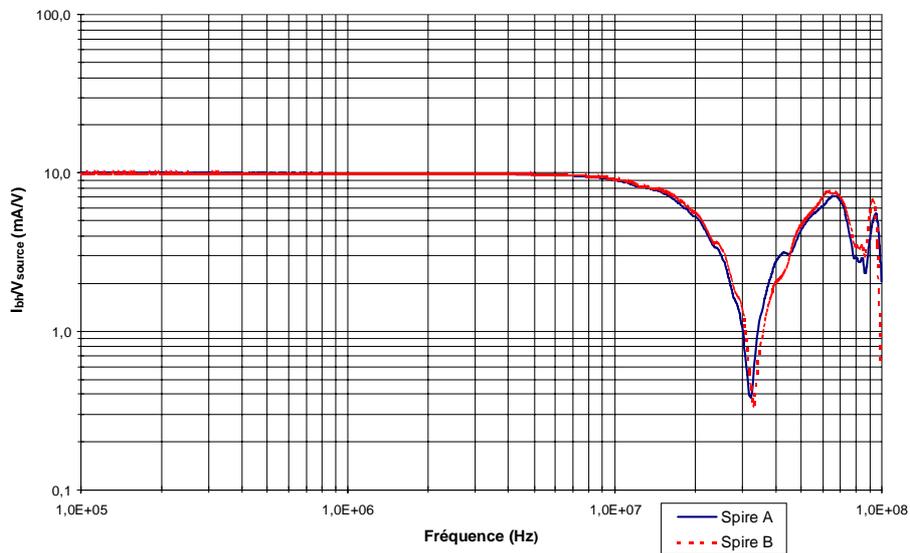


Figure 4.17 : Amplitude du courant circulant dans la spire A et la spire B des bobines d’Helmholtz, mesurée en fonction de la tension de source entre 100kHz et 100MHz.

Comme nous avons placé en série avec chaque spire une résistance de 100Ω , le courant i_{bh} circulant dans chacune d'elle est de 10mA/V tant que leur impédance est négligeable par rapport à la résistance, c'est-à-dire depuis le continu jusqu'à une fréquence de quelques MHz. Lorsque cette impédance n'est plus négligeable, le courant diminue jusqu'à la fréquence de résonance des bobines. A 10MHz , la chute d'amplitude du courant est seulement de 1mA/V , l'amplitude du courant représente 90% de sa valeur en continu. Par contre à 20MHz , elle a chuté de près de 45% sur chaque enroulement et à 30MHz , il ne reste que 10%.

Le minimum de courant apparaît à $32,3\text{MHz}$ pour la spire A et à $33,0\text{MHz}$ pour la spire B. Nous en déduisons une fréquence de résonance moyenne des bobines d'Helmholtz de $32,65\text{MHz}$. Par rapport à la fréquence de résonance déduite de la mesure au Q-mètre, nous constatons une chute d'environ 10MHz . Compte tenu du calibrage, nous attribuons cette chute à la capacité parasite apportée par les deux câbles coaxiaux et la sonde différentielle.

La différence des fréquences de résonance des bobines d'Helmholtz traduit une différence sur le courant circulant dans chaque spire, introduisant une incertitude sur la détermination du champ magnétique généré au voisinage de ces fréquences. Nous avons calculé l'écart $\delta i_{bh}(f)$ entre les deux mesures par rapport à leur moyenne :

$$\delta i_{bh}(f) = \frac{|i_{bh,A}(f) - i_{bh,B}(f)|}{i_{bh,A}(f) + i_{bh,B}(f)} \quad (4.15)$$

Nous en avons déduit l'erreur de mesure du courant en fonction de la fréquence (*Figure 4.18*).

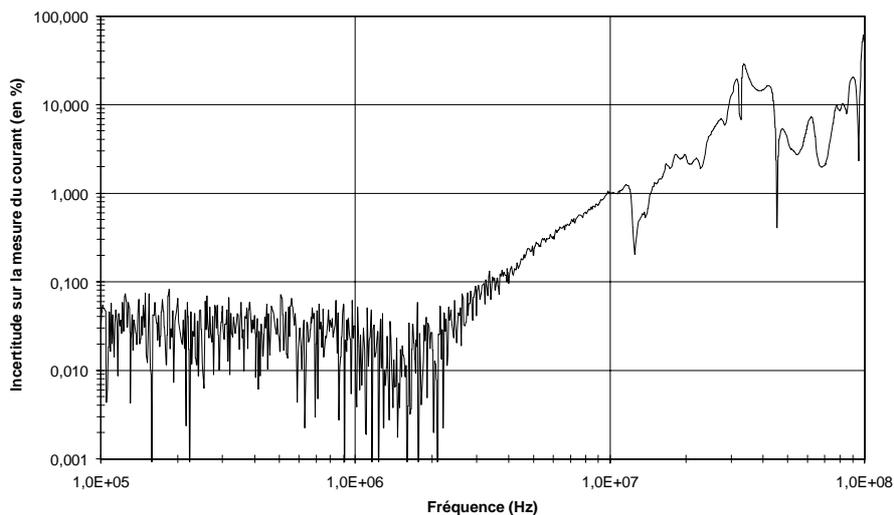


Figure 4.18 : Estimation de l'incertitude de mesure du courant $\delta i_{bh}(f)$ (en %) à partir de l'écart de courant mesuré en série avec les spires A et B des bobines d'Helmholtz.

Etant donné la relation linéaire liant le courant et le champ magnétique, l'écart d'amplitude du courant circulant dans chaque spire par rapport à la moyenne est également l'incertitude de l'amplitude du champ magnétique moyen généré. Nous voyons que jusqu'à 3MHz, cette incertitude est inférieure à 0,1%, ensuite elle croît approximativement comme le carré de la fréquence jusqu'à la fréquence de résonance moyenne, où elle dépasse 10%. A 10MHz cette incertitude atteint 1%. Nous en concluons que la mesure du courant alimentant l'une des bobines n'apporte pas d'erreur importante sur la détermination du champ magnétique généré jusqu'à 10MHz.

De l'étude de ce montage nous déduisons que la limite d'utilisation des bobines d'Helmholtz doit être fixée en dessous de leur fréquence de résonance. Celle-ci étant susceptible aux capacités parasites du montage, sa variation entraîne une incertitude considérable sur l'amplitude du champ magnétique généré au voisinage de cette fréquence. D'autre part, la différence de fréquence de résonance observée sur les deux spires signifie que les lignes du champ magnétique sont fortement modifiées. Nous ne sommes plus assurés d'avoir un système symétrique permettant de créer un champ magnétique uniforme sur toute la surface de l'antenne et perpendiculaire à l'axe des bobines dans le plan médian.

Nous fixons donc la fréquence maximale d'utilisation des bobines à 10MHz, jusqu'où l'asymétrie du courant circulant dans les deux spires ne dépasse pas 1%.

4.6.2 Montage avec la boucle d'excitation

4.6.2.1 Calcul du flux capté par la boucle primaire

La relation entre le champ magnétique généré par la boucle et le courant i_{bcle} y circulant peut être calculée à partir du théorème d'Ampère qui est l'approximation valable en régime quasi statique de l'équation de Maxwell-Ampère (2.2) (p.13), dans laquelle le courant de déplacement est négligé. Le calcul du champ peut être trouvé chez Durand [1968].

Dans le plan de la boucle, le champ magnétique est parallèle à l'axe de celle-ci. Son sens est opposé entre l'extérieur et l'intérieur. Il s'exprime par deux équations différentes selon qu'il s'agit du champ généré à l'intérieur ou à l'extérieur de celle-ci. A l'intérieur de la boucle nous avons :

$$B_z(\rho)_{\rho < r_{bcl}} = \frac{\mu_0 i_{bcl} r_{bcl}}{\pi} \frac{J_2\left(\frac{\rho}{r_{bcl}}\right)}{\left(r_{bcl}^2 - \rho^2\right)}. \quad (4.16)$$

A l'extérieur :

$$B_z(\rho)_{\rho > r_{bcl}} = \frac{\mu_0 i_{bcl} r_{bcl}}{\pi} \left(J_1\left(\frac{\rho}{r_{bcl}}\right) - \frac{\rho^2}{\left(r_{bcl}^2 - \rho^2\right)} J_2\left(\frac{\rho}{r_{bcl}}\right) \right); \quad (4.17)$$

Où $J_1(k)$ et $J_2(k)$ sont des intégrales de Legendre, définies pour $0 \leq k \leq 1$ et vérifiant :

$$J_1(0) = J_2(0) = \frac{\pi}{2}, \quad J_1(1) = 1 \text{ et } J_2(1) = \infty, \quad (4.18)$$

$$J_1(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi}} \text{ et } J_2(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \psi} d\psi. \quad (4.19)$$

Le diamètre de la boucle primaire étant supérieur à celui de la boucle d'excitation, le champ capté dans l'espace les séparant s'annule avec celui généré à l'intérieur de la petite boucle. La force électromotrice de la boucle primaire est donc due au champ magnétique généré au voisinage du centre de la boucle génératrice, dont les lignes de champ se referment à l'extérieur de l'antenne. Nous en concluons que nous ne pouvons pas réduire indéfiniment le diamètre de la boucle d'excitation, bien que ceci permette de repousser sa fréquence de résonance vers une fréquence plus haute, en réduisant son inductance.

Le flux capté par la boucle primaire, pour $\rho = D/2$, est :

$$\phi_{bcl}\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = 2\pi \left(\int_0^{r_{bcl}} B_z(\rho)_{\rho < r_{bcl}} \rho d\rho + \int_{r_{bcl}}^{D/2} B_z(\rho)_{\rho > r_{bcl}} \rho d\rho \right). \quad (4.20)$$

Nous obtenons une relation fonction des intégrales de Legendre J_1 et J_2 :

$$\phi_{bcl}\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = \mu_0 i_{bcl} D \left(J_1\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) - J_2\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) \right) \quad (4.21)$$

La figure suivante montre la variation de la différence $J_1(k) - J_2(k)$, pour $0 \leq k \leq 1$:

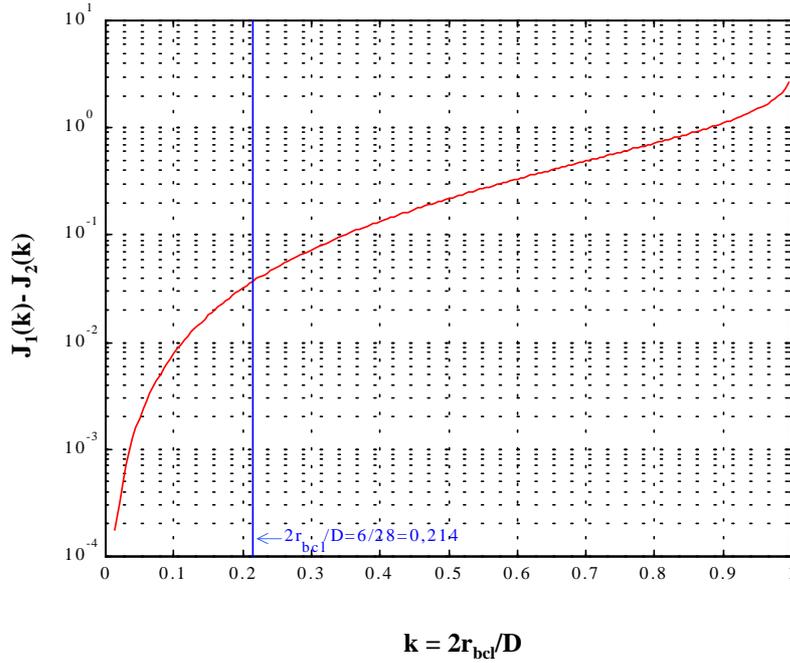


Figure 4.19 : Variation de la différence des intégrales de Legendre en fonction de la variable k , rapport des diamètres de la boucle d'excitation et de la boucle primaire ; cette différence est nulle pour $k = 0$ et infinie pour $k = 1$; ici $k = 0,214$.

Il est intéressant d'exprimer ce flux en fonction du flux maximal ϕ_0 capté avec les bobines d'Helmholtz (4.11) (p.156).

$$\phi_{bcl}\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = \frac{5\sqrt{5}}{2} \frac{r_{bh}}{\pi D} \frac{i_{bcl}}{i_{bh}} \left(J_1\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) - J_2\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) \right) \phi_0 \quad (4.22)$$

Comme nous avons placé une résistance de 50Ω en série avec la boucle d'excitation au lieu de 100Ω pour les bobines d'Helmholtz, pour une même tension de source, nous avons $i_{bcl} = 2 i_{bh}$.

Pour une boucle d'un diamètre de 6cm : $\left(J_1\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) - J_2\left(\frac{2r_{bcl}}{D}\right) \right) = 0,0367$, ainsi :

$$\phi_{bcl}\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = 0,1166\phi_0 \quad (4.23)$$

En tenant compte de la correction donnée à la relation (4.14) (p.157) :

$$\phi_{bcl}\left(\rho = \frac{D}{2}\right) = 0,1184\phi\left(\rho = \frac{D}{2}\right) \quad (4.24)$$

4.6.2.2 Mesure de l'impédance de la boucle d'excitation

Nous avons mesuré l'impédance du montage avec la boucle d'excitation en connectant deux sondes différentielles à la résistance de mesure du courant R_{bcle} . La sonde Sd_1 détermine le courant i_{bcle} suivant la méthode habituelle, par une mesure de tension différentielle aux bornes de la résistance. L'une des extrémités de la sonde Sd_2 est connectée à cette résistance côté source, l'autre est reliée à la masse. Ainsi nous mesurons la tension aux bornes du dipôle passif que constitue la résistance R_{bcle} associée en série avec la boucle d'excitation elle-même.

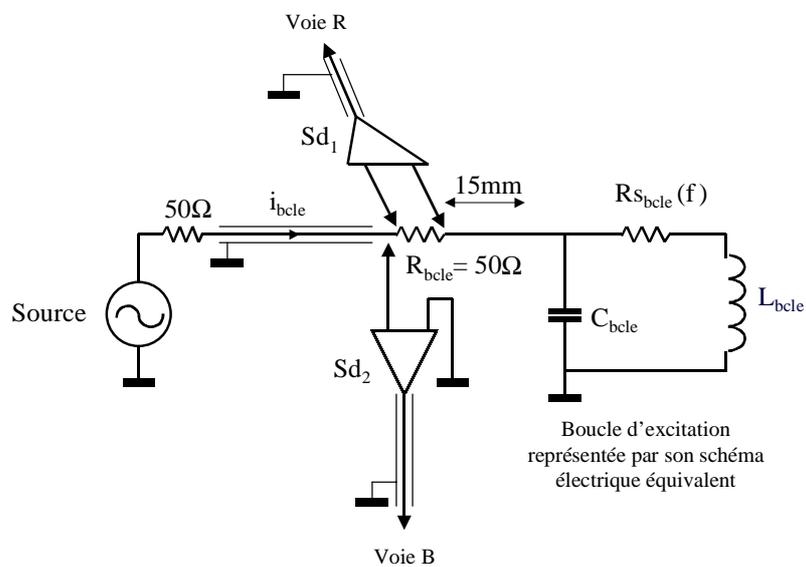


Figure 4.20 : Montage de mesure de l'impédance de la boucle d'excitation. Le courant et la tension sont tous les deux mesurés aux bornes de la résistance R_{bcle} . La sonde Sd_2 étant connectée du côté de la source, nous mesurons en continu la résistance totale $R_{bcle} + R_{s_{bcle}}$.

Cette position de la sonde Sd_2 permet de vérifier que l'impédance du montage est bien de 50Ω , aux fréquences basses. La résistance ohmique $R_{s_{bcle}(f)}$ propre à la boucle, réalisée avec un fil de cuivre de 25cm de long et de 1,5mm de diamètre, représentant $2,4m\Omega$ en continu, peut être négligée.

Nous avons mesuré cette impédance entre 1MHz et 500MHz afin d'englober la fréquence de résonance du montage, comme nous pouvons le voir sur la *Figure 4.21* de la page suivante.

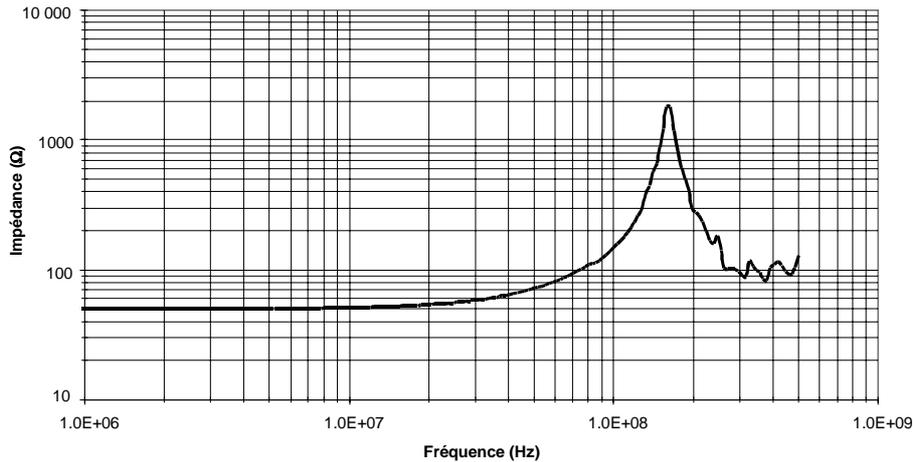


Figure 4.21 : Impédance de la boucle d'excitation mesurée à l'aide de deux sondes différentielles à haute impédance d'entrée : le montage résonne à $161 \pm 3 \text{ MHz}$ ($\pm 1,9\%$).

La figure ci-dessus montre que l'amplitude de l'impédance du montage est égale à celle de la résistance R_{bcle} jusqu'à 10 MHz avec une précision 2% et jusqu'à 25 MHz, à 10% près. Au-delà de cette fréquence, elle augmente jusqu'à la fréquence de résonance du montage qui est de $161 \pm 3 \text{ MHz}$, où sa valeur apparente est voisine de $2 \text{ k}\Omega$. A 100 MHz, elle est de 148Ω . En tenant compte de la phase mesurée, nous en avons déduit l'inductance du montage, présentée sur la Figure 4.22.

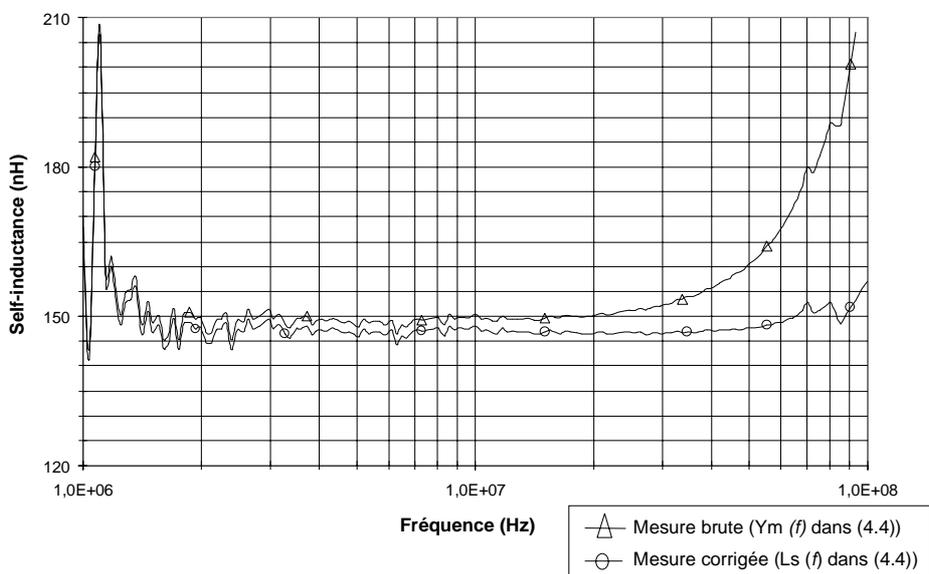


Figure 4.22 : Inductance du montage avec la boucle d'excitation déduite de l'impédance complexe mesurée : les données brutes donnent une valeur de $149 \pm 1 \text{ nH}$, la correction de la capacité du montage ($4 \pm 2 \text{ pF}$) et de l'inductance parasite de la piste de 15 mm (environ 12 nH) aboutit à une inductance de $147 \pm 5 \text{ nH}$.

La déduction de l'inductance L_{bcle} à partir des données brutes de la mesure donne une valeur moyenne de 149nH, constante à ± 1 nH entre 4,0MHz et 20MHz. Aux fréquences inférieures à 4MHz, l'incertitude de mesure augmente les fluctuations de la valeur de l'inductance. En particulier, nous observons entre 1 et 1,5MHz quelques pics générés par des rayonnements radiofréquences. Au-dessus de 20MHz, l'inductance croît en raison de l'approche de la fréquence de résonance du montage. Sa réactance est égale à la résistance du montage à 50MHz. Cette résistance est égale à 50Ω à 4% près jusqu'à 80MHz.

Nous avons corrigé le calcul de l'inductance en prenant en compte la capacité équivalente du montage C_{bcle} , que nous estimons à 4 ± 2 pF à partir de la mesure de la fréquence de résonance, et en soustrayant l'inductance parasite de 12nH de la piste reliant la résistance à la boucle. Nous avons obtenu une inductance L_{bcle} moyenne de 147 ± 5 nH, qui est 3,4% inférieure au calcul théorique. Ce dernier calcul effectué à l'aide de l'équation (3.4) (p.51), a donné une inductance de 152nH, pour un fil d'un diamètre de 1,5mm.

Remarquons que la valeur de la capacité C_{bcle} du montage, qui est de 4 ± 2 pF, est en grande partie celle de la sonde Sd_1 , qui est de 3,5pF. Celle de la sonde Sd_2 est négligeable parce qu'elle est connectée à la résistance R_{bcle} du côté de la source. La capacité propre de la boucle d'excitation est également faible, elle est de l'ordre de $1,5\pm 1,0$ pF.

4.6.2.3 Estimation de la fréquence maximale d'utilisation de la boucle d'excitation

Pour déterminer la fréquence maximale d'utilisation du montage avec la boucle d'excitation comme générateur de champ magnétique, nous avons mesuré le courant i_{bcle} en fonction de la tension de source. Sur la *Figure 4.23*, nous voyons que la méthode de mesure est similaire à celle utilisée pour les bobines d'Helmholtz. La sonde Sd_1 mesure le courant i_{bcle} par mesure de tension différentielle aux bornes de R_{bcle} . La tension de source (V_{source}) est acquise sur la voie R au moyen du diviseur de puissance, qui permet de conserver l'adaptation d'impédance.

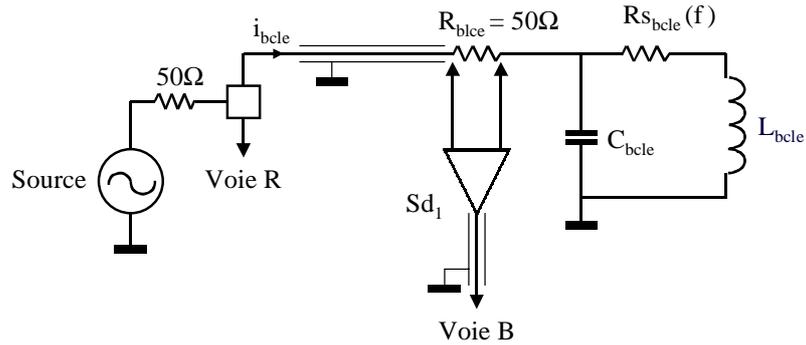


Figure 4.23 : Montage de mesure du courant i_{bcle} alimentant la boucle d'excitation, en fonction de la tension et de la fréquence de la source.

Nous avons ainsi obtenu la courbe suivante du rapport $i_{bcle}(f)/V_{source}$ qui est le courant circulant dans la boucle, normalisé par rapport à une tension de source de 1V. La mesure entre 1MHz et 500MHz, nous permet d'observer la fréquence de résonance du montage.

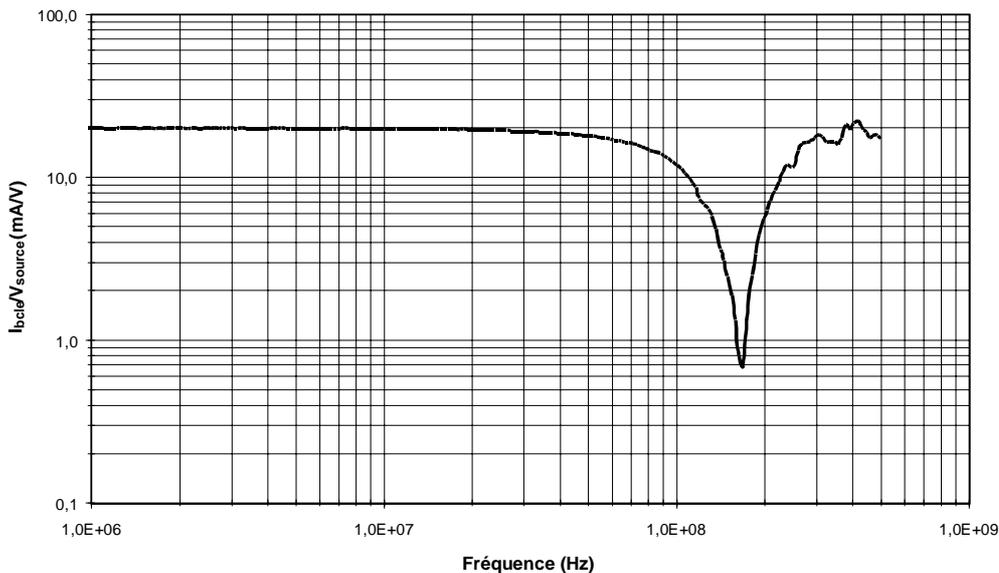


Figure 4.24 : Mesure de l'amplitude du courant circulant dans la boucle d'excitation normalisée par rapport à une tension d'alimentation de 1V. Le minimum du courant apparaît à la fréquence de résonance du montage, à $166 \pm 3 \text{ MHz}$ ($\pm 1,8\%$).

Nous mesurons une amplitude de courant normalisé de 20mA/V tant que l'impédance du montage est égale à 50Ω . L'incertitude sur le courant est inférieure à $\pm 1\%$ jusqu'à 10MHz, elle

atteint $\pm 3\%$ à 25MHz. La fréquence augmentant le courant décroît jusqu'à la fréquence de résonance, où il atteint un minimum de l'ordre de 0,7mA/V. Ce minimum apparaît à la fréquence de 166 ± 3 MHz. Nous supposons que l'augmentation de 5MHz de la fréquence de résonance par rapport celle obtenue lors de la mesure d'impédance, tient à l'absence de la sonde Sd_2 .

A 50MHz, où la réactance de la boucle d'excitation est égale à la résistance R_{bcle} , le courant a baissé de 10%. A la fréquence maximale jusqu'à laquelle nous voulons utiliser ce montage, soit 100MHz, le courant est de l'ordre 11,7mA/V. Sa chute reste encore inférieure à 50%. Le critère usuel d'une chute d'un facteur $\sqrt{2}$, correspond à la fréquence de 86MHz.

Ces observations sur la fréquence de résonance et la variation du courant en fonction de la fréquence du montage avec la boucle d'excitation nous permettent de conclure que ce montage peut être utilisé comme générateur de champ magnétique jusqu'à 100MHz.

4.6.2.4 Comparaison entre la mesure d'impédance et la mesure du courant

Il est intéressant de commenter la différence entre la mesure d'impédance et la mesure de courant, car toutes les deux consistent en la mesure de la tension et du courant aux bornes du même montage, mais elles n'aboutissent pas au même résultat.

Ces deux mesures sont équivalentes jusqu'à approximativement 20MHz, où l'impédance de la boucle est négligeable devant celle de la résistance R_{bcle} : une résistance de 50 Ω parcourue par un courant de 20mA, présente une différence de tension de 1V entre ses bornes. L'ajout du diviseur de puissance et le changement du point de prélèvement de la tension entre les deux montages joue un rôle important lorsque l'impédance de la boucle d'excitation ne peut plus être négligée, en particulier au voisinage de la fréquence de résonance où sa contribution est prépondérante.

Sur le montage de la Figure 4.20 (p.164), la sonde Sd_2 mesure la différence de tension entre la résistance R_{bcle} et la masse. Lorsque l'impédance de la boucle d'excitation est négligeable devant cette résistance, l'impédance du générateur de champ est adaptée à celle de la source et par effet de pont diviseur, la sonde mesure une tension égale à $V_{source}/2$. Mais à la fréquence de résonance du générateur, son impédance est 40 fois supérieure à celle de la résistance R_{bcle} et l'effet diviseur disparaît. La sonde mesure alors une tension égale à V_{source} . Nous voyons donc que lors de la mesure de l'impédance du générateur de champ, la variation du courant le traversant s'accompagne d'une augmentation de la tension à ses bornes.

L'adaptation d'impédance apportée par le diviseur de puissance dans le montage de la *Figure 4.23* (p.167), isole l'impédance de la branche de circuit reliée à la voie R de celle de la branche reliée au générateur de champ. La voie R mesure donc constamment la tension $V_{source}/2$, indépendamment de la variation de l'impédance de la boucle d'excitation. Ainsi ce montage nous permet de mesurer le courant alimentant la boucle en fonction d'une tension constante. C'est pourquoi nous ne pouvons pas exprimer le rapport entre le courant et la tension en terme d'impédance. Par exemple, à 100MHz nous mesurons une impédance de 148Ω , correspondant à un rapport entre le courant et la tension de $6,76\text{mA/V}$. A cette fréquence, nous mesurons avec le montage de la *Figure 4.23*, une amplitude du courant normalisé de $11,8\text{mA/V}$, soit 1,75 fois supérieure. L'impédance du montage est 3 fois supérieure à celle à 1MHz, la différence entre les deux mesures est donc due à l'augmentation de la tension aux bornes du générateur de champ.

4.6.3 Comparaison des deux générateurs de champ

Nous concluons cette étude des générateurs de champ en comparant leur fonctionnement.

Nous définissons l'amplitude B_{0eq} comme celle de l'induction équivalente uniforme créée sur toute la surface de la boucle primaire en fonction du courant alimentant chaque enroulement. Pour les bobines d'Helmholtz nous obtenons :

$$B_{0eq} = 3,543i_{bh} \text{ (en nT/mA).} \quad (4.25)$$

Et pour la boucle d'excitation :

$$B_{0eq} = 0,2097i_{bcle} \text{ (en nT/mA).} \quad (4.26)$$

Pour cette dernière, cette amplitude est inférieure d'un facteur 17, mais l'utilisation d'une résistance deux fois plus petite réduit ce rapport si nous comparons l'induction à la tension de source.

Nous avons déduit la fréquence maximale d'utilisation des générateurs à partir de la chute de l'amplitude du courant les alimentant à l'approche de leur fréquence de résonance. Par simplification, nous l'avons fixé à 10MHz pour les bobines d'Helmholtz, bien que la fréquence de coupure usuelle de -3dB apparaisse à 15MHz. Pour la boucle d'excitation, cette fréquence de coupure est de 86MHz, mais nous repoussons cette limite à 100MHz, la chute de courant restant inférieure à 50%. L'augmentation de la fréquence de résonance aurait nécessité la réduction du diamètre de la boucle, donc de l'amplitude du champ créé aux fréquences plus basses.

Ces deux générateurs nous permettent d'effectuer un étalonnage précis jusqu'à 10MHz et de l'étendre jusqu'à 100MHz.

Résumé du chapitre 4

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des méthodes et des outils nous permettant d'étudier le capteur par la simulation et la mesure de son impédance, sa fonction de transfert et son bruit, tous les trois dépendant de la fréquence.

Nous avons utilisé deux logiciels complémentaires pour modéliser et simuler l'ensemble du capteur. L'un nous permet de modéliser l'antenne à partir des équations régissant son fonctionnement. L'autre est utile pour simuler le fonctionnement du capteur complet car il offre une simulation réaliste du préamplificateur, grâce au modèle SPICE des composants électroniques.

Pour connaître l'impédance de l'antenne nous avons utilisé deux méthodes de mesure, que nous avons appliquées à différents instruments pour couvrir la bande passante du capteur. La première méthode consiste à mesurer la tension et le courant complexes aux bornes d'un dipôle passif, pour en déduire un modèle à deux impédances élémentaires. Celles-ci rendent compte de la réalité physique du dipôle aux fréquences inférieures à la résonance. Nous avons utilisé cette méthode avec un pont d'impédance, permettant une mesure précise jusqu'à 1MHz. Nous avons étendu cette méthode jusqu'à 10MHz au moins, en associant un analyseur de réseau à un circuit imprimé, adapté à deux sondes différentielles. La seconde méthode consiste à déduire 3 impédances élémentaires de la mesure de la fréquence de résonance et du facteur de qualité en connectant différentes capacités connues en parallèle d'un dipôle oscillant. Nous l'avons appliqué avec un Q-mètre, au montage de mesure d'impédance avec l'analyseur de réseau, décrit précédemment, et à la mesure de la fonction de transfert en champ magnétique.

Avec l'analyseur de réseau, nous mesurons également la fonction de transfert du préamplificateur et celle de l'antenne et du capteur en associant un générateur de champ magnétique. Nous utilisons une paire de bobines d'Helmholtz pour effectuer un étalonnage précis jusqu'à 10MHz grâce au champ uniforme qu'elles génèrent. Une boucle d'excitation de 6cm de diamètre nous permet d'étendre l'étalonnage jusqu'à 100MHz.

Notre analyseur de réseau est également un analyseur de spectre, avec lequel nous mesurons le bruit du préamplificateur et du capteur. Un montage optimisé avec une cage de Faraday, protège efficacement le capteur des rayonnements de nature électrique. L'absorption de la cage le protège du champ magnétique aux fréquences supérieures à 100kHz.

Chapitre 5

Simulation et validation expérimentale

5 Simulation et validation expérimentale

Au chapitre 3, nous avons décrit les éléments constituant le capteur et les paramètres influant sur ses performances. Nous en avons déduit les caractéristiques optimales pour la bande 10kHz – 100MHz.

Au chapitre 4, nous avons présenté les méthodes nous permettant de vérifier expérimentalement le comportement du capteur.

Nous allons maintenant présenter les performances obtenues avec le capteur réalisé en comparant la modélisation aux mesures effectuées à chaque étape. Nous décrirons la mesure des impédances, de la fonction de transfert et du bruit à différentes étapes de la réalisation du capteur :

- la boucle primaire seule,
- la bobine et l'antenne complète,
- le préamplificateur seul,
- le capteur en boucle ouverte,
- le capteur en boucle fermée.

5.1 Boucle primaire

5.1.1 Modélisation

5.1.1.1 L'impédance en basse fréquence

La boucle primaire est une spire circulaire d'un diamètre moyen D de 28,0cm, constituant une surface de réception de $615,8\text{cm}^2$. Pour avoir une bonne planéité, nous l'avons réalisée à partir d'une plaque de circuit imprimé en cuivre. La boucle est donc une piste de cuivre d'une largeur de 10mm et d'une épaisseur e_a de $35\mu\text{m}$, correspondant à une section s_a de $0,35\text{mm}^2$.

La boucle primaire présente donc une résistance en continu $R_{a0} = 43,5\text{m}\Omega$. Nous calculons son inductance L_{a0} à partir de (5.1), pour une spire [Grover, 1962]. Le diamètre D de la boucle primaire s'exprime en m et P et F sont des coefficients sans dimension. Dans notre cas, nous obtenons $P = 53,143$ et $F \approx 1$ d'où :

$$L_{a0} = \frac{\mu_0 D}{4\pi} PF = 744,0 \text{ nH.} \quad (5.1)$$

5.1.1.2 La résistance en haute fréquence

L'épaisseur de peau δ , qui est la profondeur de pénétration du courant en fonction de la fréquence, est inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence. Elle dépend de la résistivité ρ et de la perméabilité absolue μ du matériau :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}}. \quad (5.2)$$

A 1MHz, δ est de 66,6 μm pour le cuivre. L'épaisseur de la piste de cuivre étant de 35 μm , l'effet de peau apparaît lorsque la profondeur de pénétration est égale à la moitié de l'épaisseur de la piste, puisque le courant circule sur ses deux faces, soit $\delta = 17,5\mu\text{m}$. Ce qui correspond à une fréquence de 14,5MHz, jusqu'à laquelle la résistance de la boucle primaire est encore pratiquement égale à la résistance en continu.

Etant donné la différence importante entre la largeur et l'épaisseur de la piste, nous assimilons la boucle primaire à un conducteur plan, infini, d'épaisseur e_a , qui est la seule dimension affectée par l'effet de peau. En tenant compte de la décroissance exponentielle de la densité de courant en fonction de l'effet de peau, la variation en fréquence de la résistance R_a s'écrit alors :

$$R_a = \frac{R_{a0} \frac{e_a}{2\delta}}{\left(1 - \exp\left(-\frac{e_a}{2\delta}\right)\right)}. \quad (5.3)$$

Cette relation donne à 100MHz une résistance 2,83 fois celle en continu, soit 123m Ω .

Comme l'effet de peau apparaît au-dessus de 10MHz et que la variation d'inductance qu'il introduit est faible (3.86) (p.90), nous supposons que son effet est négligeable sur l'inductance de la boucle primaire. Cette hypothèse est également justifiée par l'augmentation de la réactance, au voisinage de 100MHz, due à la contribution de la branche électrique de son schéma équivalent.

5.1.1.3 Prise en compte des impédances de rayonnement

Au paragraphe 3.3.1.4 (p.66), nous avons décrit les impédances de rayonnement d'une boucle à air. Afin d'estimer l'impédance de la boucle primaire jusqu'à 100MHz, nous considérons les expressions de l'inductance de rayonnement magnétique L_{ar} (3.39), de la capacité de rayonnement électrique C_e (3.41) et de l'inductance de rayonnement électrique L_e (3.42) avec l'expression (5.1) (p.172) de l'inductance à basse fréquence L_{a0} , présentée au début de ce chapitre. Ces trois impédances sont constantes jusqu'à 30MHz : $L_{ar} = 744\text{nH}$, $L_e = 431\text{nH}$ et $C_e = 0,585\text{pF}$. A plus haute fréquence les impédances de la branche électrique décroissent alors que l'inductance de la branche magnétique croît, avec une pente faible. A 100MHz leur variation est inférieure à 2% : $L_{ar} = 754\text{nH}$, $L_e = 424\text{nH}$ et $C_e = 0,578\text{pF}$.

L'impédance équivalente $Z_{a_{em}}$ de la boucle primaire est l'association en parallèle du circuit magnétique et du circuit électrique, respectivement d'impédance Z_{r_m} et Z_{r_e} . Dans leur expression ci-dessous, nous incluons la résistance ohmique R_a :

$$Z_{r_m} = R_a + Rr_m + j\omega L_{ar}, \quad (5.4)$$

$$Z_{r_e} = \frac{R_a}{2} + Rr_e + \frac{1}{j\omega C_e} + j\omega L_e. \quad (5.5)$$

Pour les résistances de rayonnement, nous reprenons les expressions (3.38) de Rr_m et (3.40) de Rr_e . L'impédance équivalente s'écrit :

$$Z_{a_{em}} = \frac{Z_{r_m} Z_{r_e}}{Z_{r_m} + Z_{r_e}} = Ra_{em} + j\omega La_{em}. \quad (5.6)$$

Ra_{em} et La_{em} sont la résistance et l'inductance équivalente du modèle électromagnétique, utilisée dans le modèle de l'antenne. Comme nous l'avons montré au chapitre 3, l'impédance du circuit magnétique est prépondérante jusqu'à 100MHz, aussi l'inductance La_{em} n'est pas négative, sauf si la capacité du circuit électrique s'avérait nettement plus grande dans la pratique. En appliquant à ce modèle les caractéristiques de la boucle primaire réalisée, nous avons évalué son impédance au voisinage de la fréquence de coupure haute du capteur.

Sur la figure ci-dessous, nous comparons les résistances intervenant dans la modélisation avec la résistance équivalente vue aux bornes de la boucle. Nous avons représenté la résistance

ohmique de la piste, en tenant compte de l'effet de peau, celle du circuit magnétique, celle du circuit électrique et la résistance équivalente de la boucle.

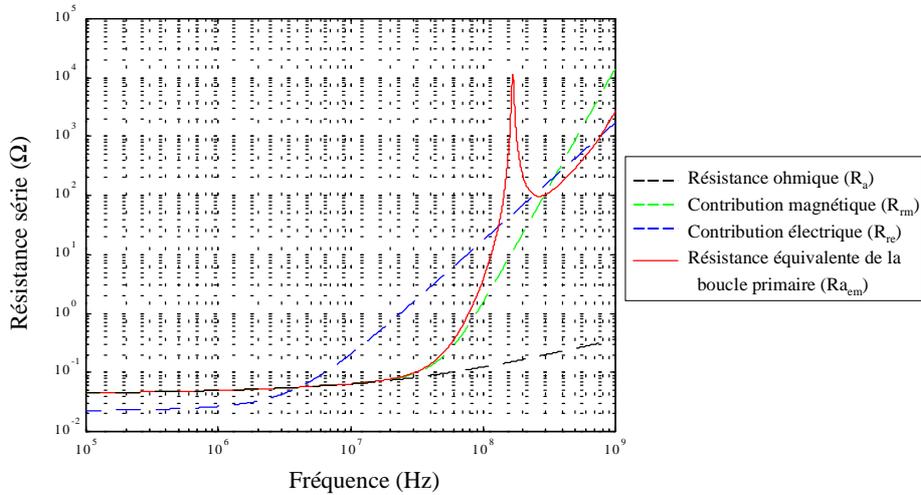


Figure 5.1 : Comparaison de la contribution des différentes résistances modélisées à la résistance équivalente de la boucle primaire.

Nous voyons que la résistance de la boucle primaire est égale à la résistance ohmique depuis le continu jusqu'à 20MHz approximativement. Ensuite la résistance de rayonnement magnétique s'ajoute, augmentant rapidement la résistance équivalente en raison de sa relation avec la fréquence en f^4 . A 100MHz cette résistance est de l'ordre de $1,8\Omega$, elle est plus de 10 fois supérieure à la résistance ohmique. La résistance équivalente de la boucle est supérieure à la résistance de rayonnement approximativement d'un facteur 2 à cette fréquence, en raison de la capacité du circuit électrique. Celle-ci génère une résonance autour de 168MHz en se combinant en parallèle avec l'inductance du circuit magnétique. La résistance de rayonnement électrique est prépondérante au-delà de cette résonance. Nous observons un minimum local de la résistance équivalente, autour de 250MHz, correspondant à l'anti-résonance du circuit électrique. Aux basses fréquences, la résistance de ce circuit est égale à la moitié de la résistance ohmique, mais en raison de la capacité du circuit placée en série, celui-ci présente une impédance totale très grande devant celle du circuit magnétique qui le court-circuite.

De façon similaire, la réactance de la boucle primaire est égale à celle du circuit magnétique qui est inductif, jusqu'à quelques dizaines de MHz. Elle est quasi constante et équivalente à l'inductance basse fréquence L_{a0} . Ensuite elle croît puis s'annule à 168MHz en raison du couplage avec la capacité du circuit électrique. A 100MHz, la réactance correspond à une inductance de

0,96 μ H. L'inductance de la branche magnétique du circuit et l'inductance apparente de la boucle primaire sont comparées aux mesures sur la *Figure 5.2* (p.180).

5.1.1.4 La force électromotrice et la sensibilité

Rappelons l'expression complexe de la force électromotrice générée dans la boucle par une induction magnétique sinusoïdale B , de pulsation $\omega = 2\pi f$, uniforme sur toute sa surface :

$$e_m = -j\omega\pi \frac{D^2}{4} B, \quad (5.7)$$

L'amplitude de la sensibilité de la boucle primaire est le rapport d'amplitude entre la force électromotrice générée dans la boucle à la fréquence f et l'induction :

$$\left| \frac{e_m}{B} \right| = 2\pi f \frac{D^2}{4} = 387 \cdot 10^{-12} f \text{ (en V/T)}. \quad (5.8)$$

Nous introduisons un terme plus pratique qui est la sensibilité spectrale :

$$\left| \frac{e_m}{fB} \right| = 2\pi \frac{D^2}{4} = 0,387 \text{ mV.nT}^{-1} \cdot \text{MHz}^{-1}. \quad (5.9)$$

Pour comparer la mesure de la sensibilité de la boucle primaire à la simulation, nous devons prendre en compte l'impédance de la boucle et celle de la sonde à haute impédance utilisée, afin d'évaluer la fréquence de résonance f_0 du montage.

En dessous d'une fréquence inférieure d'au moins une décade à la fréquence de résonance, l'impédance de la sonde n'altère pas la mesure, ainsi la tension V_{sd} qu'elle mesure est-elle égale à la force électromotrice e_m de la boucle :

$$V_{sd}/B = e_m/B \text{ lorsque } f < 10 f_0. \quad (5.10)$$

Par contre au voisinage de la résonance, il faut tenir compte de l'impédance Z_{sd} de la sonde, modélisée par une capacité C_{sd} , en parallèle avec une résistance, R_{sd} . L'impédance de la boucle et celle de la sonde agissent comme un pont diviseur sur la force électromotrice. L'inductance de la boucle primaire L_{ar} et les capacités C_e et C_{sd} déterminent la fréquence de résonance. La résistance R_{sd} atténue l'amplitude de la résonance si elle n'est pas suffisamment grande devant la résistance de la boucle à cette fréquence. La fonction de transfert mesurée Vm_0 vérifie la relation suivante :

$$Vm_0 = \frac{V_{sd}}{B} = \frac{1}{1 - \omega^2 L_{a0}(C_e + C_{sd}) + \frac{R_a}{R_{sd}}(1 + j\omega R_{sd}(C_e + C_{sd})) + j\omega \frac{L_{a0}}{R_{sd}}} \frac{e}{B}. \quad (5.11)$$

5.1.1.5 Sensibilité magnétique du modèle électromagnétique

Comme nous effectuons l'étalonnage de la boucle primaire, par la suite celui de l'antenne et du capteur, uniquement en champ magnétique, nous conservons de l'expression (3.48) (p.69) uniquement la tension Vm_{em} générée aux bornes de la boucle primaire par la force électromotrice e_m , d'origine magnétique. La tension V_a devient :

$$V_a = Vm_{em} = \frac{e_m}{B_0} \frac{Zr_e}{Zr_m + Zr_e}. \quad (5.12)$$

5.1.2 Mesure de l'impédance

Nous présentons d'abord les différentes mesures de l'inductance et de la résistance de la boucle primaire : mesure par résonance au Q-mètre, mesure en tension et courant avec le pont d'impédance et l'analyseur de réseau et mesure par résonance sur la mesure en tension et courant à l'analyseur. Ensuite nous analyserons ensemble ces mesures, en les comparant à la modélisation.

5.1.2.1 Mesure au Q-mètre

Nous présentons dans le tableau ci-dessous les résultats des mesures effectuées avec deux capacités d'accord de 30pF et 50pF, connues à ± 1 pF :

| Capacité ajoutée (pF) | Fréquence de résonance (MHz) | Facteur de qualité | Résistance (mΩ) | Inductance (μH) | Capacité (pF) | Fréquence de résonance propre (MHz) |
|-----------------------|------------------------------|--------------------|-----------------|-----------------|---------------|-------------------------------------|
| 30±1 | 26,25±0,05 | 275±5 | 648±110 | 1,08±0,16 | 4,18±0,6 | 74,9±11,2 |
| 50±1 | 20,85±0,05 | 270±5 | 524±89 | | | |

Tableau 5.1 : Impédance et fréquence de résonance propre de la boucle primaire déduite de la mesure au Q-mètre.

Nous avons utilisé deux brins de fil de cuivre pour connecter la boucle au Qmètre, présentant une longueur approximative de 20cm. Ils apportent une inductance et une résistance parasites s'additionnant à celles de la boucle. Avec un diamètre de 0,5mm, ce fil ajoute une inductance de $0,24\mu\text{H}$ à l'inductance de la boucle. En tenant compte de l'effet de peau, sa résistance est de l'ordre de $155\text{m}\Omega$ à $20,85\text{MHz}$ et de $174\text{m}\Omega$ à $26,25\text{MHz}$.

Nous en déduisons l'impédance de la boucle primaire, tout en conservant la même incertitude absolue, soit une inductance de $0,84\pm 0,16\mu\text{H}$ et une résistance de $369\pm 89\text{m}\Omega$ à $20,85\text{MHz}$ et de $474\pm 110\text{m}\Omega$ à $26,25\text{MHz}$.

5.1.2.2 *Mesure au pont d'impédance*

Nous avons mesuré l'impédance de la boucle primaire entre 1kHz et 1MHz, à 22 fréquences différentes, en utilisant le modèle résistance et inductance en série de l'appareil. Ainsi nous obtenons directement la résistance ohmique et l'inductance propre de la boucle, considérant que la fréquence de résonance du montage est suffisamment haute pour ne pas influencer sur les mesures. Cette hypothèse nous semble vérifiée puisque la faible inductance de la boucle nécessite une capacité d'au moins 300pF en parallèle de celle-ci pour résonner en dessous de 10MHz.

La résistance attendue étant particulièrement faible, $43,5\text{m}\Omega$ en basse fréquence, nous devons surveiller la méthode de connexion de la boucle à l'appareil. Nous l'avons éloignée de l'écran d'affichage de l'appareil qui génère un rayonnement électromagnétique important, en la plaçant dans la cage de Faraday, elle-même reliée à la masse de l'appareil. Nous avons relié la boucle au pont par un câble bifilaire torsadé d'un mètre de long. Nous avons alors effectué une mesure de référence de la résistance et de l'inductance du câble en reliant les deux fils entre eux. Nous avons refait la mesure aux mêmes fréquences en connectant le câble à la boucle. Nous déduisons la résistance et l'inductance de la boucle primaire de la différence entre la mesure (boucle + câble) et la mesure de référence. En faisant l'hypothèse que la fréquence de résonance du montage est supérieure à 10MHz, nous considérons que les résistances et les inductances mesurées ne sont pas influencées par la capacité parasite du montage, donc la résistance et l'inductance du câble s'ajoutent en série avec celles de la boucle. La résistance du câble bifilaire mesurée au pont est de $124,5\text{m}\Omega$ à 1kHz. L'effet de peau apparaît au voisinage de 100kHz, où la résistance est de $135\text{m}\Omega$, à 1MHz elle atteint $321,5\text{m}\Omega$. Son inductance décroît continuellement mais faiblement, de $1,03\mu\text{H}$ à 1kHz à $0,94\mu\text{H}$ à 1MHz. Donc la résistance du câble est 3 à 7 fois supérieure à celle

attendue pour la boucle, par contre son inductance est du même ordre de grandeur que celle de la boucle. Ceci signifie que la mesure avec la boucle apporte une augmentation de la résistance de l'ordre de 25% à 1kHz à 12% à 1MHz. L'augmentation attendue sur la mesure de l'inductance est de l'ordre de 40%. Donc en effectuant une mesure comparative à l'aide de ce câble, son impédance ne risque pas de masquer celle de la boucle primaire, puisque l'augmentation attendue est au moins 10 fois supérieure à l'incertitude de mesure au pont, qui est de 0,5%. La variation de l'inductance permet de déterminer celle de la boucle avec une précision de l'ordre de 1,3%. Par contre la variation plus faible de la résistance augmente l'incertitude : elle est de 2% à 1kHz et de 4% à 1MHz.

5.1.2.3 Mesure directe à l'analyseur de réseau

Nous avons effectué cette mesure, telle qu'elle est décrite au paragraphe 4.4.3.1 (p.141), entre 1kHz et 100MHz en faisant deux acquisitions, l'une à basse fréquence (1kHz – 1MHz) et l'autre à haute fréquence (100kHz – 100MHz). Cette séparation permet de tenir compte de la variation de l'impédance. Nous conservons une décade commune afin de s'assurer de la qualité des acquisitions.

Pour cette mesure, la boucle primaire est reliée à la carte permettant de connecter les sondes de mesure par deux brins de fil de cuivre émaillé d'un diamètre de 800 μ m, d'une longueur totale de 33mm. Nous déduisons de la mesure de l'impédance de la boucle, la résistance et l'inductance théorique apportée par ces fils, qui s'ajoutent en série. La résistance en continu des brins, de 1,1m Ω , est négligeable devant celle de la boucle, mais son augmentation due à l'effet de peau peut fausser la mesure aux fréquences hautes. A 10MHz la résistance du fil est de l'ordre de 12,5m Ω , augmentant de 15% la valeur attendue pour la boucle. L'inductance propre d'un fil rectiligne dans l'air, de longueur l et de diamètre ρ [Grover, 1962], est :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left(Ln \frac{2l}{\rho} - 0,75 \right). \quad (5.13)$$

Nous en déduisons une inductance de 29nH, apportant un décalage constant de la mesure.

Pour nous affranchir de l'augmentation de l'impédance à la fréquence de résonance, qui est de 41 \pm 2MHz, nous avons déduit une capacité parasite de 20 \pm 2pF vue par la boucle à partir des mesures d'impédance par résonance sur le montage. A l'aide des équations (4.4) et (4.5) (p.145) nous calculons la résistance et l'inductance propre jusqu'à 20MHz, en appliquant à la boucle le modèle équivalent d'un bobinage (*Annexe A*). Au-delà de 20 MHz, des couplages parasites au sein

du montage faussent les mesures. L'effet de ces couplages est surtout visible sur la mesure de la phase où nous observons des fluctuations de quelques degrés. Comme celle-ci est proche de 90° entre 1MHz et la fréquence de résonance ($89,0^\circ$ à 1,2MHz et $89,5^\circ$ à 10MHz), ces fluctuations sont décuplées sur la résistance aboutissant à des valeurs négatives à certaines fréquences supérieures à 20MHz. Nous avons observé une résonance parasite du montage au voisinage de 50MHz.

La mesure d'impédance par résonance nous a permis d'obtenir une mesure du facteur de qualité de la boucle à 4 fréquences : 7,88MHz, 10,39MHz, 10,68MHz et 17,57MHz. Nous en avons déduit l'inductance et la résistance à ces fréquences. Nous avons au préalable mesuré les valeurs des capacités d'accord au pont d'impédance, observant une variation de l'ordre de 0,5pF entre 10kHz et 1MHz, soit une incertitude inférieure à 0,5%. Nous avons mesuré la fréquence de résonance, le facteur de qualité et l'impédance à la résonance sur la courbe d'amplitude et sur la courbe de phase, observant une différence inférieure à 1% entre les deux courbes.

Dans le tableau ci-dessous nous présentons les valeurs des inductances et des résistances de la boucle, corrigées des valeurs calculées des impédances élémentaires des fils de connexion.

| | | | | |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|-------|
| Fréquence de résonance (MHz) | 7,88 | 10,39 | 10,68 | 17,57 |
| Résistance (mΩ) | 146±3 | 172±3 | 176±4 | 81±2 |
| Inductance (nH) | 713±8 | 715±8 | 712±8 | |

Tableau 5.2 : Inductance et résistance de la boucle primaire mesurées par résonance avec le montage de mesure d'impédance en tension et courant à l'analyseur de réseau (Figure 4.6, p.142).

5.1.2.4 Analyse des mesures de l'inductance

Nous avons reporté sur la figure ci-dessous les résultats de l'ensemble des mesures de l'inductance de la boucle primaire, excepté la mesure par résonance au Q-mètre, donnant une valeur plus importante en raison de l'incertitude sur l'inductance des fils de connexion utilisés.

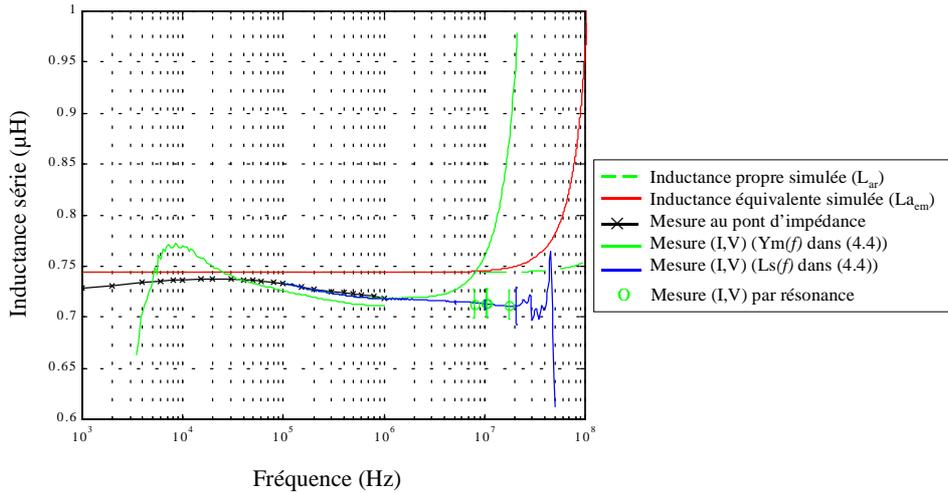


Figure 5.2 : Comparaison des mesures de l'inductance série de la boucle primaire avec la simulation électromagnétique.

Le modèle magnétostatique de la boucle primaire, suppose une inductance propre constante et égale à $0,744\mu\text{H}$. L'inductance de rayonnement magnétique du modèle électromagnétique, introduit une dépendance avec la fréquence à partir de 20MHz, mais qui reste négligeable jusqu'à 100MHz, où elle a augmenté de 1,3%. Par contre la branche électrique du schéma équivalent de la boucle, introduit une variation de l'inductance apparente plus importante en raison de la résonance qu'elle génère à 168MHz. Ainsi cette inductance augmente à partir de 5MHz, jusqu'à une fréquence supérieure à 100MHz, où elle est de $0,96\mu\text{H}$, soit 30% supérieure à sa valeur à 1MHz.

L'inductance mesurée au pont d'impédance entre 1kHz et 1MHz, varie entre $0,74\mu\text{H}$ et $0,72\mu\text{H}$, avec une incertitude de mesure est de 1,3% en chaque point de mesure. Nous en déduisons une inductance moyenne de $0,73\mu\text{H}$ à 1,7% près. Globalement, l'inductance mesurée décroît sur l'ensemble de la plage de mesure. Nous interprétons l'augmentation centrée sur 25kHz comme une perturbation d'origine magnétique, également observée sur certaines mesures du seuil de sensibilité du capteur, effectuées dans la cage de Faraday.

La mesure basse fréquence en tension et courant à l'analyseur de réseau, est similaire à la mesure au pont entre 100kHz et 1MHz, mais l'inductance mesurée est plus faible de $0,01\mu\text{H}$. En dessous de 100kHz, l'incertitude de mesure de l'inductance augmente : d'une part l'impédance de la boucle diminue, d'autre part le déphasage entre la tension et le courant devient nul, c'est pourquoi nous limitons la mesure à 3kHz. Au voisinage de 10kHz, nous observons une

augmentation de l'inductance similaire à la mesure au pont, que nous attribuons à un rayonnement magnétique parasite.

La mesure haute fréquence, obtenue avec le même montage, présente le même comportement que la mesure basse fréquence, entre 100kHz et 1MHz. Dans cet intervalle de fréquences, nous observons un décalage de 10nH entre les deux acquisitions, introduit par l'échange des sondes entre celle mesurant le courant et celle mesurant la tension. L'inductance de la boucle est donc la moyenne des deux acquisitions, déterminée avec incertitude de $\pm 0,7\%$. En déduisant l'inductance de 29nH apportée par les fils de connexion, nous obtenons une différence inférieure à 1% avec la mesure au pont. A plus haute fréquence l'inductance augmente rapidement à l'approche de la fréquence de résonance, voisine de 40MHz, avant de devenir négative, c'est pourquoi nous limitons cette courbe à 20MHz. Nous voyons qu'en nous affranchissant de la résonance, nous obtenons une inductance réelle jusqu'à 40MHz, en accord avec la mesure aux fréquences plus basses. L'incertitude sur la capacité du montage, 20 ± 2 pF, introduit une incertitude sur l'inductance corrigée de la résonance, augmentant en s'approchant de la fréquence de résonance. Cette incertitude reste inférieure à 3% jusqu'à 20MHz. Entre 25MHz et 40MHz, des couplages parasites introduisent des fluctuations dont l'effet est négligeable sur l'inductance, en raison de la phase mesurée proche de 90° . Ces fluctuations introduisent une incertitude de 5% sur la fréquence de résonance.

Globalement, les mesures montrent une inductance inférieure à la simulation entre 1kHz et 20MHz, avec une différence variant entre 1% et 6%. L'incertitude sur la capacité du montage et la validité des mesures limitée à 40MHz ne nous permettent pas de vérifier si l'inductance augmente comme le prévoit le modèle électromagnétique.

5.1.2.5 Comparaison des mesures de la résistance

Nous avons obtenu des mesures de la résistance série de la boucle primaire dans la bande (1kHz – 20MHz) par 4 méthodes différentes, à l'aide de 3 instruments. Nous comparons ces mesures sur la figure ci-dessous, avec la simulation de la résistance ohmique de la boucle, qui est la résistance du modèle magnétostatique, et avec la simulation de la résistance équivalente du modèle électromagnétique.

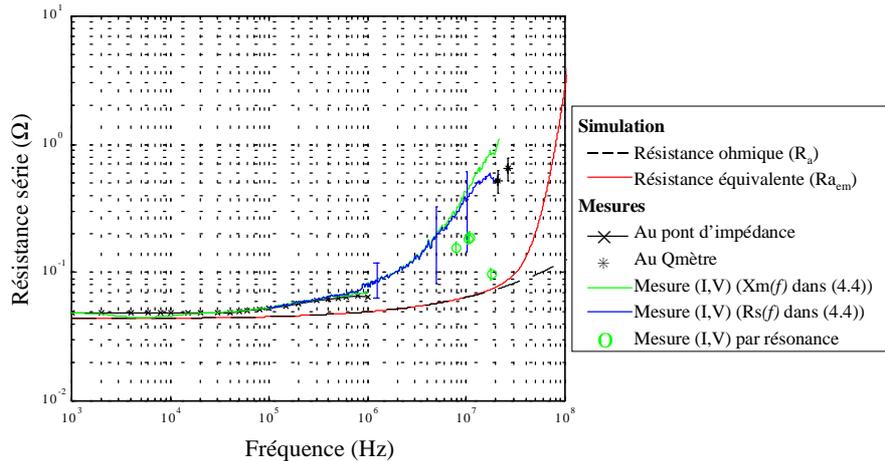


Figure 5.3 : Comparaison des mesures de la résistance de la boucle primaire.

Les deux modèles donnent la même résistance jusqu'à approximativement 20MHz. Celle-ci est égale à la résistance en continu jusqu'à quelques 100kHz, ensuite elle croît lentement en raison de l'effet de peau. Au-delà de 20MHz, la résistance équivalente du modèle électromagnétique diffère de la résistance ohmique parce que dans un premier temps la résistance de rayonnement magnétique devient prépondérante, puis parce que la capacité de rayonnement électrique induit une résonance.

La résistance mesurée au pont d'impédance est constante entre 1 et 30kHz, nous mesurons une résistance en continu de 48,1mΩ, soit 10% supérieure à la modélisation. De 30kHz à 1MHz, la résistance mesurée croît en fonction de la fréquence alors que la simulation la prévoit constante. Cette croissance ne suit pas la loi de variation de l'effet de peau.

Sur la mesure en tension et courant à l'analyseur de réseau nous avons appliqué la correction de l'amplitude déduite de la procédure d'étalonnage avec les fils de cuivre de différentes longueurs. A 1kHz, nous mesurons la même résistance qu'au pont. Sur l'ensemble de la bande de la mesure à basse fréquence (1kHz – 1MHz), la différence avec la mesure au pont varie de ±5mΩ. Au voisinage de 10kHz, le phénomène parasite augmentant l'inductance, introduit une chute de la résistance de 10%. Sur la mesure au pont, cet effet est atténué en raison de la mesure de référence effectuée au préalable. Au-delà de 20kHz, la résistance mesurée à l'analyseur devient supérieure à celle mesurée au pont.

Entre 100kHz et 400kHz, les deux acquisitions son en accord pour la résistance. A plus haute fréquence la résistance, mesurée avec l'acquisition haute fréquence (100kHz – 100MHz),

croît avec une pente plus importante, s'écartant davantage de la simulation. La déduction de la résonance ne réduit pas la résistance en dessous 10MHz. L'incertitude apportée par la phase entre 1 et 10MHz est de l'ordre de 30 à 50%. Mais elle ne suffit pas expliquer cette différence de mesure.

L'ensemble des mesures par résonance présente une fluctuation importante du facteur de qualité qui se retrouve sur la résistance. Néanmoins elle donne des valeurs plus faibles en raison d'une incertitude de mesure moins importante sur la phase. Mais son facteur de qualité, supérieur à 200, rend la mesure très sensible aux rayonnements parasites. Bien que nous ayons effectué les mesures dans la cage de Faraday, nous n'avons pu obtenir un montage aussi efficace que la mesure du seuil de sensibilité en raison de l'augmentation du nombre de câbles de mesure reliés à l'analyseur de réseau. La mesure est donc perturbée d'une part par un couplage entre les câbles et entre les sondes de mesure, d'autre part par des signaux parasites qu'ils captent. Nous supposons qu'une partie de ces signaux sont rayonnés par l'analyseur lui-même.

Nous concluons de ces mesures que nos montages de mesure ne nous permettent de la déterminer correctement la valeur la résistance de la boucle primaire qui très faible. Nous supposons que la qualité de la mesure est détériorée aux fréquences élevées par des rayonnements électromagnétiques parasites ambiants, captés par la boucle. L'incertitude sur la phase, proche de 90°, décuple leur effet sur la mesure de la résistance, mais pas sûr celle de l'inductance.

5.1.3 Mesure de la force électromotrice

5.1.3.1 *Mesure de la Fonction de transfert*

La mesure de la fonction de transfert de la boucle primaire nous permet de connaître sa force électromotrice. Nous présentons d'abord la mesure elle-même, au paragraphe suivant nous en déduirons la force électromotrice et nous comparerons l'utilisation des bobines d'Helmholtz et de la boucle d'excitation.

Nous avons effectué la mesure en connectant aux extrémités de la boucle primaire une sonde à haute impédance, non différentielle. Sa résistance d'entrée est de $10\text{M}\Omega$ et sa capacité de 12pF. La mesure a été faite entre 30kHz et 50MHz, à l'aide d'un oscilloscope et d'un générateur de tension sinusoïdale, dont la bande passante s'étend de quelques Hz à 50MHz. La limite basse de la mesure, 30kHz, est due à la très faible amplitude de la tension mesurée aux bornes de la boucle.

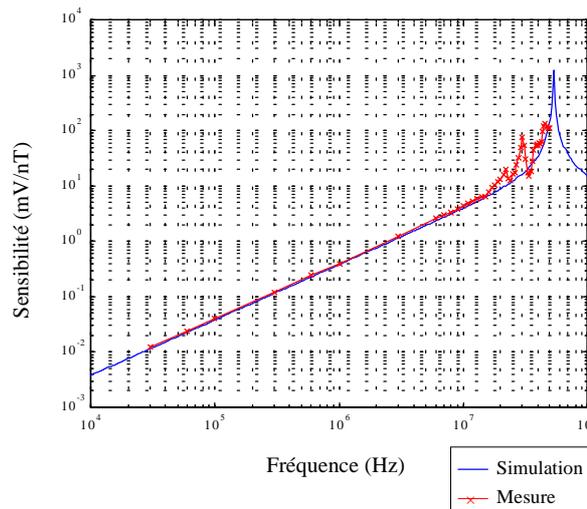


Figure 5.4 : *Mesure de la sensibilité de la boucle primaire et comparaison avec la simulation.*

La simulation montre que la fonction de transfert croît linéairement avec la fréquence jusqu'à 30 MHz. Ensuite sa croissance augmente en raison de la surtension à la fréquence de résonance. Avec une inductance de 744nH et une capacité de 12pF, cette fréquence de résonance se situe à 53MHz, elle ne peut donc pas être observée à l'aide des bobines d'Helmholtz.

La fonction de transfert mesurée croît linéairement avec la fréquence jusqu'à 15MHz. Des pics parasites apparaissent au-delà de 20MHz. Le pic à 30MHz peut être due à la fréquence de résonance des bobines. Nous voyons donc que l'utilisation des bobines est limitée à 10MHz, voire 15MHz.

Entre 30kHz et 15MHz, nous retrouvons par la mesure la force électromotrice simulée. A partir de la sensibilité spectrale de la boucle primaire, nous allons évaluer plus précisément l'incertitude de l'étalonnage avec les bobines d'Helmholtz et la boucle d'excitation.

5.1.3.2 *Mesure de la sensibilité spectrale aux fréquences basses*

Nous avons mesuré la fonction de transfert de la boucle primaire avec l'aide des bobines d'Helmholtz et de la boucle d'excitation, entre 10kHz et 10MHz. Nous avons connecté en série deux capacités de 1pF, réalisant ainsi un point milieu, pour mesurer la force électromotrice de la boucle primaire à l'aide d'une sonde différentielle. La boucle est chargée par une capacité de 0,5pF.

Sur la sonde mesurant le courant alimentant les générateurs de champ, nous avons ajouté un diviseur 1/10, présentant une impédance de 9MΩ et une capacité de 3pF, afin d'augmenter leur

fréquence de résonance, en particulier pour les bobines d'Helmholtz. Nous n'utilisons pas de diviseur avec la sonde mesurant la force électromotrice de la boucle primaire, afin de ne pas atténuer la tension mesurée. Ainsi nous améliorons la mesure aux fréquences basses, plus particulièrement avec la boucle d'excitation qui génère un champ plus faible. La sonde présente alors une impédance de $1\text{M}\Omega$ et une capacité de 7pF . Pour la simulation de la fonction de transfert de la boucle primaire, nous avons considéré une capacité totale de 8pF . Avec une inductance propre de 744nH , elle résonne à $65,2\text{MHz}$.

Nous avons mesuré la fonction de transfert avec les deux générateurs à l'intérieur et à l'extérieur de la cage de Faraday. Pour chaque configuration, nous avons effectué deux mesures en retournant la boucle primaire dans le champ magnétique. Cette méthode de mesure nous permet de nous affranchir des rayonnements parasites qui s'ajoutent dans un sens au champ d'excitation et s'en soustraient dans l'autre.

Sur la *Figure 5.5*, nous comparons la mesure avec les bobines d'Helmholtz à l'intérieur et à l'extérieur de la cage de Faraday. Nous présentons l'amplitude de la fonction de transfert moyenne obtenue en retournant la boucle dans le champ magnétique.

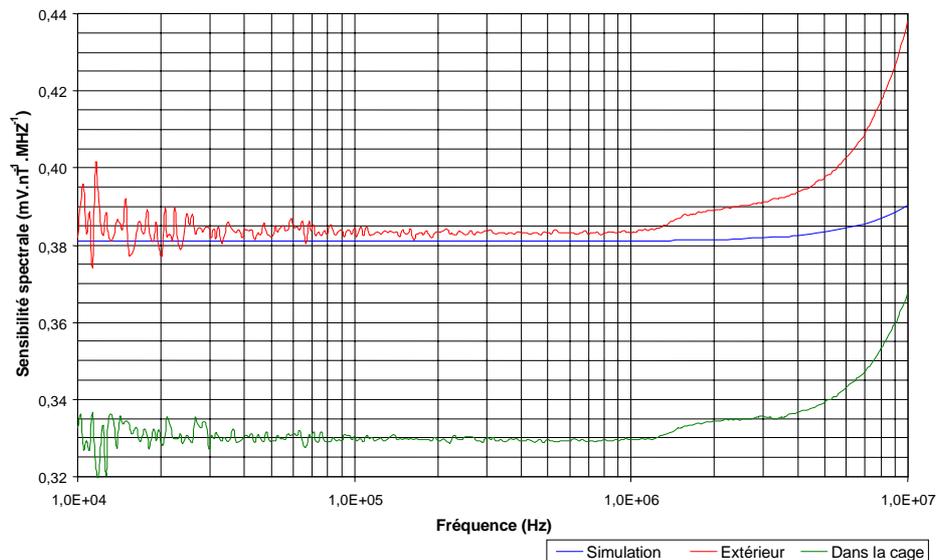


Figure 5.5 : Sensibilité spectrale de la boucle primaire déduite de la mesure avec les bobines d'Helmholtz mesurée entre 10kHz et 10MHz .

Nous montrons la simulation de l'amplitude de la sensibilité spectrale mesurée avec les bobines d'Helmholtz : en tenant compte de l'atténuation d'un facteur $0,985$ de l'amplitude du champ sur la surface de la boucle primaire et de la fréquence de résonance de $65,2\text{MHz}$. La simulation indique

ainsi une sensibilité spectrale de $0,381\text{mV.nT}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$, entre 10kHz et 1MHz. A plus haute fréquence, celle-ci augmente en raison de l'approche de la fréquence de résonance de la boucle.

La mesure à l'intérieur de la cage de Faraday montre une chute de 14% de la sensibilité par rapport à la mesure à l'extérieur. Dans cette seconde configuration, le montage est distant d'au moins 50cm de tout objet métallique et du sol. La valeur moyenne de la sensibilité spectrale entre 100kHz et 1MHz est de $0,383\text{mV.nT}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$, soit supérieure de 0,6% à la modélisation, en tenant compte de la diminution de l'amplitude du champ magnétique sur la surface de la boucle primaire.

Sur la *Figure 5.6* nous avons rajouté les fonctions de transfert moyennes mesurées avec la boucle d'excitation. En raison du champ plus faible généré par la boucle d'excitation, nous observons une fluctuation importante en dessous de 100kHz, c'est pourquoi nous présentons la mesure entre 100kHz et 10MHz. Nous comparons encore les mesures à la simulation suivant les conditions de mesure avec les bobines d'Helmholtz.

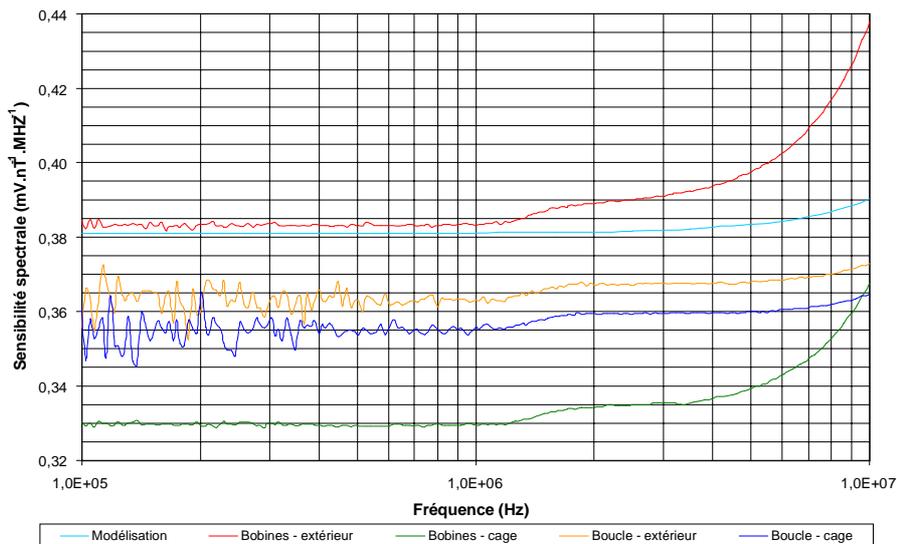


Figure 5.6 : Comparaison de la sensibilité spectrale de la boucle primaire calculée à partir de la mesure avec les bobines d'Helmholtz et la boucle d'excitation.

La différence de sensibilité spectrale entre la mesure à l'intérieur à de la cage de Faraday et celle à l'extérieur est beaucoup moins importante dans le cas de la boucle d'excitation que dans le cas des Bobines d'Helmholtz. Cette différence est seulement de 2,4%. Elle s'explique par la taille plus petite de la boucle d'excitation, l'ensemble du dispositif est ainsi plus éloigné des parois de la cage. L'amplitude de la sensibilité spectrale mesurée à l'extérieur a une valeur moyenne de $0,363\text{mV.nT}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$ entre 100kHz et 1MHz, soit 5% inférieure à la modélisation. Nous supposons

que cette différence vient des incertitudes sur le diamètre de la boucle d'excitation et sur son positionnement. En effet, le champ qu'elle génère n'étant pas uniforme comme celui des bobines d'Helmholtz, le centrage et l'alignement dans le plan de la boucle primaire doivent être précis.

Sur toutes les courbes nous observons un décalage de la sensibilité spectrale de $0,02\text{mV}\cdot\text{nT}^{-1}\cdot\text{MHz}^{-1}$ à partir de 1,5MHz, que nous supposons dû aux les instruments de mesure. A plus haute fréquence, la sensibilité spectrale augmente, mais de façon différente suivant le générateur de champ utilisé. L'augmentation est nettement plus importante avec les bobines d'Helmholtz qu'avec la boucle d'excitation.

Dans le cas de la boucle d'excitation, la courbe présente un décalage constant avec la simulation. L'augmentation est donc due à la résonance de la boucle primaire, prise en compte par la simulation.

Dans le cas des bobines d'Helmholtz, l'augmentation est plus importante que celle de la simulation. Nous attribuons l'écart avec la simulation, à l'augmentation de l'impédance en raison de la proximité de leur fréquence de résonance. Ceci signifie que le champ magnétique qu'elles génèrent n'est plus proportionnel au courant les alimentant, nous sommes donc à la limite d'un comportement magnétostatique.

En conclusion, Nous avons vérifié d'une part la sensibilité spectrale de la boucle primaire, avec une précision meilleure que 1%, d'autre part la qualité de l'étalonnage avec les deux générateurs de champ.

Pour les bobines d'Helmholtz, nous avons vu qu'elles permettaient un étalonnage très précis. Mais nous avons également constaté que la cage de Faraday n'était pas adaptée à leur taille et que la limitation de leur utilisation à 10MHz est justifiée, puisque nous mesurons un écart de sensibilité spectrale de 12% par rapport à la valeur mesurée à 2MHz.

Pour la boucle d'excitation, nous avons montré qu'elle génère un champ constant jusqu'à 10MHz, au moins, et que la perturbation due à la cage de Faraday est négligeable. Nous avons vu que l'incertitude de positionnement ne permet pas un étalonnage aussi précis, mais elle est seulement de 5%.

5.2 Antenne

5.2.1 Modélisation

Nous voulons vérifier expérimentalement les caractéristiques de l'antenne introduites dans la modélisation, c'est-à-dire son impédance Z_{ant} vue au secondaire, constituée de la résistance Rs_{ant} , de l'inductance Ls_{ant} et de la capacité C_{ant} , ainsi que sa fonction de transfert en champ électromagnétique V_{ant} . Ces caractéristiques sont définies à partir des impédances élémentaires du schéma électrique équivalent de l'antenne. Dans une première étape, nous analyserons les mesures en considérant un modèle simple où cette résistance et cette inductance, apparaissant en série avec la force électromotrice équivalente de l'antenne, peuvent être estimées avec précision. Ensuite (§ 5.2.2.8, p.212), nous déduirons de la modélisation de la capacité équivalente de l'antenne, une estimation de la résistance due aux pertes diélectriques, que nous comparerons avec les mesures. Nous analyserons alors l'impédance de l'antenne en ajoutant la contribution de ces pertes.

Nous rappelons ici l'expression de ces éléments introduits au chapitre 3. L'impédance de l'antenne s'écrit en fonction de sa résistance, son inductance et sa capacité :

$$Z_{ant} = \frac{Rs_{ant} + j\omega Ls_{ant}}{1 - \omega^2 Ls_{ant} C_{ant} + j\omega Rs_{ant} C_{ant}}. \quad (5.14)$$

Nous exprimons la résistance et l'inductance en fonction des paramètres de la modélisation :

- Ra_{em} et La_{em} : respectivement la résistance et l'inductance équivalente du modèle électromagnétique de la boucle primaire ;
- A_{L0} : l'inductance spécifique du bobinage dans l'air, ayant la même section que le tore ;
- N_{bob} : le nombre de spires du bobinage secondaire ; c'est également le rapport de transformation des enroulements, vu au secondaire ;
- μ_r' et μ_r'' : respectivement les perméabilités relatives primaire et seconde du tore ;
- R_b : la résistance ohmique du bobinage secondaire, tenant compte de l'effet de peau.

La résistance de l'antenne s'écrit en fonction des paramètres présentés :

$$Rs_{ant} = R_b + \omega N_{bob}^2 \mu_r'' A_{L0} \left(1 - \frac{A_{L0}^2 (\mu_r'^2 + \mu_r''^2) + \mu_r' A_{L0} La_{em}}{\left(\frac{Ra_{em}}{\omega} + \mu_r'' A_{L0} \right)^2 + (La_{em} + \mu_r' A_{L0})^2} \right) + \frac{Ra_{em} N_{bob}^2 A_{L0}^2 (\mu_r'^2 - \mu_r''^2)}{\left(\frac{Ra_{em}}{\omega} + \mu_r'' A_{L0} \right)^2 + (La_{em} + \mu_r' A_{L0})^2}, \quad (5.15)$$

L'expression de l'inductance de l'antenne est :

$$Ls_{ant} = N_{bob}^2 \mu_r' A_{L0} \left(1 - \frac{A_{L0}^2 (\mu_r'^2 + \mu_r''^2) + 2\mu_r'' A_{L0} \frac{Ra_{em}}{\omega}}{\left(\frac{Ra_{em}}{\omega} + \mu_r'' A_{L0} \right)^2 + (La_{em} + \mu_r' A_{L0})^2} \right) - \frac{La_{em} N_{bob}^2 A_{L0}^2 (\mu_r'^2 - \mu_r''^2)}{\left(\frac{Ra_{em}}{\omega} + \mu_r'' A_{L0} \right)^2 + (La_{em} + \mu_r' A_{L0})^2} \cdot \quad (5.16)$$

Nous négligeons l'inductance de fuite du bobinage secondaire, qui est l'inductance propre des fils de sortie, car elle représente moins de 0,1% de l'inductance du bobinage. Cette inductance s'ajouterait en série à l'inductance de l'antenne.

Les effets capacitifs au sein de l'antenne sont modélisés par la capacité équivalente, C_{ant} , apparaissant aux bornes de l'antenne et déterminant sa fréquence de résonance. De la modélisation, nous avons déduit 3 contributions prépondérantes :

- la capacité entre le primaire et le secondaire,
- la capacité entre les spires extrêmes du bobinage,
- la capacité parasite introduite dans le montage par la sonde ou le préamplificateur.

Comme nous l'avons indiqué pour la boucle primaire, nous avons effectué l'étalonnage uniquement en champ magnétique. Nous considérons donc la fonction de transfert correspondante V_{ant_m} et nous négligeons celle en champ électrique V_{ant_e} . La fonction de transfert de l'antenne mesurée dépend de la réponse de la boucle primaire au champ magnétique $V_{m_{em}}$ (§ 5.1.1.5, p.176) :

$$V_{ant} = V_{ant_m} = \frac{V_{m_{em}}}{1 - \omega^2 Ls_{ant} C_{ant} + j\omega R_{s_{ant}} C_{ant}} G_{Thev}, \quad (5.17)$$

Où G_{Thev} est :

$$G_{Thev} = \frac{R_b + \omega \mu_r'' A_{L0} N_{bob} (N_{bob} - 1) + j\omega \mu_r' A_{L0} N_{bob} (N_{bob} - 1)}{Ra_{em} + R_b + \omega \mu_r'' A_{L0} (N_{bob} - 1)^2 + j\omega (La_{em} + \mu_r' A_{L0} (N_{bob} - 1)^2)}. \quad (5.18)$$

Parmi ces paramètres, seuls A_{L0} et N_{bob} sont indépendants de la fréquence.

Pour tenir compte de l'effet de peau sur la résistance ohmique du bobinage R_b , nous utilisons la relation empirique suivante permettant de calculer la résistance d'un fil de cuivre émaillé en fonction de la fréquence [LGM, 1999] :

$$R_b = R_{b0} \left(0,25 + \sqrt[6]{0,18 + \left(\frac{d_{cu}}{4\delta} \right)^6} \right), \quad (5.19)$$

où R_{b0} est la résistance en continu du fil, d_{cu} est le diamètre de cuivre du fil et δ est l'épaisseur de peau définie par la relation (5.2) (p.172).

Pour introduire dans la simulation le comportement des perméabilités μ_r' et μ_r'' en fonction de la fréquence, nous avons numérisé les données du constructeur, complétées par des mesures au pont d'impédance pour les fréquences inférieures à 1MHz. Le matériau 4C65 de Philips® [1998], que nous avons choisi, est caractérisé par une perméabilité statique relative μ_{stat} égale à 125 et une fréquence ferromagnétique f_μ de 50MHz.

L'antenne dont nous comparons la simulation et la mesure est constituée de la boucle primaire décrite au paragraphe 5.1 (p.171) et d'un bobinage de 50 spires, réalisé avec du fil de cuivre émaillé d'un diamètre de 500 μ m. Il est enroulé sur un tore ayant une perméabilité statique relative de 125 et une inductance spécifique de 170nH. Ces données, fournies par le constructeur [Philips, 1998], sont les valeurs moyennes obtenues à la fabrication avec une précision de 20% pour la perméabilité et de 25% pour l'inductance spécifique. Nous en déduisons une incertitude de 5% due à la géométrie du tore.

Nous allons d'abord présenter les mesures d'impédance. Nous décrirons les mesures de la résistance ohmique du fil de cuivre et des perméabilités μ_r' et μ_r'' du tore, utilisés pour réaliser le bobinage secondaire. Nous vérifierons ensuite la résistance et l'inductance de cet enroulement. Puis nous analyserons les mesures de la résistance, de l'inductance et du facteur de qualité de l'antenne. Des mesures par résonance nous déduirons sa capacité et la résistance équivalente aux pertes diélectriques. Ce qui nous amènera à reconsidérer la résistance et le facteur de qualité de l'antenne. Nous présenterons également une étude de différentes méthodes de bobinage sur le tore afin de réduire la capacité de l'antenne.

5.2.2 Mesure des impédances

5.2.2.1 Mesure de la résistance ohmique du bobinage

Pour le bobinage secondaire, nous avons utilisé du fil de cuivre émaillé standard, ayant un diamètre de cuivre d_{cu} de 500 μ m et un diamètre extérieur d_{fil} de 548 μ m, correspondant à une isolation constituée d'une seule couche d'email.

Nous considérons une température ambiante de $25 \pm 5^\circ\text{C}$, qui est la température des locaux dans lesquels nous avons effectué toutes nos mesures. Nous considérons une résistivité électrique du cuivre ρ_{cu} standard, de $17,3 \text{ m}\Omega \cdot \text{mm}^2/\text{m}$, car nous n'avons pas de valeur spécifiée par le fabricant. La variation de la température des locaux tout au long de l'année et l'incertitude sur la qualité du cuivre induisent une incertitude de $\pm 0,3 \text{ m}\Omega \cdot \text{mm}^2/\text{m}$ sur la résistivité, soit 1,7%. Ceci équivaut à une résistance ohmique du fil R_{bo} de $88,1 \pm 1,5 \text{ m}\Omega/\text{m}$ en continu. Nous considérons également une incertitude de 0,5% introduite par la manipulation du fil, comme la déformation, la découpe ou l'étamage des extrémités. Nous avons ainsi une incertitude sur la connaissance de la résistance en continu de 2,2%, avant toute mesure.

Nous avons mesuré la résistance ohmique de ce fil de cuivre en fonction de la fréquence au pont d'impédance et par la méthode tension-courant (Mesure (I,V)) à l'analyseur de réseau. Ayant fait les mesures avec des échantillons de longueur différente, nous comparons les mesures en terme de résistance par unité de longueur.

Mesure au pont d'impédance

Nous avons mesuré au pont d'impédance la résistance d'un échantillon de 1,166m de ce fil de cuivre. Pour cette mesure nous n'avons pas besoin d'ajouter de connecteur spécifique entre le fil et le pont, puisque ce dernier dispose d'une interface adaptée. En ajoutant la précision du pont d'impédance, de 0,5%, la résistance ohmique du fil de cuivre est connue à 2,7% près.

Mesure en tension et courant à l'analyseur de réseau

En utilisant la méthode courant-tension avec l'analyseur de réseau, nous avons mesuré l'impédance complexe de 4 échantillons de longueurs différentes, 0,5m, 1,0m, 2,0m et 3,0m, du même fil de cuivre, entre 100Hz et 100MHz. Comme pour la mesure de la résistance de la boucle primaire, nous avons réalisé celle-ci en deux étapes : une acquisition basse fréquence, dans la bande (100Hz - 1MHz) et une acquisition haute fréquence (100kHz - 100MHz). Comme cette mesure a été utilisée pour étalonner la méthode de mesure, nous l'avons déjà décrite au paragraphe 4.4.3.1 (p.141). Nous rappelons seulement les incertitudes de mesure que nous en avons déduites.

L'utilisation de plusieurs échantillons permet d'obtenir une incertitude sur l'amplitude de 2% entre 100Hz et 30MHz. En donnant au fil la forme en « T » d'un dipôle électrique replié, nous diminuons son inductance d'un facteur 2 à 3, par rapport à celle d'une boucle. Ainsi le déphasage

entre la tension et le courant approche 90° à une fréquence plus haute. Ceci réduit l'incertitude sur la mesure de ce paramètre, qui est la contribution principale à l'incertitude de mesure de la résistance au-delà de 1MHz. A cette fréquence, le déphasage est réduit seulement de 2° , par contre l'incertitude est divisée par 2. Elle est de 8% au lieu de 16%. Une réduction du déphasage de 1° à 6MHz et de $0,5^\circ$ à 10MHz, diminue l'incertitude respectivement de 33% à 18% et de 33% à 20%.

En incluant l'incertitude de 2,2% sur les caractéristiques du fil, nous obtenons une incertitude de 5% entre 100Hz et 100kHz, qui atteint 12% à 1MHz et 24% à 10MHz.

Comparaison des mesures avec la simulation

Nous avons reporté sur la figure suivante, la résistance par unité de longueur mesurée avec ces deux montages. Pour la mesure à l'analyseur de réseau, nous avons corrigé l'effet de la résonance dans l'acquisition haute fréquence, puis nous avons calculé la résistance moyenne sur les 4 échantillons.

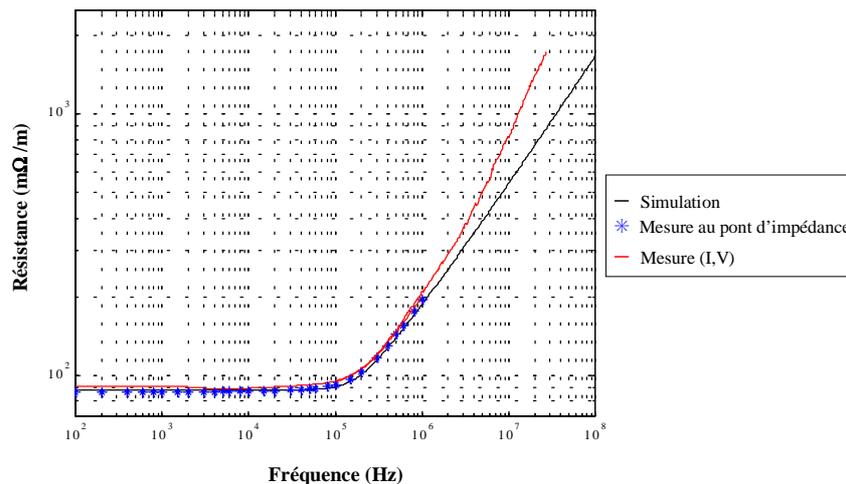


Figure 5.7 : Mesure de la résistance ohmique du fil de cuivre émaillé de $500\mu\text{m}$ de diamètre, entre 100Hz et 30MHz au pont d'impédance et à l'analyseur de réseau.

La simulation indique une résistance en continu du fil de $88,1\text{m}\Omega/\text{m}$, constante jusqu'à approximativement 70kHz, fréquence à laquelle la profondeur de pénétration du courant est égale au rayon du fil, soit $250\mu\text{m}$. A cette fréquence la résistance a augmenté de 1% par rapport à sa valeur en continu. Au-delà, l'effet de peau augmente la résistance. A partir de 1MHz, nous pouvons considérer que celle-ci croît comme la racine carrée de la fréquence.

Les mesures vérifient la résistance en continu du fil dans la limite d'une incertitude de mesure de 3%. Les courbes montrent l'apparition de l'effet de peau à une fréquence inférieure à celle calculée par la simulation : 30kHz pour la mesure au pont et 50kHz pour la mesure à l'analyseur de réseau. Mais l'incertitude de mesure est trop importante pour obtenir une meilleure précision.

A plus haute fréquence, la mesure au pont d'impédance est cohérente avec la simulation dans la limite d'une incertitude de 3% jusqu'à 800kHz et de 4% jusqu'à 1MHz. L'écart entre la mesure à l'analyseur de réseau et la simulation est en accord avec l'incertitude de mesure jusqu'à 2MHz, 15% à cette fréquence. Au-delà, cet écart croît proportionnellement à la fréquence, en raison de couplages parasites dans le montage, qui limitent la qualité de la mesure à 30MHz.

5.2.2.2 *Mesure des caractéristiques du tore*

Afin d'améliorer la modélisation de l'antenne, nous avons vérifié expérimentalement trois paramètres définissant l'inductance et la résistance équivalente aux pertes du noyau magnétique : son inductance spécifique équivalente dans l'air A_{L0} , sa perméabilité primaire μ_r' et sa perméabilité seconde μ_r'' . Nous voulons d'une part réduire l'incertitude sur la perméabilité primaire, donnée avec une précision de 20% par le constructeur [Philips, 1998] et d'autre part avoir une estimation de la perméabilité seconde du matériau en dessous de 8MHz, car elle n'est pas indiquée.

L'inductance spécifique dans l'air est déduite de la mesure des caractéristiques géométriques du tore. C'est un facteur de forme indépendant de la fréquence et de la perméabilité du matériau. Pour mesurer la perméabilité complexe, nous avons enroulé deux bobinages de 34 spires avec du fil de cuivre émaillé de 500 μ m de diamètre sur le noyau. Nous avons mesuré leur résistance et leur inductance au pont d'impédance entre 100Hz et 1MHz, en les connectant de différentes manières, suivant la méthode décrite par Peuzin [1996]. Nous avons utilisé le Q-mètre pour mesurer l'impédance au-delà de 1MHz et estimer leur capacité, afin de mieux interpréter la mesure au pont.

Inductance spécifique du bobinage dans l'air :

Nous avons mesuré le diamètre extérieur d_o , le diamètre intérieur d_i et la hauteur h_t du tore que nous avons monté sur l'antenne, avec une précision de +/- 0,1mm. En déduisant le revêtement

d'environ 0,3mm déposé sur le tore, les dimensions brutes sont : $d_o = 35,7\text{mm}$, $d_i = 22,6\text{mm}$ et $h_t = 14,8\text{mm}$ à +/- 0,1mm.

A l'aide de la relation suivante :

$$A_{L0} = \mu_0 \frac{h_t}{2\pi} \ln \frac{d_o}{d_i}, \quad (5.20)$$

nous calculons une inductance spécifique dans l'air de 1,355nH, avec une précision de 0,035nH, soit 2,6%. Nous déduisons des données du constructeur une inductance spécifique équivalente dans l'air de 1,360nH, connue avec une précision de 5%. Notre échantillon présente donc les caractéristiques géométriques moyennes de fabrication. Ainsi la mesure des dimensions du tore nous permet de réduire de moitié l'incertitude sur ce paramètre.

Mesure de la perméabilité complexe au pont d'impédance:

Suivant la méthode proposée par Peuzin [1996], nous avons réalisé deux enroulements identiques de 34 spires sur le tore en utilisant deux fils de même longueur (1,505m à $\pm 0,5\%$). Ils sont bobinés suivant la technique « deux fils en main », c'est-à-dire que leurs spires sont intercalées et parallèles, comme nous pouvons le voir sur la *Figure 5.8*.

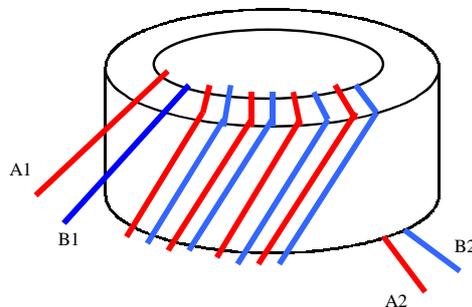


Figure 5.8 : Méthode de bobinage « deux fils en main ».

Nous mesurons au pont d'impédance leur résistance série et leur inductance série entre 100Hz et 1MHz selon 5 configurations de connexion. Supposant les deux enroulements identiques, nous définissons R_{bob} , R_n et L , respectivement, comme la résistance ohmique, la résistance due aux pertes magnétiques et l'inductance d'un bobinage. La résistance série R_s et l'inductance série L_s mesurées dans chaque cas sont reliées à ces impédances comme suit :

- mesure 1 : bobinage A connecté, bobinage B en l'air : $R_s = R_{bob} + R_n$ et $L_s = L$;

- mesure 2 : bobinage B connecté, bobinage A en l'air : $R_s = R_{bob} + R_n$ et $L_s = L$;
- mesure 3 : bobinages A et B connectés en série, sens soustractif : $R_s = 2R_{bob}$ et $L_s = 0$;
- mesure 4 : bobinages A et B connectés en série, sens additif : $R_s = 2R_{bob} + 4R_n$ et $L_s = 4L$;
- mesure 5 : bobinages A et B connectés en parallèle : $R_s = \frac{1}{2}R_{bob} + R_n$ et $L_s = L$.

La résistance R_n et l'inductance L sont fonction de la perméabilité complexe, de l'inductance spécifique dans l'air, du nombre de spires N et de la fréquence f (relations (3.74) et (3.75), p.87) :

$$R_n = 2\pi f \mu_r'' N^2 A_{L0} \text{ et } L = \mu_r' N^2 A_{L0}.$$

Les mesures 1 et 2 nous permettent de vérifier qu'il n'y a pas de différence importante entre les deux enroulements, principalement pour leur résistance ohmique. La configuration 3 annule les contributions des inductions magnétiques générées dans les bobinages. La combinaison de cette mesure avec les quatre autres permet de dissocier la résistance ohmique et la résistance de pertes du noyau. Nous avons ajouté à cette méthode, deux mesures préliminaires, consistant en la mesure de la résistance ohmique de chaque fil avant d'être bobiné. C'est une méthode complémentaire de la mesure 3 pour connaître la résistance ohmique.

Pour que ces mesures soient correctes, la fréquence de résonance du montage doit être nettement supérieure à la plus haute fréquence de mesure, sinon la capacité doit être prise en compte. Avec le pont d'impédance, nous n'observons pas la fréquence de résonance, c'est pourquoi nous pouvons seulement estimer sa valeur à partir des mesures au Q-mètre. Le constructeur ne donne pas d'information sur la capacité d'entrée du pont, mais nous avons mesuré une contribution, associée à celle des capacités parasites de connexion, de l'ordre de $0,10 \pm 0,05$ pF.

Mesure de la perméabilité complexe au Q-mètre :

Nous avons effectué une mesure par résonance au Q-mètre sur chaque bobinage, laissant le second ouvert, et sur les bobinages reliés en parallèle. Ce sont donc des mesures équivalentes aux mesures 1, 2 et 5 effectuées avec le pont. Les capacités sont connues avec une incertitude de ± 1 pF. Nous avons mesuré la fréquence de résonance avec une précision de ± 5 kHz et le facteur de qualité à ± 5 près.

Dans le tableau ci-dessous, nous avons reporté les fréquences de résonance et les facteurs de qualité mesurés sur chaque enroulement, avec deux capacités d'accord. Nous avons calculé leur inductance et leur résistance totale. Nous en avons déduit la perméabilité primaire du noyau et sa

perméabilité seconde en calculant la résistance ohmique du fil de cuivre aux fréquences de mesure, à l'aide de la simulation. Cette résistance est de $351\text{m}\Omega$ à $1,635\text{MHz}$ et de $382\text{m}\Omega$ à $1,96\text{MHz}$. Elle est connue avec une précision de 2,7%.

| Bobinage de 34 spires | Capacité ajoutée | Fréquence de résonance | Facteur de qualité | Inductance | μ_r' | Résistance totale | μ_r'' |
|--------------------------|---------------------|---------------------------|-----------------------|----------------------------|-----------------|--------------------------|----------------------|
| A (mesure 1) | 30pF | 1,97MHz | 312 | 193 $\pm 11\mu\text{H}$ | 123 ± 11 | 7,65 $\pm 0,45\Omega$ | 0,375 $\pm 0,045$ |
| | 45pF | 1,64MHz | 340 | | | 5,84 $\pm 0,34\Omega$ | 0,340 $\pm 0,041$ |
| B (mesure 2) | 30pF | 1,95MHz | 315 | 192 $\pm 11\mu\text{H}$ | 122 ± 11 | 7,45 $\pm 0,45\Omega$ | 0,368 $\pm 0,044$ |
| | 45pF | 1,63MHz | 340 | | | 5,77 $\pm 0,35\Omega$ | 0,338 $\pm 0,041$ |
| A // B (mesure 5) | 30pF | 1,96MHz | 310 | 196 $\pm 11\mu\text{H}$ | 125 ± 11 | 7,79 $\pm 0,46\Omega$ | 0,384 $\pm 0,046$ |
| | 45pF | 1,63MHz | 350 | | | 5,74 $\pm 0,34\Omega$ | 0,336 $\pm 0,040$ |

Tableau 5.3 : Estimation de la perméabilité complexe du tore à partir de la mesure par résonance au Q-mètre.

Nous obtenons une estimation de l'inductance du tore à 6% près. En ajoutant la précision sur l'inductance spécifique équivalente dans l'air, l'incertitude sur la perméabilité μ_r' est de 9%. Pour la perméabilité μ_r'' , elle est de 12%. Cette incertitude est supérieure à celle de la mesure au pont d'impédance.

Des mesures au Q-mètre, nous déduisons la capacité équivalente vue par chaque bobinage avec une incertitude de 40%. Elle est de $3,9\pm 1,6\text{pF}$ pour le bobinage A, de $4,8\pm 1,9\text{pF}$ pour le bobinage B et de $3,6\pm 1,4\text{pF}$ lorsqu'ils sont connectés en parallèle.

En comparant le montage à un transformateur, nous déduisons un schéma équivalent dans lequel nous distinguons deux types de capacité apparaissant entre les extrémités des enroulements :

la capacité propre de chaque enroulement C_{bob} et la capacité entre enroulements, C_{AB} . Sur la figure ci-dessous nous schématisons chaque configuration de mesure.

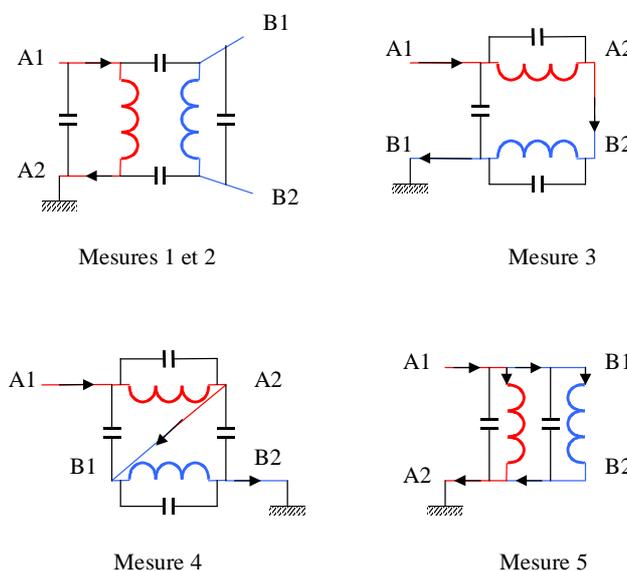


Figure 5.9 : Schémas équivalents des configurations suivant le mode de connexion des bobinages.

Pour les mesures 1 et 2, nous avons deux capacités C_{AB} car les deux extrémités du bobinage non connecté sont en l'air. Par analogie avec un transformateur, ces deux capacités apparaissent en parallèle aux bornes du bobinage mesuré, d'où : $C_1 = C_2 = 2 \times (C_{AB} + C_{bob})$. Remarquons qu'en connectant une des extrémités du bobinage en l'air, nous réduisons la capacité entre spires. Pour les mesures 3 et 4, nous déduisons $C_3 = C_{AB} + C_{bob}/2$ et $C_4 = 2 \times C_{AB} \times C_{bob} / (C_{AB} + C_{bob})$. Pour la mesure 5, nous court-circuitons la capacité C_{AB} donc $C_5 = 2 \times C_{bob}$.

Nous retrouvons une capacité plus faible pour la mesure 5 que pour les mesures 1 et 2, comme nous l'avons mesuré au Q-mètre.

Nous en déduisons une capacité $C_{bob} = 1,8 \pm 0,7 \text{ pF}$. La capacité C_{AB} entre les enroulements est de l'ordre de 0,3 à 1,2 pF. Sa valeur maximale est de 4,5 pF, en incluant l'incertitude de mesure. Nous en déduisons une valeur moyenne de C_{AB} de 2,9 pF. Nous expliquons la différence de capacité entre les bobinages A et B, par une disposition différente des extrémités de l'enroulement non connecté, qui se trouvent plus ou moins proche de celles de l'enroulement caractérisé. Les capacités équivalentes des mesures 3 et 4 sont alors : $C_3 = 3,8 \text{ pF}$ et $C_4 = 2,2 \text{ pF}$.

Nous aboutissons ainsi à une estimation de la capacité équivalente des montages, vue en parallèle de l'inductance que nous pouvons introduire dans les mesures faites au pont d'impédance.

Dans les valeurs de capacité obtenues avec le Q-mètre, nous ne pouvons pas distinguer la capacité propre du montage de la capacité de connexion. Mais nous voyons que la capacité de connexion du pont est négligeable devant ces valeurs, aussi les considérons-nous comme des valeurs maximales.

Nous déduisons pour les mesures au pont les fréquences de résonance suivantes :

- mesure 1 : 5,8MHz ;
- mesure 2 : 5,3MHz ;
- mesure 3 : l'estimation d'une fréquence de résonance n'a pas de sens puisque les deux enroulements annulent l'inductance équivalente et réduisent considérablement la capacité équivalente; l'hypothèse d'une asymétrie des inductances de l'ordre de $1\mu\text{H}$ et d'une capacité de 4pF générerait une résonance supérieure à 100MHz ;
- mesure 4 : la capacité et l'inductance équivalentes sont respectivement de $2,2\text{pF}$ et $770\mu\text{H}$, générant une résonance à 3,9MHz ;
- mesure 5 : 6,0MHz.

Pour les mesures 1, 2 et 5, nous considérons la fréquence de résonance propre observée lors de la mesure au Q-mètre. Excepté la configuration 3, la fréquence de résonance des montages est 4 à 6 fois supérieure à la plus haute fréquence de mesure, 1MHz. Cela explique que l'impédance mesurée au pont soit légèrement majorée à partir de 500kHz, dans la mesure où celle-ci est augmentée dès le $1/10^{\circ}$ de la fréquence de résonance.

Déduction de la perméabilité primaire :

Sur la *Figure 5.10* nous présentons la perméabilité primaire moyenne calculée à partir des mesures 1, 2, 4 et 5 au pont d'impédance entre 100Hz et 1MHz et la valeur moyenne des 3 mesures au Qmètre, celles-ci étant faites dans un même intervalle de fréquences.

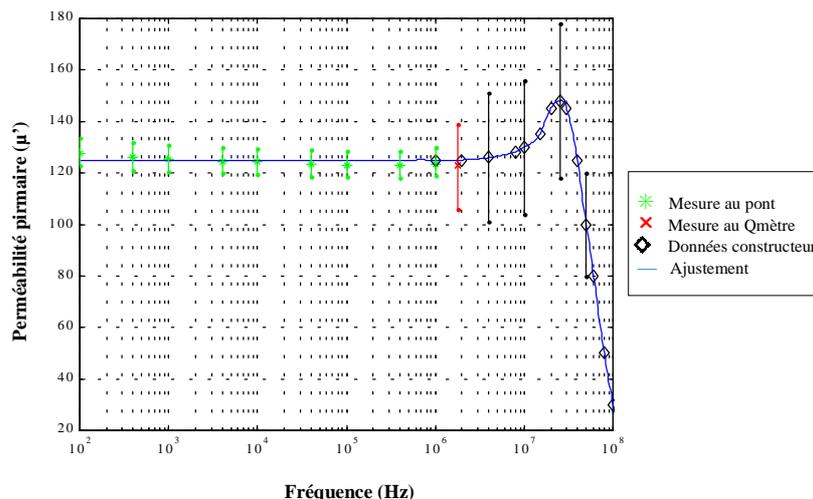


Figure 5.10 : Mesures de la perméabilité primaire au pont d'impédance et au Q-mètre comparées aux données du constructeur, définissant l'ajustement utilisé pour la simulation.

L'ensemble des mesures au pont d'impédance montre que la perméabilité primaire du tore est égale à 125, avec une précision de 4%. Entre 100Hz et 1MHz, nous observons une baisse continue de la perméabilité. Celle-ci est légèrement inférieure à 125 au-delà de 10kHz. La mesure au Q-mètre conforte la mesure au pont d'impédance, sans toutefois améliorer la précision autour de 1MHz.

Nous avons ainsi vérifié la valeur de la perméabilité primaire dans une bande de fréquence où elle est constante. Comme nous retrouvons la valeur moyenne donnée par le constructeur, nous extrapolons la courbe jusqu'à 100MHz à l'aide de celle qu'il fournit. La perméabilité est constante jusqu'à 10 MHz, puis elle présente une augmentation d'environ 20% autour de 20MHz. Ensuite elle chute, n'étant plus que de 30 à 100MHz.

Déduction de la perméabilité seconde :

Comme pour la perméabilité primaire, nous reportons sur la *Figure 5.11* la valeur moyenne des mesures faites au pont d'impédance et la moyenne des mesures au Q-mètre à 1,64MHz et 1,96MHz. Les incertitudes sur la valeur en continu de la résistance ohmique et de la géométrie du tore amènent une incertitude de 4,5%, qui s'ajoute à la précision de l'appareil et à l'incertitude quant au niveau d'induction générée dans le noyau.

La résistance due aux pertes du noyau magnétique étant proportionnelle à la fréquence, sa contribution est très faible aux fréquences basses. L'incertitude sur la faible différence entre la

résistance totale du bobinage et la résistance ohmique du fil y est grande, mais elle décroît aux fréquences hautes. C'est pourquoi nous présentons les mesures de la perméabilité seconde à partir de 10kHz. Nous obtenons une incertitude de l'ordre de 10% sur la mesure au pont entre 10kHz et 1MHz.

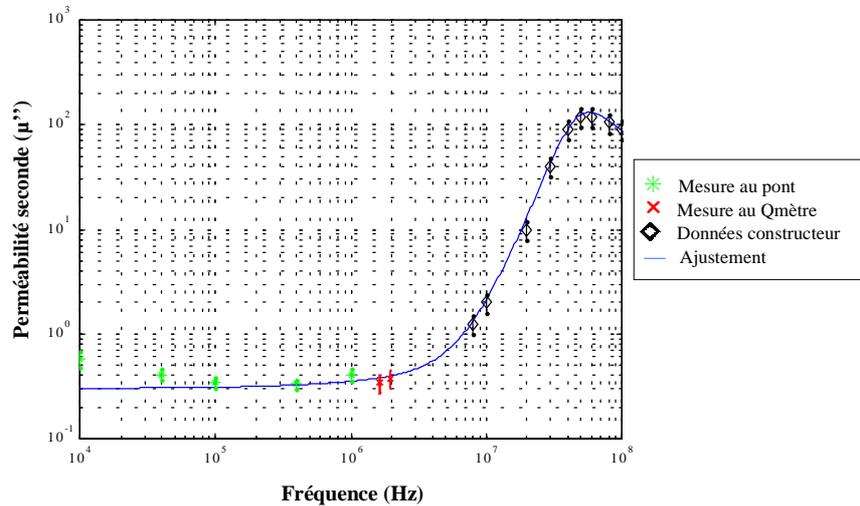


Figure 5.11 : Ajustement de la perméabilité seconde du tore déduite des mesures et des données du constructeur.

Nous avons une mesure de la perméabilité seconde entre 10kHz et 2MHz, c'est-à-dire dans une bande de fréquence où nous n'avons pas de données fournies par le constructeur.

Afin d'interpréter cette mesure, nous avons comparé la courbe de μ_r'' du ferrite 4C65 avec celles d'autres ferrites [Snelling, 1988]. Nous en avons conclu qu'aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance ferromagnétique, la perméabilité μ_r'' tend vers une valeur constante, bien que les mesures montrent une remontée que nous ne savons expliquer.

La résistance de pertes que nous mesurons correspond à la somme des pertes magnétiques dans le noyau. Ces pertes se composent de 3 termes :

- Les pertes par hystérésis, proportionnelles à l'amplitude de l'induction magnétique dans le tore ;
- Les pertes résiduelles, regroupant plusieurs phénomènes : le traînage magnétique, le bruit thermique du mouvement des parois des domaines magnétiques, la résonance par relaxation.
- Les pertes par courant de Foucault créent un effet de peau magnétique, qui dépend de la fréquence comme pour la résistance ohmique d'un conducteur ;

La courbe de μ_r'' donnée par le constructeur représente la somme de ces pertes. Elle est donnée pour un niveau d'induction faible, de 0,1mT. Dans la pratique l'effet de peau magnétique n'apparaît pas jusqu'à 100MHz, en raison de la résistance importante des ferrites.

Pour illustrer ceci, nous avons calculé la profondeur de pénétration dans le matériau à partir de la résistivité indiquée par le constructeur. Celle-ci est décroissante en fonction de la fréquence : de l'ordre de $10^5\Omega.m$ en dessous de 100kHz, $5.10^4\Omega.m$ à 1MHz et $10^3\Omega.m$ à 100MHz. Ces fortes valeurs de la résistivité donnent une profondeur de pénétration importante dans ce ferrite : environ 10m à 1MHz et 25cm à 100MHz. La section du tore étant approximativement celle d'un rectangle de $15\times 7\text{mm}^2$, nous vérifions ainsi que l'effet de peau magnétique est négligeable dans la bande de fréquence que nous étudions, soit 10kHz – 100MHz.

Nous avons également vérifié que les pertes par hystérésis contribuent peu à la perméabilité seconde mesurée au pont d'impédance, entre 10kHz et 1MHz, en faisant varier l'amplitude du courant injecté de 10mA à 2mA. Ce qui correspond à une induction de 0,6mT à 0,12mT sur un bobinage de 34 spires. Nous avons observé une variation inférieure à 5%, trop faible pour dissocier les pertes par hystérésis.

Nous avons donc défini l'ajustement de μ_r'' à partir des données du constructeur dans la bande 8 MHz – 100MHz et à partir des mesures, entre 10kHz et 2MHz. Nous considérons donc une valeur constante de 0,3 entre 10kHz et 100kHz. Au-delà, la perméabilité seconde croît jusqu'à la fréquence de résonance ferromagnétique, voisine de 50MHz.

5.2.2.3 *Mesure de la résistance et de l'inductance du bobinage secondaire*

Nous avons réalisé un bobinage de 50 spires pour l'antenne avec un brin du fil de cuivre de 50/100^e d'une longueur de 2,15m, ayant une résistance en continu de $190\pm 5\text{m}\Omega$. Nous avons utilisé le tore dont nous avons déterminé la perméabilité complexe, présentée au paragraphe précédent.

Nous avons mesuré la résistance du fil avant et après l'avoir bobiné sur le tore. Nous avons également mesuré l'inductance de l'enroulement sur le noyau. Ces mesures ont été effectuées avec le pont d'impédance, entre 100Hz et 1MHz. Comme pour les mesures de la perméabilité, la fréquence de résonance n'est pas observée. Cette fréquence est de l'ordre de 5MHz, à 1MHz près, comme nous le verrons par la suite. Les mesures de la résistance et de l'inductance faites sur l'enroulement présentent donc une augmentation à partir d'environ 500kHz, que nous attribuons à l'approche de la fréquence de résonance.

Nous avons également mesuré l'impédance du bobinage par résonance au Qmètre avec trois capacités différentes, obtenant une mesure du facteur de qualité à 0,97MHz, 1,11MHz et 1,34MHz. Sur le tableau suivant, nous récapitulons les valeurs des impédances élémentaires que nous en avons déduites. Nous avons calculé la capacité à partir des valeurs extrêmes des capacités utilisées, obtenant sa valeur moyenne sur l'intervalle de mesure avec une incertitude réduite de moitié.

| Capacité ajoutée | Fréquence de résonance | Facteur de qualité | Résistance (Ω) | Inductance (μH) | Capacité (pF) |
|------------------|------------------------|--------------------|-------------------------|------------------------------|---------------|
| 30pF | 1,34MHz | 330±5 | 11,0±0,6 | 430±24 | 3,0±0,5 |
| 45pF | 1,11MHz | 365±5 | 8,2±0,5 | | |
| 60pF | 0,97MHz | 375±5 | 6,9±0,8 | 424±21 | |

Tableau 5.4 : Mesure de l'impédance du bobinage secondaire par résonance au Q-mètre.

Sur la figure ci-après, nous comparons les deux mesures de résistance avec la simulation. Avant de bobiner le fil, la résistance mesurée est la résistance ohmique du fil. Une fois le bobinage effectué, nous mesurons la résistance totale du bobinage, c'est-à-dire la somme de la résistance ohmique et de la résistance équivalente aux pertes du noyau.

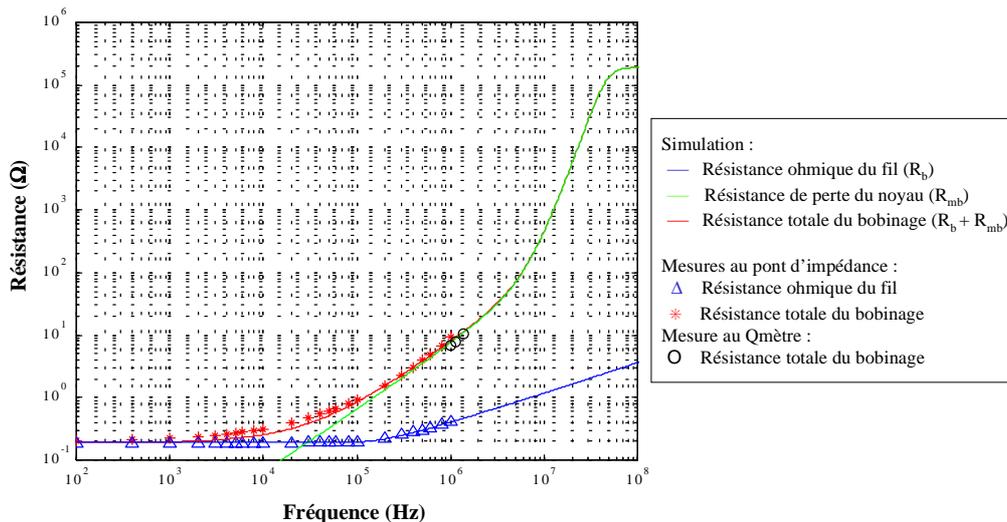


Figure 5.12 : Mesure de la résistance du bobinage secondaire au pont d'impédance.

La résistance ohmique mesurée est en accord avec la simulation, dans la limite d'une incertitude de 4%, jusqu'à 1MHz, comme nous l'avons déjà décrit au paragraphe 5.2.2.1 (p.190).

La résistance totale est égale à la résistance ohmique jusqu'à 1kHz. Au-delà de cette fréquence, la contribution de la résistance de pertes devient significative, jusqu'à devenir la résistance prépondérante du bobinage. A 100kHz, la résistance totale est de l'ordre de $0,9\Omega$, la résistance ohmique représentant 20% de cette résistance. A 1MHz, la simulation indiquant une résistance totale de $7,4\Omega$, la résistance ohmique ne représente plus que 5% de la résistance totale. Au-delà de cette fréquence, la résistance totale du bobinage est égale à la résistance de pertes magnétiques. La simulation montre que la résistance croît proportionnellement à la fréquence jusqu'à 4MHz. Ensuite l'augmentation des pertes du noyau augmente considérablement la résistance jusqu'à la fréquence de résonance ferromagnétique, où elle est de l'ordre de $100k\Omega$. Entre 60MHz et 100MHz, la chute de la perméabilité seconde atténue la croissance de la résistance du bobinage qui tend vers $200k\Omega$.

Remarquons que la résistance totale mesurée au pont à 1MHz est de $9,5\Omega$, soit 15% supérieure à la simulation. La mesure au Q-mètre montre que cette augmentation est due à l'approche de la fréquence de résonance de l'enroulement [Fromy, 1963] (*Annexe A*), puisque la mesure par résonance est en accord avec la simulation. L'incertitude de cette seconde mesure, de 12%, est supérieure à la différence entre la valeur mesurée et la simulation, qui est inférieure à 6%.

En mesurant la résistance du bobinage au pont d'impédance, nous avons simultanément mesuré son inductance, entre 100Hz et 1MHz. Sur la figure suivante nous comparons cette mesure à la simulation, qui donne une inductance constante de $424\mu\text{H}$, dans cette bande de fréquences.

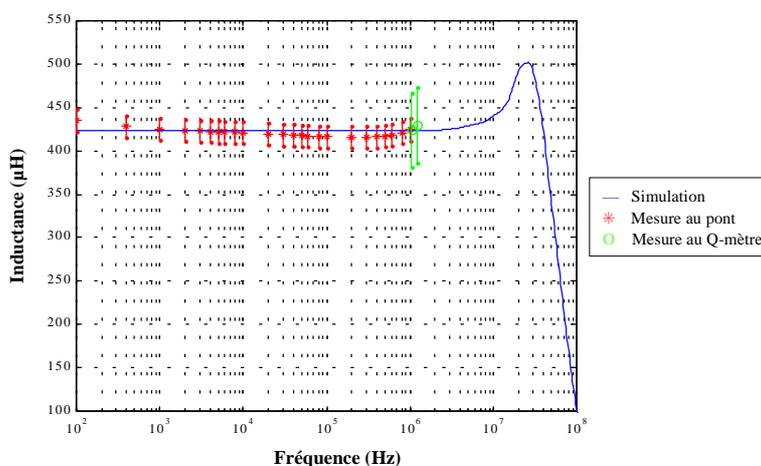


Figure 5.13 : Simulation et mesures de l'inductance du bobinage de 50 spires.

Dans la limite d'une incertitude globale de 3%, la mesure au pont et la simulation donnent la même inductance, comprise entre 435 μ H à 416 μ H. Elle croît entre 400kHz et 1MHz, atteignant 425 μ H. Comme pour la résistance, nous attribuons cette croissance à l'approche de la fréquence de résonance. L'incertitude de mesure au Q-mètre ne permet pas de donner une valeur plus précise de l'inductance à 1MHz.

La simulation montre que l'inductance est constante jusqu'à quelques MHz. Ensuite, comme pour la perméabilité primaire, elle présente un maximum à 25MHz, où sa valeur est de 500 μ H. Puis elle chute, atteignant une valeur d'environ 100 μ H à 100MHz.

5.2.2.4 Mesures d'impédances sur l'antenne

Nous avons utilisé trois méthodes différentes pour mesurer l'impédance de l'antenne : la mesure en tension et courant avec le pont d'impédance et les mesures par résonance avec le Q-mètre et à partir de la fonction de transfert.

Avec le pont d'impédance, nous avons mesuré la résistance et l'inductance de l'antenne suivant un modèle série entre 100Hz et 1MHz. Comme pour la mesure sur la boucle primaire seule, nous avons connecté l'antenne à l'appareil par l'intermédiaire d'un câble bifilaire de 1m afin de l'en éloigner. Nous avons calibré le pont en circuit ouvert et fermé pour compenser l'impédance du fil.

Avec le Q-mètre, nous avons mesuré la résistance, l'inductance et la capacité de l'antenne à 17 fréquences, entre 780kHz et 1,5MHz, en utilisant des capacités d'accord comprises entre 30pF et 120pF. Notons que cette capacité est supérieure à la capacité réelle de l'antenne, en raison de la capacité supplémentaire de connexion à l'appareil, mais dont nous ne disposons pas d'estimation.

Nous avons également déduit l'impédance de la mesure la fréquence de résonance et le facteur de qualité à partir de la mesure de la fonction de transfert de l'antenne avec les bobines d'Helmholtz. Cette méthode nous a permis d'évaluer la résistance, l'inductance et la capacité et entre 624kHz et 5,23MHz, car nous disposons d'un choix de capacités d'accord plus important qu'avec le Q-mètre. Comme nous l'expliquons au paragraphe 4.4.3.2 (p.145), nous avons ajouté plusieurs résistances de forte valeur en série avec la sonde différentielle de mesure, afin de charger l'antenne par une résistance plus grande et par une capacité plus petite que celles de la sonde. Cette

dernière présentant une impédance d'entrée de $10\text{M}\Omega$ et une capacité de 2pF , nous avons ajouté deux résistances de $20\text{M}\Omega$ en série. Nous avons observé avec le pont d'impédance que la résistivité de ces résistances chutait à partir de 100kHz , aussi avons-nous vérifié qu'en rajoutant deux autres résistances, nous obtenions approximativement le même facteur de qualité. Ce qui signifie que la résistance de charge vue en parallèle par l'antenne est nettement supérieure à son impédance à la résonance. A chaque fois, nous avons calibré la sonde avec les résistances, compensant la chute de leur résistivité. Ces résistances présentant une capacité parallèle de l'ordre de $0,2\text{pF}$, divisent par 10 la capacité de charge. La simulation indique une impédance à la résonance de l'ordre de $2\text{M}\Omega$. Ce qui signifie que l'impédance de $10\text{M}\Omega$ de la sonde atténuée de 67% l'amplitude mesurée à la résonance. Les deux premières résistances ont doublé le facteur de qualité. En ajoutant les deux autres résistances, nous avons encore augmenté celui-ci de 6%.

Dans les paragraphes suivants, nous comparons l'inductance, la résistance, le facteur de qualité et la capacité obtenus par ces trois méthodes de mesure. Bien que l'impédance de l'antenne soit modélisée par sa résistance, son inductance et sa capacité, nous nous intéressons au facteur de qualité :

- d'une part parce qu'il est directement mesurée par deux méthodes différentes,
- d'autre part parce qu'il permet d'évaluer l'impédance de l'antenne à la résonance, paramètre indispensable pour adapter le préamplificateur.

5.2.2.5 Inductance de l'antenne

La courbe suivante montre la simulation de l'inductance de l'antenne entre 100Hz et 100MHz . Nous y avons ajouté les mesures au pont d'impédance, au Q-mètre et par résonance sur la fonction de transfert.

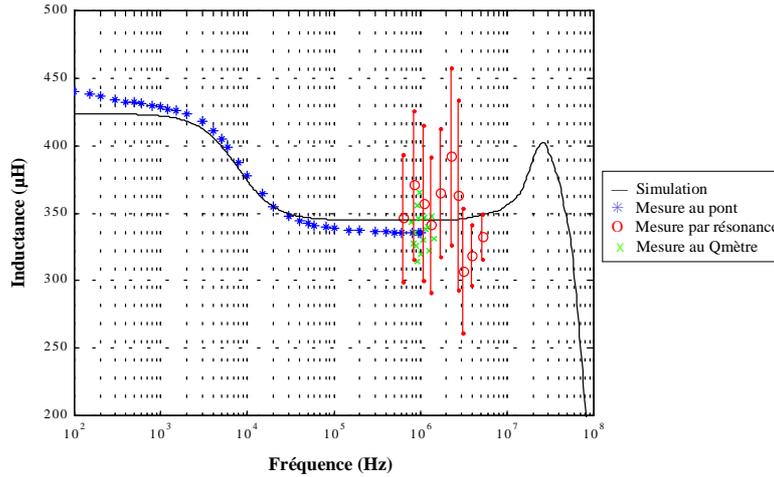


Figure 5.14 : Mesure de l'inductance propre de l'antenne au pont d'impédance et déduite de la mesure du facteur de qualité au Qmètre et par résonance sur la fonction de transfert.

La simulation montre qu'aux fréquences inférieures à 10kHz, l'inductance de l'antenne est celle du bobinage secondaire, soit 424µH. Au-delà de cette fréquence, la réactance de la boucle primaire devient prépondérante sur sa résistance (§ 5.1, p.171), nous voyons que l'inductance diminue et atteint un palier, où sa valeur est d'environ 345µH jusqu'à 10MHz.

En négligeant les contributions résistives, soit Ra_{em}/ω et μ_r'' , dans l'équation de Ls_{ant} (5.16) (p.189), nous obtenons une expression approchée (5.21) de celle-ci entre 10kHz et 10MHz. Cette relation montre que l'inductance du bobinage secondaire est atténuée par un effet de pont diviseur inductif entre l'inductance mutuelle vue au primaire et l'inductance totale de la boucle primaire :

$$Ls_{ant}(10kHz < f < 10MHz) \approx N_{bob}^2 \mu_r' A_{L0} \left(1 - \frac{\mu_r' A_{L0}}{La_{em} + \mu_r' A_{L0}} \right). \quad (5.21)$$

A plus haute fréquence nous retrouvons le pic d'inductance à 25MHz, que nous avons observé sur la courbe de l'inductance du bobinage. Mais sur l'antenne sa valeur n'est plus que de 400µH. Aux fréquences plus hautes, l'inductance chute comme celle du bobinage, atteignant la même valeur à 100MHz que pour le bobinage seul, soit 100µH environ.

La relation (5.21) peut être réécrite sous la forme (5.22). Nous voyons ainsi que le palier, au-dessus de 10kHz, correspond à l'association en parallèle de l'inductance propre de la boucle avec sa contribution à l'inductance mutuelle vue au secondaire, c'est-à-dire multipliée par le carré du rapport de transformation N_{bob} .

$$Ls_{ant} (10kHz < f < 10MHz) \approx N_{bob}^2 \frac{La_{em} \mu'_r A_{L0}}{La_{em} + \mu'_r A_{L0}}. \quad (5.22)$$

Cette relation montre que si l'inductance de la boucle contribuant au couplage mutuel était prépondérante sur son inductance propre, l'inductance de l'antenne serait celle de la boucle vue au secondaire, qui est de 1860 μ H. Nous serions alors en présence d'un transformateur idéal. Avec une inductance spécifique de 169nH et une inductance propre de boucle de 744nH, l'inductance de l'antenne est divisée par un facteur 5,4 par rapport au cas idéal. Du point de vue d'un transformateur, cela signifie que l'inductance de fuite de l'enroulement primaire est plus grande que l'inductance mutuelle vue au primaire, réduisant le rapport de transformation effectif.

Si le capteur était conçu pour une bande de fréquence plus basse, nous pourrions utiliser un matériau présentant une perméabilité primaire 10 à 100 fois plus grande. L'inductance spécifique serait nettement supérieure à l'inductance de la boucle. L'inductance de l'antenne serait alors pratiquement égale à celle de la boucle primaire vue au secondaire. Mais dans notre cas, l'inductance de l'antenne est 5,4 fois inférieure à cette dernière, au-delà de 10kHz. Comme nous le verrons lors de la description des mesures de la fonction de transfert au paragraphe 5.2.3 (p.231), ce rapport entre l'inductance de la boucle et l'inductance spécifique du tore induit une perte de gain du transformateur par rapport à un fonctionnement idéal. Dans le cas d'un transformateur idéal, nous aurions le même gain en bobinant seulement 22 spires au secondaire. Mais la nécessité d'une perméabilité suffisante jusqu'à 100MHz justifie le choix du matériau.

La mesure au pont d'impédance est comparable à la simulation dans la limite d'une différence de 3% entre 1kHz et 1MHz. A 100Hz, la mesure donne une inductance supérieure à la simulation de 5%. Comme pour l'inductance du bobinage secondaire (*Figure 5.13*, p.203), l'inductance mesurée de l'antenne décroît continûment par rapport à la simulation depuis 100Hz jusqu'à 1MHz. Au-dessus de 6kHz, la mesure est inférieure à la simulation. Entre 200kHz et 1MHz, où la simulation montre une valeur constante de 345 μ H, la mesure présente une valeur moyenne de 337 μ H avec une variation de $\pm 2\mu$ H. Dans ce même intervalle, nous avons mesuré une inductance de l'ordre 0,72 μ H pour la boucle et de 416 μ H pour le bobinage, faisant abstraction de l'augmentation due à la résonance. Nous en déduisons une inductance de 338 μ H pour l'antenne, soit une différence inférieure à 0,5% avec cette mesure. En considérant les valeurs mesurées des impédances élémentaires nous obtenons quasiment les mêmes résultats.

La valeur de l'inductance mesurée au Q-mètre varie entre 315 μ H et 365 μ H, dans une bande de fréquence où elle est supposée constante. Le calcul de l'incertitude de mesure, qui est de 5%,

montre que cette variation des points de mesure reste dans la limite de leur dispersion statistique. La valeur moyenne obtenue avec cette mesure, qui est de $337\mu\text{H}$, est en accord avec la moyenne de la mesure au pont d'impédance, entre 200kHz et 1MHz.

La mesure à partir de la fonction de transfert présente une dispersion plus grande des valeurs et une incertitude plus importante, dues à l'incertitude de construction des capacités, qui est de 5%. Cette incertitude est inversement proportionnelle au rapport entre les deux capacités d'accord. Ainsi elle est faible pour des valeurs de capacité proches de la capacité propre de l'antenne. Les mesures faites au voisinage de la fréquence de résonance propre présentent une incertitude de 5 à 10%. Elle atteint 30% pour les mesures faites aux fréquences les plus basses. La moyenne des mesures donne une inductance de $350\mu\text{H}$, proche de la simulation.

5.2.2.6 La résistance de l'antenne

La *Figure 5.15* compare les mesures de la résistance de l'antenne avec la simulation. Pour mieux comprendre la contribution des différents éléments, nous avons superposé la résistance ohmique du bobinage, la résistance équivalente aux pertes magnétiques et la résistance de la boucle primaire vue au secondaire. Ces 3 résistances sont représentées par les 3 termes s'additionnant dans l'expression (5.15) (p.188) de la résistance de l'antenne.

Le premier terme est la résistance ohmique du bobinage. Le deuxième est la résistance due aux pertes magnétiques dans le noyau, à laquelle se soustrait un terme de couplage avec le primaire. Le troisième est la résistance de la boucle primaire vue au secondaire, multipliée par le carré de l'amplitude du rapport de l'impédance mutuelle sur l'impédance de la boucle. Au-delà de 10kHz, lorsque les résistances deviennent négligeables devant les réactances, négligeant ainsi les mêmes termes résistifs que pour l'inductance, nous obtenons une relation simplifiée de ce rapport. Il devient égal au rapport de l'inductance mutuelle sur l'inductance propre de la boucle. La résistance ramenée au secondaire s'écrit alors :

$$Ra_{em}'' = Ra_{em} \left(\frac{N_{bob} \mu_r' A_{L0}}{La_{em} + \mu_r' A_{L0}} \right)^2. \quad (5.23)$$

Dans le cas d'un transformateur idéal, où l'inductance de la boucle est négligeable devant l'inductance spécifique du noyau, nous retrouverions la relation classique où sa résistance est multipliée par le carré du rapport de transformation :

$$Ra_{em-id}'' = N_{bob}^2 Ra_{em}. \quad (5.24)$$

Notons que dans le cas idéal, le terme de couplage annulerait la résistance équivalente aux pertes magnétiques. La résistance de l'antenne serait celle de la boucle ramenée au secondaire.

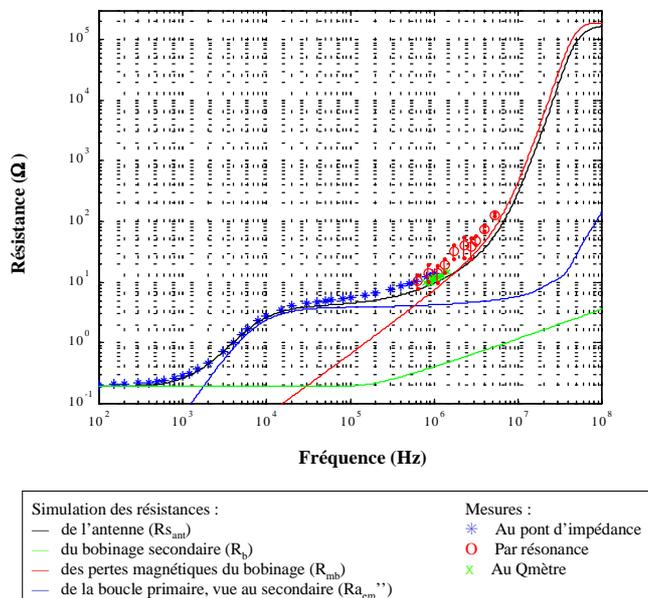


Figure 5.15 : Comparaison des mesures avec la simulation de la résistance de l'antenne et des résistances de la boucle primaire, du bobinage et du noyau.

La simulation montre que la résistance est égale à la résistance ohmique du bobinage aux fréquences basses, jusqu'à 1kHz. Ensuite elle augmente car la résistance de la boucle devient prépondérante, approximativement entre 4kHz et 400kHz. La résistance de la boucle, vue au secondaire, est quasiment constante entre 20kHz et 10MHz. A plus haute fréquence, elle augmente en raison de la contribution de la résistance de rayonnement de la branche magnétique. Mais au-delà de 1MHz, la résistance due aux pertes magnétiques du noyau devient la résistance prépondérante de l'antenne, aussi croît-elle rapidement en fonction de la fréquence, jusqu'à la fréquence de résonance ferromagnétique. Ensuite elle tend vers une valeur constante, de l'ordre de 200kΩ. Remarquons que la résistance équivalente aux pertes magnétiques du bobinage est légèrement plus grande que la résistance de l'antenne, nous retrouvons la diminution apportée par le couplage avec le primaire, comme le montre la relation (5.15) (p.188).

Nous voyons que l'augmentation de la résistance de la boucle primaire au voisinage de 100MHz apportée par le modèle électromagnétique est totalement masquée par la résistance équivalente aux pertes du tore. En fait, elle apporte une petite modification de la résistance à la fréquence de résonance observée à 168MHz (Figure 5.1, p.174).

La mesure au pont d'impédance, entre 100Hz et 1MHz, suit la courbe de simulation de la résistance de l'antenne. La mesure est proche de la simulation jusqu'à quelques kHz, où la résistance ohmique est prépondérante. Dans la zone où la résistance de la boucle ramenée au secondaire est prépondérante, la mesure présente un décalage constant avec la simulation. A 100kHz, nous mesurons une résistance de $5,4\Omega$, alors que la simulation donne une valeur de $4,8\Omega$. Nous retrouvons ici la différence entre la mesure et la simulation de la résistance et de l'inductance de la boucle.

La résistance mesurée au Q-mètre varie de 9Ω à 800kHz, à 15Ω à 1,5MHz. Elle présente une incertitude de 6%. Avec cet instrument nous mesurons des valeurs plus faibles qu'avec le pont d'impédance, avec lequel nous observons l'augmentation de l'impédance apparente à l'approche de la résonance. Ces valeurs sont supérieures à la simulation de 1 à 3Ω . Ce qui constitue une différence de 10 à 20%, alors que les valeurs mesurées au Q-mètre présentent une différence de 5% avec la simulation.

Les mesures sur la fonction de transfert ont été faites entre 624kHz et 5,23MHz. Ainsi nous pouvons comparer cette méthode aux deux autres méthodes et nous obtenons une estimation de la résistance autour de la fréquence de résonance propre du capteur. En effet, en ajoutant des résistances en série avec la sonde, l'antenne voit une capacité inférieure à celle du préamplificateur. Avec une incertitude de mesure du facteur de qualité de 2%, nous obtenons une incertitude sur la résistance un peu plus grande que celle sur l'inductance, de l'ordre de 7 à 12% entre 3MHz et 5MHz et de 20 à 30% autour de 1MHz.

Nous mesurons une résistance de 11Ω à 600kHz, présentant une petite différence avec la mesure au pont, de l'ordre de 5%, mais une différence de 50% avec la simulation. Jusqu'à 1MHz, la résistance mesurée à partir de la fonction de transfert présente le même écart avec la mesure au pont. De même jusqu'à 5,23MHz, elle présente un écart de 50% avec la simulation, qui indique une valeur de résistance de 60Ω . Nous obtenons donc des valeurs de résistance plus grande avec la mesure par résonance sur la fonction de transfert qu'avec la mesure au Q-mètre. Cette différence entre ces deux méthodes similaires est due à des conditions de mesures différentes, meilleures pour la mesure au Q-mètre, comme nous allons l'expliquer dans le paragraphe suivant.

5.2.2.7 Le facteur de qualité de l'antenne

Le facteur de qualité est directement mesuré avec le Q-mètre et avec la mesure de la fonction de transfert. Nous le déduisons de la mesure au pont à partir du rapport entre l'inductance et la résistance mesurées. Avec une incertitude de mesure de l'ordre de 3% sur la résistance et de 4% sur l'inductance, nous obtenons une précision de 7% sur le facteur de qualité pour cette méthode.

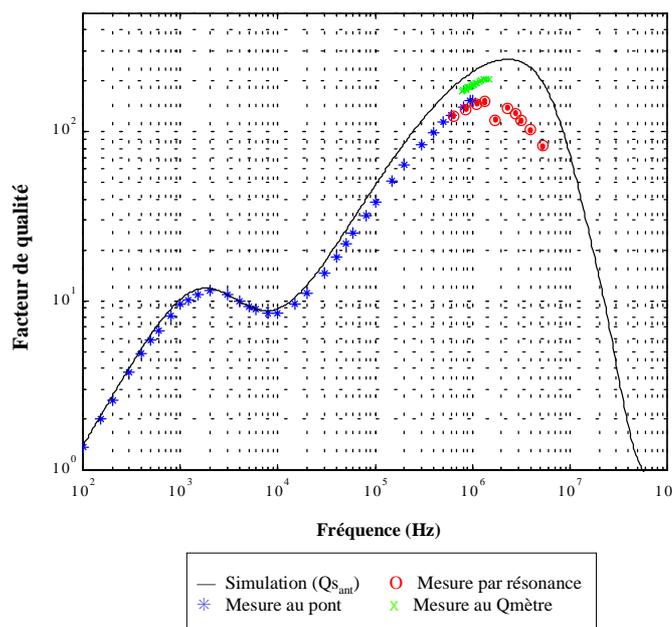


Figure 5.16 : Comparaison du facteur de qualité mesuré avec la simulation, ne prenant pas en compte les pertes diélectriques.

Sur la courbe, nous voyons que le facteur de qualité simulé croît proportionnellement à la fréquence entre 100Hz et 1kHz. En effet, dans cet intervalle de fréquence la résistance et l'inductance de l'antenne sont constantes. Entre 1kHz et 10kHz, ce facteur est approximativement constant, car la résistance augmente alors que l'inductance diminue. Ensuite le facteur de qualité croît de nouveau, atteignant son maximum autour de 2MHz. Puis il décroît continûment jusqu'à 100MHz, en raison de la croissance importante de la résistance de pertes magnétiques.

Par rapport au facteur de qualité du bobinage secondaire seul, le facteur de qualité est diminué par la présence de la boucle primaire, qui augmente la résistance et réduit l'inductance entre 1kHz et 4MHz. En dehors de cette bande le facteur de qualité de l'antenne est égal à celui du

bobinage. A 1MHz nous avons mesuré un facteur de qualité de 375 sur le bobinage secondaire (Tableau 5.4, p.202), alors qu'il est de 280 au maximum de l'antenne.

Comme pour la résistance et l'inductance, la mesure au pont d'impédance présente un bon accord avec la simulation. En raison de la résistance plus importante sur la mesure que sur la simulation, au-delà de 10kHz, le facteur de qualité est inférieur à celui calculé par la simulation. La fréquence augmentant, l'écart augmente. A 1MHz, nous mesurons un facteur de qualité de 160, alors que d'après la simulation il est de 230.

Le facteur de qualité est mesuré au Q-mètre avec une incertitude de 2 à 3%. Nous voyons que les valeurs mesurées croissent avec la fréquence, parallèlement à la simulation et qu'elles présentent une faible dispersion. Mais les valeurs mesurées sont 15% plus faibles. Nous supposons que ce décalage est dû aux pertes qui ne sont pas prises en compte par la simulation.

Entre 600kHz et 1MHz, le facteur de qualité mesuré à partir de la fonction de transfert de l'antenne est du même ordre de grandeur que celui mesuré au pont d'impédance, il est donc plus faible que celui obtenu par la mesure au Q-mètre. Nous supposons que cette similitude avec la mesure au pont est fortuite. Nous expliquons ces faibles valeurs par rapport à la mesure au Q-mètre par l'utilisation des bobines d'Helmholtz dans la cage de Faraday. Celles-ci étant proches des parois de la cage, l'induction générée est atténuée. Lors de la mesure de la force électromotrice de la boucle primaire, nous avons noté une atténuation de 14% par rapport à la mesure à l'extérieur de la cage. La mesure du facteur de qualité à partir de la fonction de transfert présente une atténuation par rapport à la mesure au Q-mètre plus importante, qui est de 22%.

Par rapport à la simulation, cette mesure donne un facteur de qualité réduit de moitié. Nous observons le maximum de ce facteur approximativement à la même fréquence, soit 2MHz.

5.2.2.8 Capacité de l'antenne

Au chapitre 3, l'étude des couplages capacitifs au sein du tore et l'exemple décrit en parallèle, correspondant au cas de notre antenne, ont montré deux contributions prépondérantes : la capacité C_{sp1} entre les spires extrêmes et la capacité C_{ab0} entre le primaire et le secondaire.

La simulation de la fonction de transfert de la boucle primaire (Figure 3.9, p.70) a montré que la capacité de la branche électrique C_e diminue sa fréquence de résonance. Vue au secondaire,

elle s'ajoute aux deux capacités précédentes en tant que C_e'' . En considérant le même rapport de transformation efficace que pour Ra_{em} (5.23) (p.208), nous la déduisons de C_e , qui est de 0,585pF :

$$C_e'' = \frac{C_e}{\left(\frac{N_{bob}\mu'A_{L0}}{La_{em} + \mu'A_{L0}} \right)^2} = 6,83 \times 10^{-3} \text{ pF}. \quad (5.25)$$

Sa contribution aux bornes de l'antenne apparaît négligeable devant les valeurs déduites des mesures et leur incertitude absolue. Ainsi la capacité apparente aux bornes de l'antenne est la somme de C_{sp1} et C_{ab0} .

Nous allons calculer ces deux capacités afin de comparer les mesures avec la modélisation de la capacité de l'antenne. Dans le cas de la mesure au Q-mètre, l'antenne est en connexion asymétrique. Sa capacité totale est donc :

$$C_{ant(1)} = C_{sp1(1)} + C_{ab(1)}'' = \frac{C_{sp1}}{3} + \frac{C_{ab0}}{3} \left(\frac{1 - N_{bob}}{N_{bob}} \right)^2. \quad (5.26)$$

Lors de la mesure de la fonction de transfert, nous utilisons une sonde différentielle, mais l'antenne ne dispose pas de point milieu, aussi n'est elle pas en montage différentiel. La capacité entre les spires extrêmes est diminuée, mais pas celle entre le primaire et le secondaire :

$$C_{ant(2)} = C_{sp1(2)} + C_{ab(2)}'' = \frac{C_{sp1}}{12} + \frac{C_{ab0}}{3} \left(\frac{1 - N_{bob}}{N_{bob}} \right)^2. \quad (5.27)$$

Nous avons donc effectué une nouvelle mesure, pour laquelle nous avons ajouté un point milieu.

$$C_{ant(3)} = C_{sp1(3)} + C_{ab(3)}'' = \frac{C_{sp1}}{12} + \frac{C_{ab0}}{12} \left(\frac{1 - N_{bob}}{N_{bob}} \right)^2 = \frac{C_{ant(1)}}{4}. \quad (5.28)$$

Modélisation

Le bobinage secondaire couvre un angle θ_{sp1} de $23^\circ \pm 2^\circ$. Avec un rayon équivalent r_{sp} de $13,7 \pm 0,05$ mm, une longueur de spire l_{sp} de 48 ± 3 mm, un diamètre efficace de fil $d_{fil} = 500\mu\text{m}$, nous déduisons de (3.64) (p.82) l'expression, en pF, de C_{sp1} en fonction de la permittivité relative du tore ϵ_{rt} :

$$C_{sp1} = \frac{\pi}{2} \frac{(\epsilon_{rt} + 1)\epsilon_0 l_{sp}}{\text{Ln} \left(\frac{r_{sp}\theta_{sp1}}{d_{fil}} + \sqrt{\left(\frac{r_{sp}\theta_{sp1}}{d_{fil}} \right)^2 - 1} \right)} = 219,3 \times 10^{-3} (\epsilon_{rt} + 1). \quad (5.29)$$

Des données du constructeur [Philips, 1998] (voir *Figure 3.15*, p.94), nous déduisons un ajustement hyperbolique de ϵ_{rt} en fonction de la fréquence (exprimée en Hz), donnant un écart maximal de 10% avec ces valeurs entre 10kHz et 100MHz :

$$\epsilon_{rt}(f) = 275f^{-0,175} . \quad (5.30)$$

Sur la bande de fréquences de l'ensemble des mesures par résonance (700kHz – 5MHz), elle varie de 26,1 à 18,5, soit une variation de 40%. Sa valeur moyenne est de 20,9.

A la traversée du tore, la boucle est court-circuitée par un tube en laiton d'un diamètre d_{tr} de $16,0 \pm 0,1$ mm, d'une longueur supérieure à la hauteur du tore. Elle est maintenue solidaire du tore par un adhésif isolant d'une permittivité relative ϵ_{rab} de 2,8 à 1MHz, que nous supposons constante entre 100kHz et 10MHz. De la relation (3.67) (p.84), nous déduisons la capacité C_{ab0} :

$$C_{ab0} = \frac{(2\pi - \theta_{sp1}) \epsilon_{rab} \epsilon_0 h_t}{Ln\left(\frac{d_i - d_{fil}}{d_{tr}}\right)} = 7,95 pF . \quad (5.31)$$

La permittivité étant indépendante de la fréquence, la capacité l'est également.

Nous obtenons ainsi une capacité totale différente pour chaque mesure, comme le montre le tableau suivant. Nous calculons C_{sp1} et C_{ant} à 2,5MHz, où ϵ_{rt} est égale à sa valeur moyenne.

| Mesure (i) | $C_{sp1(i)}$ (pF) | $C_{ab(i)}$ '' (pF) | $C_{ant(i)}$ (pF) |
|---|-------------------|---------------------|-------------------|
| (1) Au Q-mètre | 1,600 | 2,545 | 4,145 |
| (2) Fonction de transfert sans point milieu | 0,400 | 2,545 | 2,945 |
| (3) Fonction de transfert avec point milieu | 0,400 | 0,636 | 1,036 |

Tableau 5.5 : Valeurs des différentes capacités modélisées dans l'antenne, calculées pour les trois configurations de mesure.

Analyse des mesures

Comme nous l'avons écrit en préambule de ce paragraphe, nous allons comparer les valeurs de la capacité C_{ant} déduites des deux mesures par résonance introduites au paragraphe 5.2.2.4 (p.204) avec la modélisation. Nous allons également analyser une 3^e mesure effectuée en ajoutant au bobinage secondaire un point milieu relié à la masse, afin de réduire la capacité entre le primaire et le secondaire. Cette 3^e mesure a été effectuée par résonance à partir de la fonction de transfert de l'antenne avec point milieu en utilisant une sonde différentielle ayant une résistance d'entrée de $10M\Omega$ et une capacité de $2 \pm 0,5$ pF. Comme nous n'avons pas placé de résistance en série entre

l'antenne et la sonde, la bande de mesure est voisine de celle de la configuration sans point milieu. Nous avons utilisé des capacités d'accord comprises entre 1,00pF et 5,62pF, dont nous avons mesuré la valeur avec une précision de 0,02pF au pont d'impédance.

Les valeurs que nous avons déduites de ces trois types de mesure présentent une incertitude totale importante due aux incertitudes des différences de capacités d'accord et de fréquences mesurées. L'incertitude totale augmente considérablement lorsque les valeurs de ces capacités sont beaucoup plus grandes que la valeur de la capacité cherchée. Elle peut alors aisément devenir supérieure à 100% ou bien la capacité peut être négative.

A partir des différents points de mesure obtenue avec une même méthode, nous avons donc calculé une capacité moyenne en ne retenant que les points répondants aux deux critères permettant de réduire l'incertitude.

- Pour des fréquences de résonance voisines de la fréquence de résonance propre, mesurée sans capacité d'accord, la capacité ajoutée est comparable à la capacité cherchée, donc l'incertitude de la capacité d'accord est plus faible que celle-ci. Dans ce cas, correspondant aux mesures de fonction de transfert, nous estimons la capacité moyenne à partir des mesures faites avec des capacités d'accord ne dépassant pas 3 fois la valeur de la capacité obtenue.
- Aux fréquences très inférieures à la fréquence de résonance propre, la capacité d'accord est nettement supérieure à celle qui est cherchée. Il faut alors déterminer la capacité à partir de deux points de mesure pour lesquels l'écart des capacités d'accord et des fréquences de résonance mesurées est supérieur à leurs incertitudes respectives. Nous avons donc calculé la capacité entre les points de mesure pour lesquels la capacité d'accord est doublée, obtenant une incertitude de $\pm 25\%$. Nous déduisons alors une capacité moyenne pour l'ensemble de la mesure. Nous avons appliqué cette méthode de sélection à la mesure au Q-mètre, pour laquelle nous avons utilisé des capacités d'accord comprises entre 30pF et 120pF.

Pour l'antenne sans point milieu nous déduisons une capacité moyenne dans l'intervalle (2,9MHz - 5,2MHz) à partir de 3 valeurs de capacités. Pour l'antenne avec point milieu, la capacité moyenne est calculée à partir de 5 valeurs de capacité dans la bande (2,7MHz - 4,8MHz). L'incertitude sur ces deux valeurs moyennes, obtenues par une mesure de fonction de transfert, est de l'ordre de 50% pour la première et 60% pour la seconde. La mesure au Q-mètre donne une capacité moyenne entre 780kHz et 1,5MHz, à partir de 9 valeurs connues à $\pm 25\%$ près.

Les bandes de fréquences dans l'intervalle desquelles nous estimons les trois capacités moyennes sont étroites, de sorte que la permittivité du noyau présente un écart maximal de 10%. Cet écart apparaît donc négligeable en comparaison de l'incertitude de mesure. Nous considérons donc que la fluctuation de la capacité dans chaque intervalle est due à son incertitude de mesure, ce qui apparaît clairement sur la *Figure 5.17* pour la mesure au Q-mètre.

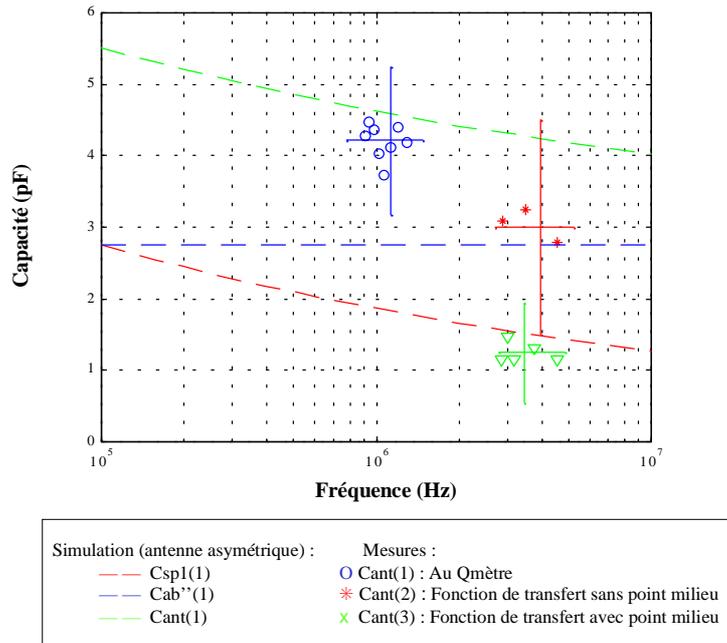


Figure 5.17 : Comparaison des 3 mesures de la capacité apparente de l'antenne C_{ant} et simulation de celle-ci en connexion asymétrique, correspondant à la mesure au Q-mètre.

Sur cette figure nous présentons uniquement la simulation pour l'antenne en connexion asymétrique, correspondant à la mesure au Q-mètre. Les courbes de simulation des deux autres configurations de mesure se déduisent aisément de celle-ci, en comparant les relations (5.26), (5.27) et (5.28) (p.213) liant C_{ant} à C_{sp1} et C_{ab}'' . Pour simuler la configuration de la mesure au Q-mètre, nous calculons la capacité $C_{ant(1)}$ à la fréquence moyenne de 1,1MHz. La simulation donne à cette fréquence une capacité $C_{sp1(1)}$ de 1,76pF soit 4,31pF pour $C_{ant(1)}$, en ajoutant la valeur de $C_{ab(1)}''$ tirée du *Tableau 5.5* (p.214).

A la fréquence moyenne de 3,8MHz, la simulation de la configuration de l'antenne sans point milieu donne 0,355pF pour $C_{sp1(2)}$, nous obtenons ainsi 2,90pF pour $C_{ant(2)}$. Pour l'antenne avec point milieu, nous calculons 0,357pF pour $C_{sp1(3)}$, à sa fréquence moyenne de 3,5MHz. L'antenne présente ainsi une capacité totale $C_{ant(3)}$ de 0,994pF.

La figure montre qu'à 100kHz, pour la configuration asymétrique, les contributions des capacités C_{sp1} et C_{ab}'' sont égales. Mais à plus haute fréquence la chute de la permittivité du noyau magnétique rend supérieure la contribution de C_{ab}'' , sans que celle de C_{sp1} soit négligeable.

Pour la configuration différentielle, les deux capacités étant réduites simultanément d'un facteur 4, la variation relative des 3 capacités, C_{sp1} , C_{ab}'' et C_{ant} , reste la même.

Pour l'antenne sans point milieu, seul C_{sp1} est réduite, ainsi la contribution de C_{ab}'' est plus importante, devenant prépondérante au-delà de 3MHz environ.

Dans le tableau suivant nous récapitulons les valeurs de la capacité apparente de l'antenne C_{ant} obtenue par la simulation et la mesure.

| | Simulation | Mesure |
|--|-------------------|---------------|
| Au Q-mètre, $C_{ant(1)}$ à 1,1MHz | 4,31pF | 4,24±1,0pF |
| Antenne sans point milieu, $C_{ant(2)}$ à 3,8MHz | 2,90pF | 3,03±1,5pF |
| Antenne avec point milieu, $C_{ant(3)}$ à 3,6MHz | 0,994pF | 1,24±0,7pF |

Tableau 5.6 : Valeurs de la capacité équivalente de l'antenne obtenues par la mesure et la simulation pour les 3 configurations de mesure.

Nous voyons que la simulation et la mesure présentent un bon accord, puisque leur différence est nettement plus faible que l'incertitude de mesure. Pour la mesure au Q-mètre, la mesure est inférieure à la simulation de 1,6%. Les deux autres mesures donnent des valeurs de capacité supérieures de 4,5% pour l'antenne sans point milieu et 25% pour l'antenne avec point milieu.

Nous supposons que l'augmentation de la différence vient d'une capacité négligée, devenant plus importante lorsque celle de l'antenne diminue. De plus, les valeurs de permittivité considérée par le modèle sont des ordres de grandeur introduisant une incertitude mal connue sur les valeurs de la simulation. Mais, la modélisation est confortée par la mesure.

5.2.2.9 Contribution des pertes diélectriques

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 3.3.2.4 (p.85), les pertes diélectriques introduisent une résistance R_{pe} atténuant son impédance à la résonance, aussi est-elle modélisée en parallèle des bornes de l'antenne. Au paragraphe 3.3.3.2 (p.97) nous avons montré qu'en tenant compte de cette résistance, les impédances série de l'antenne, $R_{s_{ant}}$ et $L_{s_{ant}}$, étaient différentes de celles obtenues lorsque R_{pe} est négligée, soient $R_{s_{ant-pe}}$ et $L_{s_{ant-pe}}$.

A la fréquence de résonance, la résistance série de l'antenne $R_{s_{ant}}$ apparaît également comme une résistance $R_{sp_{ant}}$ parallèle, fonction de son inductance série $L_{s_{ant}}$.

$$R_{sp_{ant}} = R_{s_{ant}} \left(1 + \left(\frac{\omega L_{s_{ant}}}{R_{s_{ant}}} \right)^2 \right). \quad (5.32)$$

La résistance parallèle totale de l'antenne $R_{p_{ant}}$ est égale à l'association en parallèle de ces deux résistances R_{pe} et $R_{sp_{ant}}$. Si la première résistance n'est pas beaucoup plus grande que la seconde, le facteur de qualité total Q_{ant} est plus faible que $Q_{s_{ant}}$, déterminé par $R_{s_{ant}}$ et $L_{s_{ant}}$. Rappelons que lorsque le facteur de qualité d'une inductance est grand, supérieur à 10, l'inductance du modèle parallèle, valable au voisinage de la résonance, est égale à l'inductance du modèle série. La *Figure 5.16* (p.211) montre que cette condition est vérifiée entre 10kHz et 20MHz pour l'antenne. Nous en déduisons que l'inductance et le facteur de qualité mesurés déterminent la résistance parallèle totale de l'antenne :

$$R_{p_{ant}} = \omega L_{s_{ant}} Q_{ant}. \quad (5.33)$$

Nous allons d'abord estimer la résistance de pertes diélectriques R_{pe} à partir de la modélisation, puis nous la comparerons à $R_{sp_{ant}}$ simulée et $R_{p_{ant}}$ mesurée. Ensuite nous étudierons son influence sur le facteur de qualité de l'antenne, sur son inductance et sur sa résistance série, corrigeant ainsi les *Figures 5.14, 5.15 et 5.16* (pp.206, 209 et 211).

Modélisation de R_{pe}

Les pertes diélectriques sont des courants de fuite dans les matériaux imparfaitement isolants séparant les conducteurs, c'est pourquoi ils sont généralement associés aux capacités. Nous distinguons deux éléments dans l'antenne pouvant introduire des pertes diélectriques, qui sont les matériaux isolant les armatures des capacités que nous avons distinguées dans la modélisation : le

noyau magnétique séparant les spires extrêmes du bobinage secondaire et l'adhésif rendant la boucle solidaire du tore, en remplissant l'espace au niveau de la traversée.

L'adhésif que nous utilisons est un isolant ayant une résistivité de $10^{12}\Omega.m$. N'ayant pas d'information concernant sa variation en fréquence, nous supposons qu'elle reste toujours aussi grande dans la bande passante du capteur, c'est-à-dire que les courants de Foucault y sont négligeables. Dans l'exemple illustrant l'équation (3.80) (p.88), nous avons vu qu'un matériau ayant une telle résistivité donnait une résistance de l'ordre de $10^{10}\Omega$, aussi pouvons-nous la négliger, en particulier en comparaison de la résistivité du noyau magnétique, plus petite de plusieurs ordres de grandeur, parce qu'il est un semiconducteur.

Sur la *Figure 3.15* (p.94), nous avons reproduit la variation de la résistivité ρ_t du noyau magnétique donné par le constructeur [Philips, 1998], montrant qu'elle est de l'ordre de $5 \times 10^4 \Omega.m$ à 1MHz. La relation (3.78) (p.88) permet de déterminer la résistance R_{sp} de pertes diélectriques entre les spires extrêmes en fonction de la résistivité ρ_t du tore, de sa section s_t , de son rayon équivalent r_{sp} et de l'angle séparant les spires θ_{sp1} , qui est de 23° . Ces paramètres géométriques étant les mêmes que ceux qui nous permis de calculer la capacité C_{sp1} . Nous obtenons ainsi :

$$R_{sp1} = \rho_t \frac{2r_{sp}\theta_{sp1}}{h_t(d_o - d_i)} = 53,48\rho_t. \quad (5.34)$$

A 1MHz, cette résistance est donc de $2,67M\Omega$.

Considérant que la méthode de bobinage modifie la résistance de pertes diélectriques dans le rapport inverse de celui modifiant la capacité à laquelle elle est associée, la résistance équivalente aux bornes de l'antenne devient, en connexion différentielle :

$$R_{pe} = 3R_{sp1}. \quad (5.35)$$

A 1MHz, R_{pe} est donc de $8,02M\Omega$. A 10MHz, où ρ_t est de $10^4\Omega.m$, nous avons $1,60M\Omega$.

Comparaison des résistances parallèles à la résonance

Pour mettre en évidence l'effet des pertes diélectriques dans l'antenne, nous comparons sur la *Figure 5.18* les simulations des trois résistances parallèle définies dans la modélisation, $R_{sp_{ant}}$, R_{pe} et $R_{p_{ant}}$, avec les résistances parallèle déduites des mesures. Nous nous intéressons aux mesures avec le pont d'impédance, au Q-mètre et des fonctions de transfert avec et sans point milieu. Nous présentons les courbes entre 100kHz et 100MHz, parce qu'aux fréquences plus basses la résistivité du noyau est suffisamment grande pour ne pas modifier l'impédance de l'antenne et elle est constante.

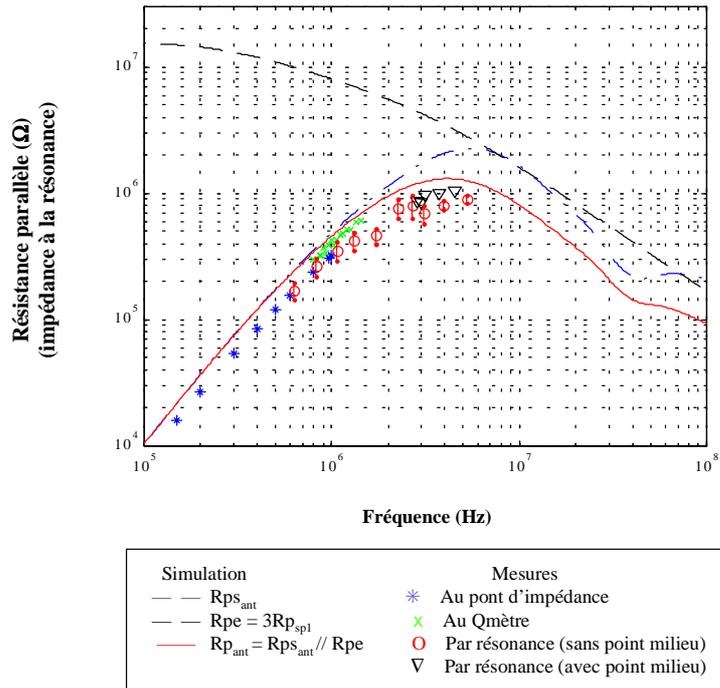


Figure 5.18 : Atténuation de l'impédance de l'antenne à la résonance par les pertes diélectriques.

Nous simulons l'antenne dans le cas asymétrique. La résistance R_{pe} est constante jusqu'à 100kHz approximativement et de l'ordre de 20MΩ. Au-delà de cette fréquence elle décroît avec une pente inversement proportionnelle à la fréquence à partir de 4MHz.

La relation (5.32) (p.218) montre que la résistance parallèle R_{sp_ant} , due à l'impédance série de l'antenne croît approximativement comme le carré de la fréquence. En effet elle est proportionnelle au carré de la réactance inductive de l'antenne, tant que la résistance série R_{s_ant} est constante ou que sa variation par rapport à la fréquence est lente. La Figure 5.15 (p.209) montre que cette condition est vérifiée aux fréquences inférieures à 3MHz, où la contribution de la résistance de pertes magnétiques est négligeable, à l'exception d'un intervalle de fréquence compris entre 1 et 10kHz, lorsque le couplage mutuel devient significatif. Cette résistance parallèle atteint un maximum de 2,2MΩ à 6MHz, lorsque les pertes magnétiques font croître la résistance série avec une pente supérieure à f^2 . A plus haute fréquence elle décroît approximativement en f^{-2} jusqu'à la résonance ferromagnétique du noyau. Au-delà elle devient constante jusqu'à 100MHz au moins.

La résistance parallèle équivalente de l'antenne, R_{p_ant} , de l'ordre de 500kΩ à 1MHz, est égale à la contribution de la résistance série, décrite au paragraphe 5.2.2.6 (p.208), aux fréquences basses. A partir de 1 à 2MHz, l'atténuation due pertes diélectriques devient visible sur la courbe de

$R_{p_{ant}}$. Au-delà de 6MHz, les deux résistances parallèles de l'antenne, R_{pe} et $R_{sp_{ant}}$, sont du même ordre de grandeur. La résistance $R_{p_{ant}}$ est donc de l'ordre de la moitié de R_{pe} .

Ainsi $R_{p_{ant}}$ présente un maximum de $1,2M\Omega$, à 4MHz. Aux fréquences inférieures à 2MHz et supérieures à 8MHz, elle est inférieure à $1M\Omega$. A 100MHz elle est de l'ordre de $100k\Omega$.

La résistance parallèle déduite de l'ensemble des mesures est inférieure à celle simulée. Nous retrouvons des différences entre les mesures et la simulation similaires à celles observées pour le facteur de qualité (*Figure 5.16*, p.211).

La mesure au pont d'impédance présente un décalage croissant par rapport à la simulation, de 30% à 100kHz à 40% à 1MHz, apparaissant à partir de 10kHz. Nous avons observé ce même décalage sur les courbes de l'inductance (*Figure 5.14*, p.206) et de la résistance série de l'antenne (*Figure 5.15*, p.209) : il est dû à la différence entre la mesure et la simulation de la résistance et de l'inductance de la boucle primaire, entre 10kHz et 500kHz environ, puis jusqu'à 1MHz il est dû à la chute de l'inductance et du facteur de qualité de l'antenne, à l'approche de la résonance.

La mesure au Q-mètre présente un décalage approximativement constant avec la simulation de 15%.

La mesure de la fonction de transfert sur l'antenne sans point milieu présente le même décalage que la mesure au pont entre 600kHz et 1,3MHz, mais avec une incertitude de mesure de 25%. Au-delà de cette fréquence, nous observons une fluctuation des mesures, donnant une résistance inférieure de 40 à 50% à la simulation, ce qui est supérieur à l'incertitude de mesure.

La mesure de la fonction de transfert sur l'antenne avec point milieu, corrigée de la résistance de $10M\Omega$ de la sonde, présente une résistance supérieure à la mesure précédente, avec une incertitude de mesure de 5%, obtenue grâce à une estimation plus précise des capacités d'accord. Nous observons un décalage avec la simulation de l'ordre de 20%, soit la moitié de celui obtenu pour l'autre mesure de la fonction de transfert. Nous expliquons cette différence par la mesure hors de la cage de Faraday.

Cette analyse montre que la prise en compte d'une résistance de pertes diélectriques, atténuant l'impédance de l'antenne à la résonance, dans la simulation rend compte des mesures. Nous attribuons le décalage qui subsiste à l'incertitude sur la résistivité du tore. Les mesures donnent une valeur expérimentale de cette résistance de pertes diélectriques égale à $2 \times R_{p_{sp1}}$. L'hypothèse que cette résistance est due aux pertes par courant de Foucault, traduites par la baisse de résistivité du noyau, semble donc correcte. Les mesures ne montrent pas de différence

significative de la valeur de la résistance entre une connexion asymétrique et différentielle, en particulier parce que les points de mesure au Q-mètre sont inférieurs à 1,5MHz. En raison de la méconnaissance de la résistivité exacte du matériau magnétique, les mesures ne valident pas l'hypothèse que la résistance R_{pe} est 4 fois plus importante en connexion différentielle qu'en connexion asymétrique, comme nous l'avons supposé, par analogie avec la capacité.

Correction du facteur de qualité, de la résistance et de l'inductance de l'antenne

Nous allons regarder la modification apportée par la prise en compte de la résistance équivalente aux pertes diélectriques sur le facteur de qualité, la résistance et l'inductance successivement, suivant un ordre d'effet décroissant. Comme nous l'avons déduit de l'analyse de la résistance parallèle, nous considérons une valeur expérimentale de $R_{pe} = 2 \times R_{p_{sp1}}$.

Sur la figure suivante nous comparons les simulations des deux contributions au facteur de qualité de l'antenne avec la simulation et les mesures de celui-ci. Nous intéressent à l'apport de la résistance de pertes diélectriques, nous centrons la courbe sur les mesures par résonance.

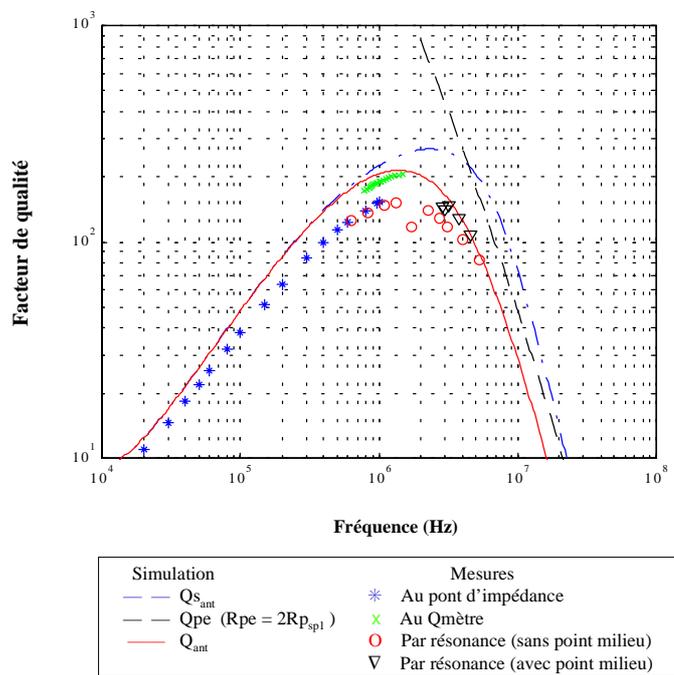


Figure 5.19 : Facteur de qualité de l'antenne tenant compte des pertes diélectriques dans le tore.

Cette figure montre que le facteur de qualité due à la résistance R_{pe} décroît en f^{-2} . Au-dessous de 2MHz il est supérieur à 1000. A partir de 4MHz, il est comparable au facteur de qualité

de l'impédance série de l'antenne, qui est le facteur de qualité déterminé par le rapport des perméabilités primaire et seconde du noyau.

Le facteur de qualité apparent de l'antenne est atténué à partir de 700kHz environ, en introduisant la valeur expérimentale de R_{pe} déduite de la courbe des résistances parallèles. Il présente un maximum de l'ordre de 210 à 1,2MHz. Bien que nous ayons considéré une résistance simulée R_{pe} plus faible de 50% par rapport à celle de la *Figure 5.18* (p.220), le maximum de la résistance parallèle de l'antenne est de même valeur, mais sa fréquence est légèrement abaissée, elle reste supérieure à 3MHz. Le maximum de son facteur de qualité apparaît à une fréquence qui est le quart de celle correspondant au maximum de sa résistance parallèle. Au-delà de 4MHz, où les facteurs de qualité des deux contributions modélisées sont approximativement les mêmes, la prise en compte des pertes diélectriques réduit le facteur de qualité résultant de moitié.

La comparaison du facteur de qualité corrigé avec les mesures montre un bon accord pour la mesure au Q-mètre et pour la mesure de la fonction de transfert de l'antenne avec point milieu. Ces deux mesures présentent une incertitude de mesure de 2 à 4%. Nous observons sur cette figure une différence avec la simulation ne dépassant pas 5%. Avec la mesure au Q-mètre, nous obtenons un maximum du facteur de qualité à la même fréquence que la simulation. Les mesures de la fonction de transfert indiquent la même chute du facteur de qualité, introduite par les pertes diélectriques, au-delà de 3MHz avec l'antenne à point milieu et à 5MHz avec l'antenne sans point milieu.

La *Figure 5.20* compare avec les mesures la résistance de l'antenne simulée avec et sans pertes diélectriques. Comme dans le cas du facteur de qualité, nous voulons observer les modifications introduites par les pertes diélectriques, c'est pourquoi nous reprenons seulement la résistance série totale de l'antenne de la *Figure 5.15* (p.209) et nous nous limitons à une bande de fréquences comprise entre 10kHz et 100MHz.

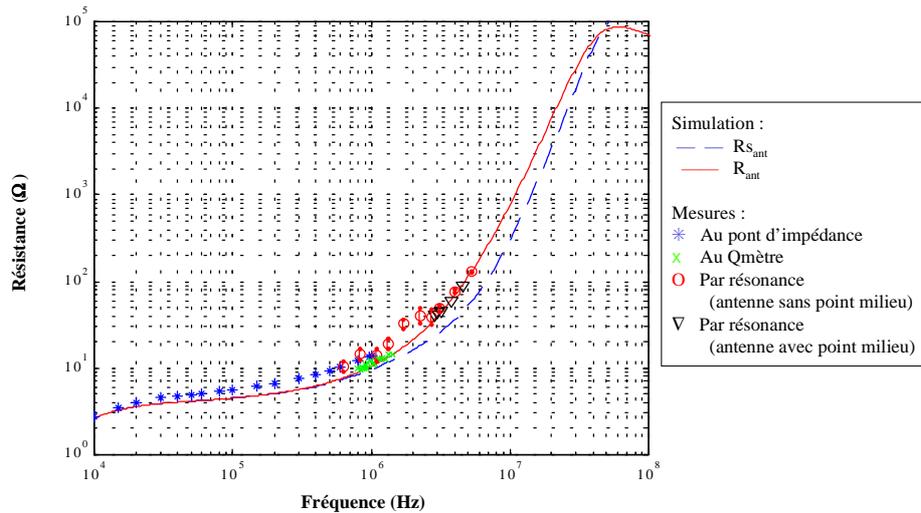


Figure 5.20 : Résistance totale de l’antenne tenant compte des pertes diélectriques dans le tore.

La simulation montre que les pertes diélectriques augmentent la résistance totale de l’antenne à partir de 1MHz, comme sa résistance parallèle. Cette augmentation, introduite par la prise en compte des pertes diélectriques, atteint un maximum d’un facteur 2 approximativement, au voisinage de 10MHz. Elle est limitée à 50MHz, fréquence de la résonance ferromagnétique du noyau. Au-delà, la résistance de pertes diélectriques atténue la résistance de l’antenne, qui reste ainsi inférieure à 10kΩ.

Comme pour le facteur de qualité, la simulation de la résistance de l’antenne avec les pertes diélectriques et les mesures au Q-mètre et de la fonction de transfert de l’antenne avec point milieu présentent un très bon accord, avec une différence de l’ordre de 1 à 2 %. Pour cette dernière mesure, Nous obtenons une incertitude de mesure de la résistance de 3 à 5%. La mesure de la fonction de transfert de l’antenne sans point milieu présente également un bon accord avec la simulation pour les points de mesure aux fréquences supérieures à 3,6MHz, avec une différence inférieure à 5%.

Pour l’inductance de l’antenne nous ne présentons pas de nouvelle figure car la simulation montre que les pertes diélectriques modifient cette impédance seulement aux fréquences supérieures à 20MHz. Ainsi l’inductance est atténuée de 50μH à 30MHz et 200μH à 60MHz. A 100MHz elle n’est plus que de 20μH, soit approximativement 100μH inférieure à celle de la Figure 5.14 (p.206). Au-delà elle tend asymptotiquement vers 0.

L’inductance déduite de la mesure de la fonction de transfert de l’antenne avec point milieu, présente une valeur moyenne de $333 \pm 10 \mu\text{H}$ entre 2,8 et 4,8MHz, qui est en accord avec la valeur

moyenne de $340\mu\text{H}$ de la simulation, à 2% près. Les valeurs mesurées varient de $\pm 10\mu\text{H}$ autour de leur moyenne.

Conclusion sur la modélisation des pertes diélectriques

En conclusion de cette analyse de la contribution des pertes diélectriques, nous pouvons dire que la modélisation d'une résistance en parallèle aux bornes de l'antenne explique l'atténuation du facteur de qualité et de la résistance apparente à la résonance ainsi que l'augmentation de la résistance totale observée lors des différentes mesures par résonance. La valeur expérimentale de la résistance équivalente à ces pertes, voisine de la résistance déduite de la résistivité du tore, montre que sa modélisation est correcte dans la mesure où la valeur de cette résistivité est un ordre de grandeur. Ainsi une différence d'un facteur 2 est cohérente. Les mesures montrent que la valeur de cette résistance est indépendante de la méthode de bobinage, mais l'erreur de mesure introduite par l'atténuation de l'induction des bobines d'Helmholtz dans la cage de Faraday et la bande de fréquences trop basse des mesures au Q-mètre ne permettent pas de conclure définitivement.

5.2.2.10 Etude de la capacité de l'antenne en fonction de la méthode de bobinage

Nous avons testé différentes méthodes de bobinage du tore afin de réduire la capacité du bobinage secondaire. Cette optimisation permet soit d'augmenter la fréquence de résonance, tout en conservant la même inductance, donc l'amplification en tension apportée par le rapport de transformation, soit d'augmenter l'inductance tout en gardant la même fréquence de résonance. Nous analyserons les conséquences de deux termes de cette alternative lors de la discussion des mesures du bruit du capteur.

Principe de la mesure

Nous allons déduire la capacité répartie de la mesure de la fréquence de résonance d'enroulements présentant le même nombre de spires N_{bob} , mais bobinés différemment. Cette capacité dépendant de la géométrie des bobinages, nous avons utilisé des tores de mêmes dimensions, similaires à celui monté sur l'antenne. Nous avons donc utilisé des noyaux constitués du même matériau magnétique, obtenant pour chaque échantillon une inductance et une permittivité comparables.

Pour nous affranchir de l'incertitude de construction sur l'inductance spécifique des noyaux, nous déduisons la capacité et l'inductance en mesurant la fréquence de résonance pour deux valeurs de capacité d'accord.

Bobinages testés

Afin de comparer les résultats au tore monté sur l'antenne et de pouvoir les tester avec la boucle primaire, nous avons réalisé 4 bobinages de 50 spires, constitués avec le fil de cuivre émaillé de 50/100^e, issu de la même bobine. Ils sont bobinés avec un point milieu, en connectant en série 2 enroulements de 25 spires, ayant la même longueur (à 1% près).

Ils ont été conçus de façon à modifier une des capacités contribuant à la capacité répartie du bobinage : la capacité entre spires, la capacité entre les extrémités et la capacité spires-noyau. Le tore témoin est bobiné de la même manière que celui que nous avons caractérisé avec l'antenne.

- Tore #1 : l'enroulement recouvre la quasi-totalité du noyau, réduisant ainsi la capacité entre spires, c'est le tore témoin ;
- Tore #2 : l'enroulement recouvre seulement la moitié du tore, les spires sont rapprochées, par contre les extrémités de l'enroulement sont éloignées au maximum : ainsi la capacité entre les extrémités du bobinage est réduite au détriment de la capacité entre spires ;
- Tore #3 : le bobinage est éloigné du tore en interposant un capot en PVC d'1mm d'épaisseur, afin de réduire la capacité spires-noyau ; un rainurage de 6° d'angle permet un bobinage régulier, laissant un angle de 60° entre les deux spires extrêmes ;
- Tore #4 : il est quasiment identique au Tore #3, le seul paramètre changé est l'augmentation de l'épaisseur du capot à 5mm, réduisant davantage la capacité spires-noyau.

Ces 4 bobinages sont montrés sur la *Figure 5.21*. Nous avons utilisé du fil de chanvre pour immobiliser les spires, en particulier celles aux extrémités.

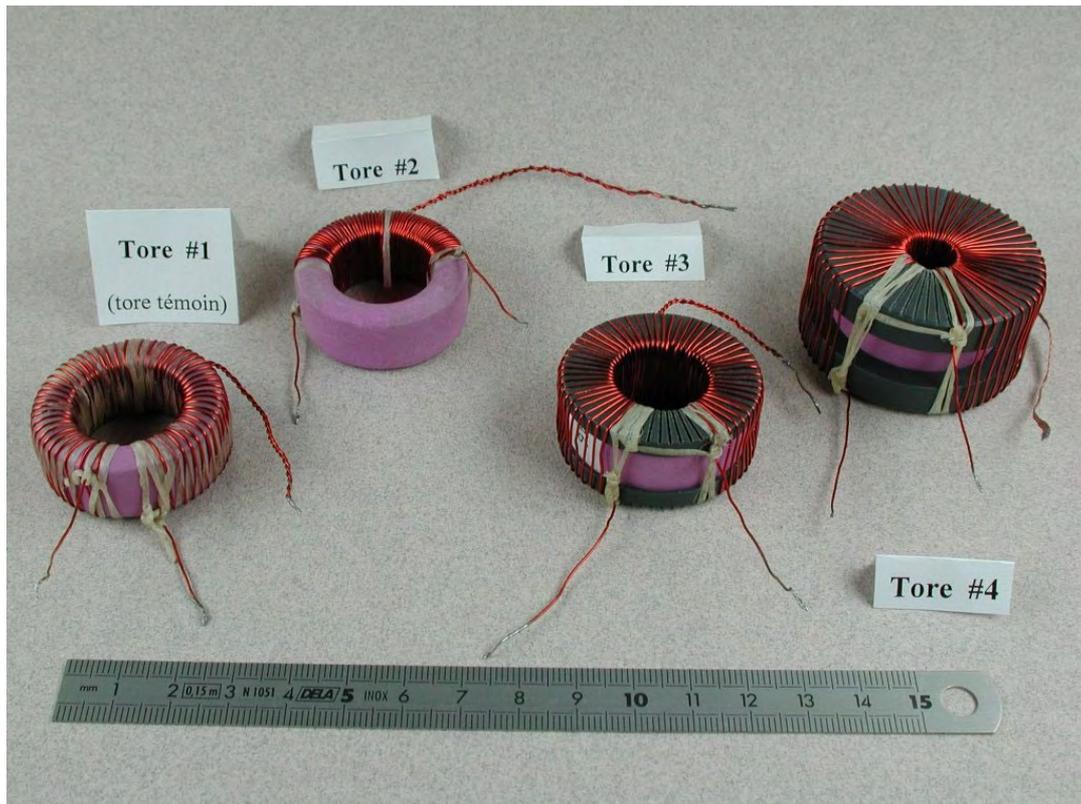


Figure 5.21 : Photographie des quatre tores montrant les différentes méthodes de bobinage testées.

Pour ne pas modifier la longueur des brins coupés, nous avons réalisé le point milieu, qui est connecté à la masse pendant la mesure, avec les extrémités voisines de chaque demi-bobinage, que nous avons torsadées ensemble. Nous avons veillé à donner la même longueur de fil aux extrémités des bobinages, du côté mesure, au détriment des extrémités constituant le point milieu. Les brins du côté mesure ont une longueur de 40mm, variant de ± 5 mm d'un enroulement à l'autre. C'est la longueur nécessaire à la connexion de l'antenne au préamplificateur. Ils constituent une inductance de fuite négligeable, de l'ordre de 50nH chacun, comparée à la contribution des spires sur le tore, de 425 μ H environ. Par contre les caractéristiques de ces brins sont importantes pour l'étude de la capacité.

Méthode de mesure

Nous avons choisi de faire cette étude par une mesure d'impédance mutuelle : nous injectons un courant i_{bcle} dans une boucle à air de 10cm de diamètre, que nous appellerons spire d'excitation, qui traverse le tore en son axe. Par couplage inductif, un courant est induit dans le bobinage, aux bornes duquel nous mesurons la tension V_{bob} avec une sonde différentielle. Comme pour la boucle d'excitation, nous connaissons le courant i_{bcle} grâce à une mesure de tension

différentielle aux bornes d'une résistance de 50Ω , en série avec la boucle. L'impédance d'entrée de la sonde est celle d'une résistance de $10M\Omega$ en parallèle avec une capacité de $2,0\pm 0,5pF$. La figure ci-dessous montre le schéma du montage de mesure.

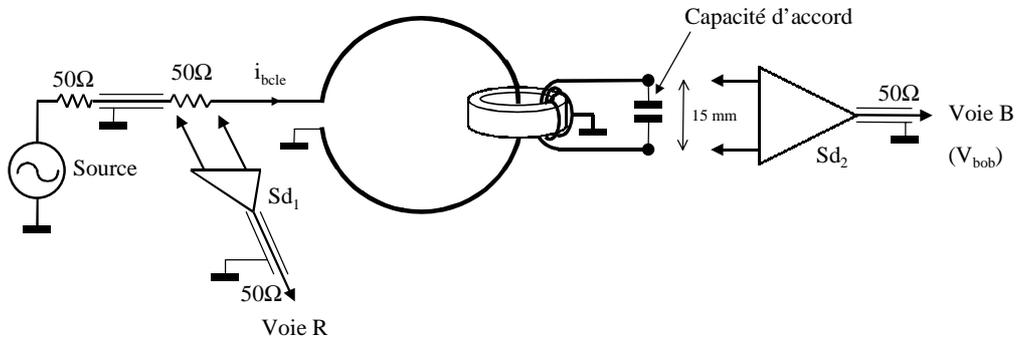


Figure 5.22 : Montage de mesure de la fréquence de résonance des bobinages.

Le rapport V_{bob} / i_{bcle} que nous mesurons est égal à l'impédance mutuelle entre la spire et le bobinage. En divisant ce courant par le rapport de transformation, qui est égal au nombre de spires N_{bob} du bobinage, nous obtenons le courant circulant dans le bobinage. Le rapport $(N_{bob}V_{bob} / i_{bcle})$ est alors égal à l'impédance du montage ramenée au secondaire, qui est en première approximation celle du bobinage. De la mesure de la fréquence de résonance, nous déduisons donc l'inductance et la capacité vue aux bornes du bobinage. Nous distinguons dans cette capacité : la capacité répartie de la spire d'injection, la capacité entre la boucle à air et le bobinage, vue au secondaire, et la capacité de la sonde.

La capacité de la sonde est donnée par le constructeur avec une précision de $\pm 0,5pF$. Afin de réduire la capacité entre la spire et le bobinage, nous la faisons passer par le centre du tore, parallèlement à son axe, nous utilisons un fil d'un diamètre de $0,90mm$, petit devant le diamètre intérieur du tore, et nous lui donnons un diamètre suffisamment grand pour négliger son rayon de courbure à la traversée du noyau. Ce rayon est limité par la fréquence de résonance du montage. Bien que nous fassions une mesure relative de capacité, nous voulons que le courant circulant dans la spire soit quasi constant jusqu'à $10MHz$, ainsi il ne sera pas influencé par des variations de sa fréquence de résonance. C'est pourquoi nous avons utilisé une spire de $10cm$ de diamètre pour ce montage. Comme pour la boucle d'excitation, nous avons mesuré le courant traversant cette spire en fonction de la tension de source de l'analyseur de réseau entre $1MHz$ et $100MHz$ (Figure 5.23).

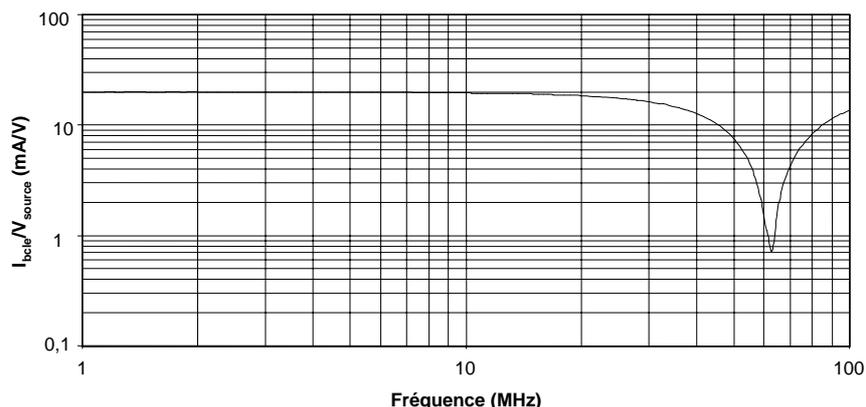


Figure 5.23 : *Mesure du courant circulant dans la spire d'injection de 10cm de diamètre en fonction de la tension de source.*

Nous voyons que le courant circulant dans la spire est de 20mA/V entre 1 et 10MHz avec une précision de $\pm 0,5\%$. A 10MHz, nous mesurons une chute de courant de 2%. Le montage d'injection résonne à 62MHz.

Nous avons réalisé cette spire avec un câble multi-brins en cuivre, d'un diamètre efficace de 0,90mm et d'une longueur de 35,0cm. Au pont d'impédance, nous avons mesuré une résistance de 7,5m Ω et une inductance de 314nH à 100kHz.

Mesure de la fréquence de résonance

Une première mesure de la fréquence de résonance des bobinages sans ajouter de capacité d'accord a montré que celle-ci peut varier suivant la distance séparant les extrémités des enroulements. Cette variation correspond à une variation de la capacité équivalente de 2 à 5% selon la précision de la mesure. La réduction de l'écartement provoque une augmentation de la capacité. La sonde de mesure est connectée au bobinage à l'aide de grappe-fils, c'est pourquoi les extrémités sont mobiles.

Nous avons pallié ce problème pour les mesures avec capacité d'accord, en modelant les pattes de condensateurs piqués de sorte à conserver un écartement constant de 15mm. Nous avons ainsi mesuré la fréquence de résonance de chaque échantillon avec deux capacités d'accord, dont nous avons vérifié la valeur au pont d'impédance entre 100kHz et 1MHz.

Dans le tableau ci-dessous, nous reportons les fréquences de résonance mesurées sans capacité d'accord et avec les deux capacités d'accord, pour un écartement des extrémités de 15mm. Puis nous calculons la capacité équivalente de chaque bobinage, son inductance propre et la

fréquence de résonance correspondante. En ôtant la capacité de la sonde, nous en déduisons la capacité répartie de chaque enroulement et sa fréquence de résonance propre.

| | Tore 1 | Tore 2 | Tore 3 | Tore 4 |
|--|-----------------|---------------------------------|-----------------|-----------------|
| Sans capacité d'accord | 4,5100 | 4,5925 | 4,5425 | 4,1700 |
| Capacité de 1,09pF ($\pm 0,07$pF) | 3,8075 | 3,8175 | 3,8875 | 3,6175 |
| Capacité de 2,16pF ($\pm 0,07$pF) | 3,3875 | 3,3375 | 3,4675 | 3,2550 |
| L'incertitude de mesure de la fréquence est de $\pm 1,25$ kHz | | | | |
| <u>Moyenne des 3 mesures :</u> | | | | |
| Capacité équivalente (pF) | 2,83 \pm 0,13 | 2,41\pm0,12 | 3,02 \pm 0,14 | 3,38 \pm 0,15 |
| Inductance propre (μH) | 445 \pm 28 | 497 \pm 31 | 407 \pm 26 | 432 \pm 27 |
| Fréquence de résonance déduite (MHz) | 4,49 \pm 0,13 | 4,60 \pm 0,14 | 4,54 \pm 0,13 | 4,16 \pm 0,12 |
| Capacité répartie (sans les 2\pm0,5pF de la sonde) | 0,83 \pm 0,63 | 0,41\pm0,62 | 1,02 \pm 0,63 | 1,38 \pm 0,64 |
| Fréquence de résonance propre (MHz) | 8,4 \pm 1,7 | 11,1\pm4,4 | 7,8 \pm 1,3 | 6,5 \pm 0,8 |

Tableau 5.7 : Mesure de la capacité répartie des enroulements dans le cas d'un écartement constant de 15mm des extrémités. Un bobinage serré dont les spires extrêmes sont éloignées apporte la capacité la plus faible. L'augmentation de la capacité lorsque le bobinage est éloigné du tore montre que la capacité spires-noyau est négligeable.

Ce tableau montre que la capacité du tore #2 est plus faible que celle du tore #1, alors que celles des tores #3 et #4 sont plus grandes. En nous affranchissant de la capacité de la sonde, qui représente 59 à 83% de la capacité vue par les enroulements, nous mettons mieux en évidence la variation relative des capacités propres par rapport à celle du tore #1. Nous en déduisons une chute de 51% avec le tore #2 et une augmentation de 23% et 66% respectivement avec les tores #3 et #4.

La comparaison entre les tores #1 et 2 montre que la réduction de la capacité entre les extrémités est plus importante que la réduction de la capacité entre spires. Ces deux enroulements présentent les mêmes capacités bobinage-noyau et bobinage-spire d'excitation.

En éloignant les spires du noyau sur les tores #3 et #4, nous augmentons leur longueur mais nous les rapprochons également de la spire d'injection. Nous réduisons la capacité bobinage-noyau, mais nous augmentons simultanément 2 paramètres de la capacité bobinage-spire : la distance entre les surfaces en regard et l'aire de ces surfaces, proportionnelles à la hauteur du tore. Nous supposons que la distance entre les spires extrêmes varie peu, par contre l'écartement entre les

extrémités augmente. La capacité bobinage-noyau est donc négligeable devant la capacité bobinage-spire. Ce résultat s'explique par la forte résistivité du ferrite, de l'ordre de $5 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{m}$, à 1MHz. De même la contribution de la capacité entre les extrémités des enroulements est moins importante.

Nous concluons de cette étude que deux capacités sont prépondérantes au sein de l'antenne : la capacité entre la boucle primaire et le bobinage secondaire et la capacité entre les spires extrêmes du bobinage. Pour réduire la capacité répartie vue par l'antenne, il est donc conseillé de bobiner l'enroulement sur la moitié du tore, à même le noyau, et de donner une faible section à la boucle primaire à la traversée du tore.

Nous avons également observé que l'ajout d'un point milieu sur le bobinage secondaire, relié à la masse, permettait de diviser la capacité apparente de l'antenne d'un facteur 4, doublant ainsi sa fréquence de résonance. Cette capacité est de l'ordre de 1pF, aussi peut-elle être augmentée significativement par la capacité de l'instrumentation connectée en aval, dans notre cas il s'agit du préamplificateur ou bien de la sonde de mesure.

5.2.3 Mesure de la fonction de transfert

Nous allons d'abord comparer la mesure de la fonction de transfert avec la modélisation. Nous considérerons 3 modèles de complexité croissante. Ensuite nous étudierons des mesures montrant l'optimisation de la fonction de transfert, c'est-à-dire l'augmentation de la bande passante de l'antenne, et nous décrirons des méthodes de mesure permettant de mieux connaître sa réponse.

5.2.3.1 Comparaison entre mesure et modélisation

Pour mieux comprendre la réponse de l'antenne au champ magnétique, nous allons comparer 3 modèles, dont la complexité différente permet de mettre en évidence la divergence entre les comportements idéal et réel.

Les 3 modèles

Nous considérons un premier modèle idéal où l'antenne est décrite comme l'association d'une boucle à air, générant une force électromotrice e_m , définie suivant (3.32) (p.65), avec un

transformateur idéal ayant un rapport de transformation N_{bob} . La fonction de transfert idéale de l'antenne s'écrit simplement :

$$V_{ant-1} = N_{bob} e_m. \quad (5.36)$$

Le deuxième modèle est un modèle simplifié de l'antenne [Cavoit et al., 1976], tenant compte des principales impédances qui définissent la fonction de transfert. Ce sont trois impédances élémentaires définies aux fréquences basses, aisément calculables à partir des paramètres de construction : l'inductance propre de la boucle primaire L_{a0} , sa résistance en continu R_{a0} et l'inductance spécifique du tore A_{L0} :

$$V_{ant-2} = e_m \frac{N_{bob} A_{L0}}{L_{a0} \left(1 + \frac{R_{a0}}{j\omega L_{a0}} \right) + A_{L0}}. \quad (5.37)$$

Ecrite sous cette forme, cette relation modélise l'antenne depuis les fréquences basses jusqu'à l'approche de sa fréquence de résonance. L'introduction de la capacité apparente aux bornes de l'antenne, permet de rendre compte de la résonance. Ainsi le domaine de validité de ce modèle permet d'inclure la fréquence de résonance. La présence de la seule résistance de la boucle primaire conduit à surestimer le facteur de qualité de l'antenne. Cette erreur peut être corrigée en ajoutant en parallèle de la capacité une résistance d'une valeur constante égale à l'impédance de l'antenne à la résonance. Nous aboutissons alors à un schéma équivalent similaire au schéma simplifié de la *Figure 3.17* (p.96), avec des impédances élémentaires constantes, en première approximation.

Remarquons que l'introduction de la résistance ohmique R_{a0} de la boucle primaire, met en évidence une fréquence particulière f_{cbf} dans la fonction de transfert, au-delà de laquelle elle devient négligeable devant les inductances L_{a0} et A_{L0} . Il s'agit d'une fréquence de coude qui s'écrit :

$$f_{cbf} = \frac{R_{a0}}{2\pi(L_{a0} + A_{L0})}. \quad (5.38)$$

Pour notre antenne $f_{cbf} = 7,6\text{kHz}$.

Le troisième modèle (V_{ant-3}), le plus complet, est celui auquel nous avons abouti et qui est représenté par le schéma équivalent de l'antenne de la *Figure 3.16* (p.95). En modélisant les capacités et les résistances, nous simulons la fonction de transfert au-delà de la fréquence de résonance f_0 et rendons compte de l'amplitude à cette dernière. La comparaison entre les mesures de la fonction de transfert et ce modèle permettra de mieux évaluer son domaine de validité, mais également de définir la fréquence limite d'un comportement aisément compréhensible de l'antenne.

Comparaison avec la mesure

Afin de comparer la simulation et la mesure, nous avons mesuré la fonction de transfert de l'antenne avec les bobines d'Helmholtz sur une large bande de fréquences (100Hz–10MHz), suivant le montage décrit au chapitre 4 (*Figure 4.4*, p.138). Voulant étudier l'accord de la mesure avec la simulation jusqu'à la fréquence de résonance, nous limitons volontairement la courbe de mesure à 10MHz, jusqu'où elle ne présente pas de difficulté importante. Nous montrerons au paragraphe 5.2.3.2 (p.236) que des résonances secondaires, qui ne sont pas prises en compte par la modélisation, apparaissent au-delà de cette fréquence.

Pour cette mesure, nous avons connecté à l'antenne une sonde à haute impédance, non différentielle, afin de mesurer sa fonction de transfert en connexion asymétrique. Cette sonde présente une résistance d'entrée de $1M\Omega$ et une capacité de 2pF. Nous avons effectué la mesure hors de la cage de Faraday, pour éviter l'atténuation de la sensibilité qu'elle introduit pour la mesure avec les bobines d'Helmholtz (*Figure 5.5*, p.185). En raison de la variation importante de l'amplitude, nous avons effectué cette mesure à partir de 3 acquisitions, pour couvrir une bande de fréquences allant de 100Hz à 10MHz. Nous obtenons ainsi une incertitude de mesure sur l'amplitude de $\pm 3,5\%$ et sur la phase de $\pm 1,8^\circ$ au-dessous de 10kHz et entre 2 et 4MHz. En dehors de ces intervalles les incertitudes respectives sont de $\pm 0,6\%$ et $\pm 0,5^\circ$.

Sur la *Figure 5.24*, nous comparons la simulation de l'amplitude de la fonction de transfert de l'antenne obtenue à partir des 3 modèles avec la mesure.

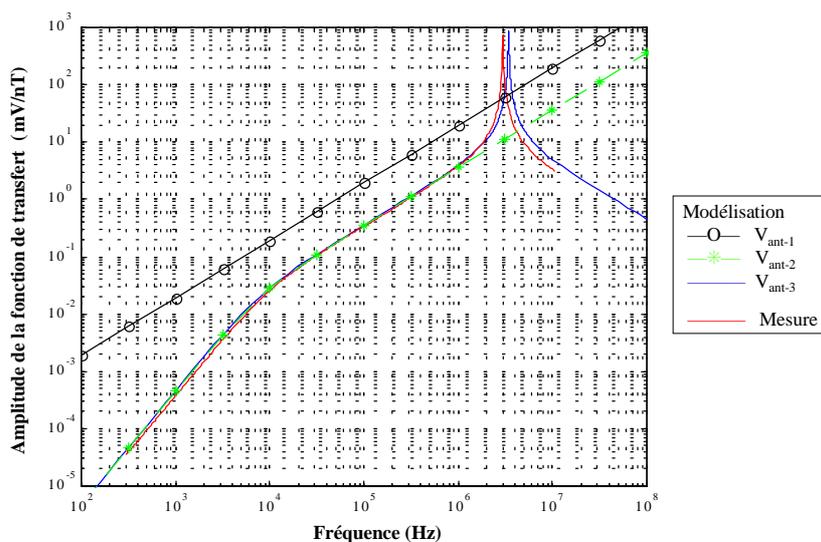


Figure 5.24 : Comparaison entre les 3 modèles et la mesure de l'amplitude de la fonction de transfert de l'antenne.

L'amplitude de la fonction de transfert du modèle idéal, V_{ant-1} , étant égale à la force électromotrice de la boucle primaire à un coefficient près, elle est croissante avec la fréquence. Ce modèle donne une sensibilité spectrale de $19,34\text{mV.nT}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$.

La fonction de transfert du modèle simplifié, V_{ant-2} , se différencie du modèle idéal par deux points. D'une part l'inductance propre de la boucle primaire, beaucoup plus grande que la part de son inductance contribuant au couplage mutuel, constitue une inductance de fuite réduisant le rapport de transformation d'un facteur 5,4. Ainsi aux fréquences supérieures à la fréquence de coude f_{cbf} , l'amplitude de la fonction de transfert est atténuée de ce facteur. Ce modèle montre une sensibilité spectrale de $3,563\text{mV.nT}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$ seulement. D'autre part la fréquence de coude f_{cbf} sépare la bande passante de l'antenne en deux zones où elle présente un comportement asymptotique différent. Aux fréquences supérieures à f_{cbf} , l'antenne présente le même comportement que le modèle idéal : l'amplitude est proportionnelle à la fréquence. Aux fréquences inférieures à f_{cbf} , la résistance de la boucle, plus grande que sa réactance, diminue l'amplitude de la fonction de transfert, qui devient proportionnelle au carré de la fréquence.

Le modèle plus complet auquel nous avons abouti au chapitre 3 (Figure 3.17, p.96), nous permet de prendre en compte la fréquence de résonance de l'antenne. Ainsi les fonctions de transfert V_{ant-2} et V_{ant-3} sont en accord aux fréquences basses, jusqu'à l'approche de la résonance. Sur la Figure 5.24 nous voyons que la limite de validité du modèle simplifié est voisine de 1MHz. Au-delà de cette fréquence, le modèle complet modélise la fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne et son comportement asymptotique à plus haute fréquence. La capacité de l'antenne induit une amplitude inversement proportionnelle à la fréquence jusqu'à 100MHz.

La mesure présente globalement un bon accord avec la simulation du modèle le plus complet, puisque nous retrouvons le même comportement asymptotique. Mais la courbe de mesure montre des valeurs légèrement différentes des deux fréquences caractéristiques de la fonction de transfert par rapport à la simulation.

Dans l'intervalle de fréquences (10kHz-1MHz), où l'antenne a un comportement inductif, l'amplitude de sa fonction de transfert présente un bon accord avec la simulation : à 100kHz elle est inférieure de 2,0%, que nous attribuons principalement à l'incertitude sur les inductances propres de la boucle primaire et spécifique du tore. Aux fréquences inférieures à la fréquence de coude, l'amplitude mesurée présente un écart plus important avec la simulation, parce que la valeur mesurée de f_{cbf} est plus haute. Nous déterminerons sa valeur à partir de la courbe de la phase (Figure 5.25). A 1kHz, la mesure donne une amplitude plus faible de 19%.

Nous mesurons une fréquence de résonance de 3,00MHz à 4% près, alors que d'après la simulation elle est de 3,41MHz. Nous attribuons cette valeur plus faible de la fréquence de résonance à une capacité parasite de connexion de l'ordre de 2pF, s'ajoutant aux capacités de la sonde de mesure et de l'antenne. Cette capacité parasite est liée à l'utilisation de grippe-fils qui rallongent la connexion à la sonde et introduisent une mobilité des extrémités du bobinage. En connectant des capacités physiques pour les mesures par résonance cette mobilité est limitée (§ 5.2.2.10, p.225). La différence de fréquence de résonance décale la courbe de mesure vers les basses fréquences à partir de 2MHz. Entre 6 et 10MHz, la mesure présente une amplitude plus faible que la simulation de 30%, due à la différence de 14% des fréquences de résonances. Nous observons la même décroissance en f^{-1} que la simulation.

La Figure 5.25 compare la phase de la fonction de transfert de l'antenne obtenue par la mesure avec celle obtenue par la simulation avec le modèle 3. Cette figure montre le déphasage entre la tension mesurée à la sortie de l'antenne et le champ magnétique capté. Par simplification, nous appelons la configuration de mesure en phase positive lorsque le déphasage est positif au-dessous de la fréquence de résonance, où le comportement de l'antenne est inductif. En retournant l'antenne dans le champ magnétique, l'ensemble de la courbe est alors déphasé de 180° et elle est en phase négative. Sur cette figure nous montrons la mesure en phase positive.

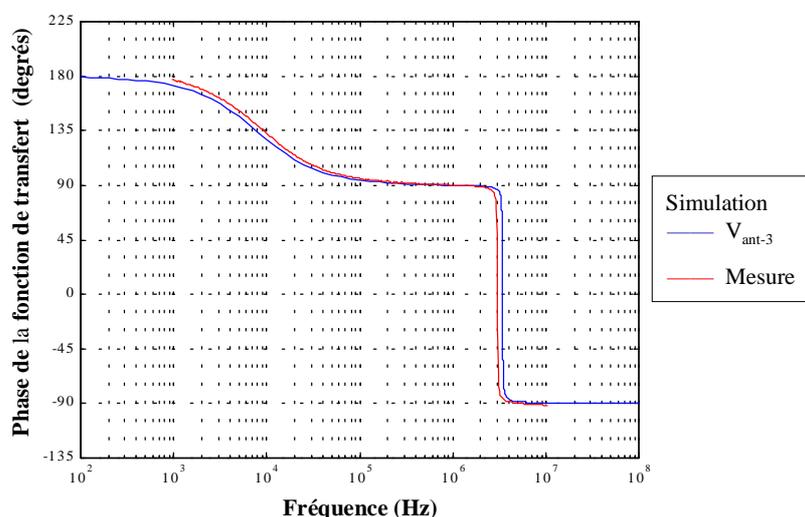


Figure 5.25 : Comparaison entre la simulation et la mesure du déphasage entre la tension aux bornes de l'antenne et le champ magnétique incident.

En toute rigueur, la $f.é.m$ dans la boucle primaire est déphasée de -90° par rapport au champ magnétique et le courant y circulant est en opposition de phase. Aux bornes de l'antenne, un

déphasage de $\pm 180^\circ$ de la tension mesurée peut être introduit par le sens de bobinage de l'enroulement secondaire et le sens de connexion de la sonde.

Sur la courbe de simulation, nous voyons que les deux fréquences caractéristiques de la fonction de transfert déterminent 3 zones de la bande passante de l'antenne au comportement asymptotique différent. Ces deux fréquences correspondent à des valeurs particulières de la phase. La fréquence de résonance f_0 se réfère à une phase égale à $0^\circ \pm 180^\circ$ et la fréquence de coude f_{cbf} à $135^\circ \pm 180^\circ$. C'est pourquoi, ces fréquences peuvent être déterminées aisément à partir de la phase, en particulier f_{cbf} .

La zone du spectre où l'antenne présente un comportement inductif, comprise entre f_{cbf} et f_0 , la phase de l'antenne est de $+90^\circ \pm 180^\circ$. Dans la zone capacitive, au-dessus de f_0 , elle est de $-90^\circ \pm 180^\circ$. Au-dessous de f_{cbf} , la phase est en opposition avec celle à la résonance.

Sur la courbe de mesure nous retrouvons les comportements asymptotiques de la simulation. Nous présentons la mesure à partir de 1kHz, parce que le faible signal de l'antenne induit une phase supérieure à 180° aux fréquences plus basses. Nous retrouvons le décalage des fréquences caractéristiques entre la mesure et la simulation de la phase observé pour l'amplitude.

De l'étude de la phase nous déduisons une valeur expérimentale de f_{cbf} de 9,25kHz à 4% près, soit une différence de 21% avec la simulation, donnant 7,66kHz. Cette différence vient pour moitié de la différence de 10% entre les valeurs simulée et mesurée de la résistance ohmique de la boucle primaire (*Figure 5.3*, p.182). Comme les mesures ont montré des valeurs supérieures de la résistance de la boucle et inférieures de son inductance et de l'inductance spécifique du tore, par rapport à la simulation, les écarts s'ajoutent expliquant la différence entre ces deux valeurs de f_{cbf} .

5.2.3.2 Amélioration de la fonction de transfert et de sa mesure

Par amélioration de la fonction de transfert, nous entendons l'augmentation de la fréquence de résonance grâce à la réduction de la capacité de l'antenne qu'apporte l'ajout du point milieu. Comme nous allons le voir, la connexion différentielle augmente la bande passante de l'antenne vers les hautes fréquences.

L'amélioration de la méthode de mesure de la fonction de transfert consiste d'une part à utiliser la boucle d'excitation comme générateur de champ et d'autre part à effectuer deux acquisitions dans la même bande de fréquences en retournant l'antenne dans le champ magnétique incident. Nous effectuons ainsi une mesure en phase positive et une en phase négative.

Dans le cas d'une réponse au champ magnétique correcte, en retournant l'antenne dans le champ, l'amplitude de la fonction de transfert n'est pas modifiée et la phase est décalée de 180° . Cette procédure a pour but de s'assurer de la symétrie de la réponse de l'antenne, montrant sa qualité. Pour réduire le risque que l'antenne capte un signal parasite ambiant, nous doublons le retournement de l'antenne par celui du générateur de champ.

Nous obtenons ainsi 4 acquisitions d'une même mesure de l'amplitude et de la phase de l'antenne, dont nous déduisons une fonction de transfert moyenne.

Nous avons ainsi mesuré la fonction de transfert de l'antenne en connexion asymétrique et différentielle avec la boucle d'excitation et un double retournement en deux étapes : une mesure large bande entre 100kHz et 100MHz et une mesure à bande étroite centrée sur la fréquence de résonance de chaque configuration de connexion.

Pour l'antenne différentielle nous avons utilisé une sonde ayant une résistance d'entrée de $10M\Omega$ et une capacité de 2pF. Nous avons utilisé la même sonde que précédemment pour l'antenne asymétrique.

Nous allons d'abord analyser les mesures au voisinage de la fréquence de résonance de la fonction de transfert moyenne. Ensuite nous nous pencherons sur les mesures de la fonction de transfert au-delà de 10MHz.

Etude de la fréquence de résonance

Sur la figure suivante nous présentons la fonction de transfert moyenne de chaque configuration que nous comparons à la simulation en tenant compte des impédances des sondes.

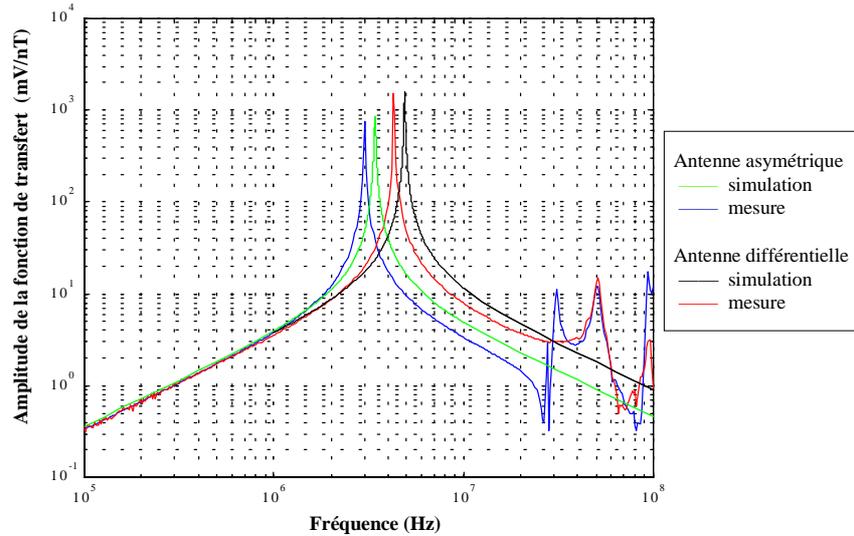


Figure 5.26 : Comparaison de l'amplitude de la fonction de transfert moyenne de l'antenne asymétrique et de l'antenne différentielle.

Dans la zone inductive, en dessous de 1MHz, la mesure avec la boucle d'excitation présente une différence un peu plus importante que celle avec les bobines d'Helmholtz par rapport à la simulation, elle est de 6%. Elle est due d'une part à l'amplitude plus faible du champ magnétique généré et d'autre part à l'incertitude plus importante de positionnement du générateur de champ au milieu de la boucle primaire. L'uniformité du champ dans le plan milieu des bobines d'Helmholtz rend le positionnement moins contraignant.

Les fréquences de résonance des deux configurations d'antenne augmentent légèrement avec l'utilisation de la boucle d'excitation, par rapport aux mesures avec les bobines d'Helmholtz. Mais cette différence est dans la limite de l'incertitude de mesure de 2%.

La fréquence de résonance de l'antenne différentielle mesurée avec la boucle d'excitation est de 4,29MHz alors que la simulation donne 4,88MHz. Nous obtenons la même différence de 12% entre la simulation et la mesure qu'avec l'antenne asymétrique. Nous supposons également qu'une capacité parasite de connexion, de l'ordre de 1pF, abaisse la fréquence de résonance pour cette mesure.

Nous voyons qu'en raison de la valeur voisine de la capacité des sondes de celle de l'antenne, l'ajout du point milieu augmente la fréquence de résonance de l'ordre d'un facteur $\sqrt{2}$, traduisant une réduction de la capacité totale vue par l'antenne d'un facteur 2 et non d'un facteur 4.

Nous mesurons une amplitude à la résonance de 750mV/nT et de 1410mV/nT respectivement pour les montages asymétrique et différentiel, soit un écart de l'ordre de 11% avec

la simulation. Notons que la différence d'amplitude entre les deux configurations de connexion est due à la différence des résistances d'entrée des sondes utilisées.

Mesure de la fonction de transfert entre 10MHz et 100MHz

La *Figure 5.26* (p.238) montre que l'amplitude des deux fonctions de transfert suit une loi en f^{-1} au-delà de la fréquence de résonance jusqu'à 20MHz environ, comme le prévoit la simulation. En raison du décalage des fréquences de résonance, l'amplitude des deux mesures est inférieure d'environ 30% à la simulation à 10MHz.

Au-delà de 20MHz, des pics secondaires apparaissent sur les deux courbes d'amplitude. La mesure différentielle de la fonction de transfert fait disparaître l'anti-résonance et la résonance de la mesure asymétrique, situées à 27 et 31MHz respectivement. Mais nous ne retrouvons pas une pente en f^{-1} au voisinage de 30MHz, ce qui signifie que la fonction de transfert reste perturbée. L'amplitude est supérieure de 10 à 15% par rapport à la valeur à 10MHz extrapolée à cette fréquence. Nous voyons que l'amplitude est constante entre 30 et 40MHz en raison de l'approche de la résonance suivante, située à 51MHz, qui n'est pas modifiée par la connexion différentielle.

Au-delà de cette deuxième résonance, l'amplitude diminue jusqu'à une valeur voisine de celle attendue par extrapolation. Un nouveau pic de résonance apparaît ensuite à 95MHz, dont l'amplitude est plus faible pour la mesure différentielle. L'observation de la fonction de transfert au-delà de 100MHz montrent de nombreux pics, dont l'espacement relativement régulier en fréquence laisse supposer qu'il s'agit d'harmoniques de la résonance à 51MHz.

Pour mieux comprendre le comportement de l'antenne, nous comparons sur la figure suivante l'effet du retournement de l'antenne sur sa phase, pour les deux configurations de connexion.

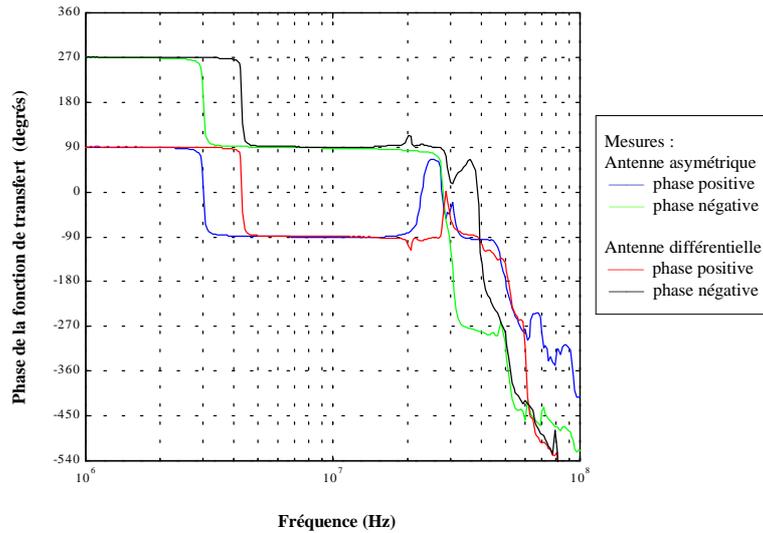


Figure 5.27 : Comparaison des phases mesurées en retournant l'antenne en connexion asymétrique et différentielle dans le champ magnétique.

Cette figure montre un comportement normal de la phase jusqu'à 20MHz pour les deux configurations : nous mesurons la valeur de phase attendue et le retournement introduit bien un décalage de 180°. En décalant les phases négatives de +360°, nous mettons en évidence que l'opposition de phase due au retournement disparaît à certaines fréquences.

Les courbes de l'antenne asymétrique montrent une variation anormale de la phase aux fréquences auxquelles apparaissent l'anti-résonance et la résonance secondaire. La phase positive présente une augmentation de presque 90°, traduisant une anti-résonance, suivit d'une diminution qui la ramène à sa valeur initiale de -90°, équivalente à une résonance. La phase négative ne présente pas cette rotation correspondant à l'anti-résonance, elle reste constante. Nous retrouvons la rotation de la résonance, à la même fréquence, ainsi les phases des deux mesures se retrouvent égales, jusqu'au retour de la phase positive à la normale. Par contre nous observons que la phase négative continue de tourner. Ainsi sur un intervalle de fréquences inférieur à 10MHz, elle tourne de 360°, revenant à la normale, jusqu'à 50MHz approximativement.

Nous supposons que, suivant le sens de mesure positif, deux couplages générant les rotations de sens opposé de la phase se soustraient. Suivant le sens négatif, nous supposons que la rotation induite par l'un des couplages s'inverse avec le retournement mais pas l'autre, ainsi les couplages s'ajoutent. L'observation des signaux à l'oscilloscope autour de 30MHz a montré que le montage est sensible à des « effets de main » traduisant un couplage capacitif. En observant les signaux pendant le retournement, nous avons remarqué que la phase de l'antenne varie dans l'espace sans

s'annuler. Alors qu'aux fréquences où l'antenne présente une réponse au champ magnétique correcte, elle passe en opposition de phase en s'annulant, signifiant que l'antenne ne capte aucun signal lorsqu'elle est orientée parallèlement au champ magnétique, comme il se doit.

Sur les courbes de l'antenne différentielle, nous voyons que la variation de phase au voisinage de 30MHz n'a pas disparu mais elle est atténuée. L'anti-résonance et la résonance ont disparu parce que cette variation reste inférieure à 90° . Au voisinage de cette fréquence, le retournement n'apporte pas une opposition de la phase. En connexion différentielle, la rotation de 360° de la phase négative est décalée de 10MHz. Remarquons que la phase positive varie très peu à cette fréquence.

Au voisinage du pic secondaire situé à 51MHz, toutes les courbes présentent une rotation de phase de -180° , signature d'une résonance.

En conclusion, ces observations de l'amplitude moyenne de la fonction de transfert et de la variation de la phase lors du retournement de l'antenne montrent que la connexion différentielle améliore sa réponse au champ magnétique, en atténuant un effet d'origine électrique. L'antenne présente une résonance secondaire à 51MHz qui n'est pas modifiée par l'ajout du point milieu. Au voisinage de cette fréquence, le retournement s'accompagne d'une opposition de la phase de l'antenne, comme prévu.

Nous n'avons pas d'explication claire sur l'origine de cette résonance secondaire, mais plusieurs hypothèses sont envisageables. Nous avons observé la présence de résonances au-dessus de 10MHz lors de la mesure de la tension aux bornes des enroulements réalisés pour l'étude de la méthode de bobinage (§ 5.2.2.10, p.225), alors qu'elles n'apparaissent pas sur la fonction de transfert de la boucle primaire seule, lorsqu'elle résonne à une fréquence supérieure à 60MHz. Cette résonance secondaire est donc liée à la présence du tore et du bobinage secondaire. Nous supposons donc soit une origine propre à l'antenne, soit un couplage avec le montage de mesure. Dans le cas d'un effet propre à l'antenne, nous supposons deux phénomènes pouvant induire une résonance. D'une part nous remarquons que cette résonance est voisine de la résonance ferromagnétique du matériau, située à 55MHz, aussi pouvons-nous supposer qu'elle se manifeste par une résonance qui n'est pas prise en compte par notre modèle. D'autre part le bobinage est le siège de courants de déplacements qui créent une sensibilité au champ électrique. L'hypothèse d'une résonance dimensionnelle semble peu probable. Cette résonance nécessite que la demi-longueur d'une onde plane dans le noyau soit égale à une dimension de la section du tore (environ 15mm), perpendiculaire aux lignes du champ magnétique. Pour que cette fréquence soit voisine de 100MHz,

la permittivité du noyau devrait être 5 fois supérieure à l'ordre de grandeur donné par le constructeur.

Ces mesures nous permettent de conclure que l'antenne présente une réponse au champ magnétique correcte jusqu'à une fréquence de 20MHz, qui est étendue jusqu'à 30MHz par une connexion différentielle de l'antenne, en considérant une incertitude de mesure plus importante.

5.3 Préamplificateur

A la fin du chapitre 3 (§ 3.6.1.3, p.126), nous avons abouti au choix d'un montage à entrée asymétrique pour le préamplificateur et de l'amplificateur opérationnel CLC425 pour réaliser son étage d'entrée.

Nous allons maintenant présenter ce composant, en détaillant son comportement en bruit, et décrire les deux configurations du montage que nous avons testées avec l'antenne. La possibilité d'ajuster le courant d'alimentation du CLC425 nous a permis d'étudier le fonctionnement du capteur avec des caractéristiques de bruit différentes du préamplificateur. Ensuite, nous présenterons les mesures de fonction de transfert et de bruit du préamplificateur.

5.3.1 Description du CLC425 et des montages testés

5.3.1.1 Comportement en bruit du CLC425

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3, nous avons choisi l'amplificateur opérationnel CLC425 [National Semiconductor, 1996] pour trois raisons essentielles :

- son produit gain \times bande passante de 1900MHz permet d'obtenir un gain en tension de 20 avec une fréquence de coupure à -3dB de 95MHz, en petits signaux,
- ses caractéristiques de bruits en tension et en courant montrent qu'un seuil de sensibilité de $10^{-6} \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ peut être atteint entre 1 et 10MHz, au moins,
- sa consommation en puissance de 150mW et son fonctionnement dans une gamme de température militaire (de -55°C à $+125^\circ\text{C}$) permettent son utilisation pour des applications spatiales.

Le CLC425 présente la particularité de disposer d'une broche permettant d'ajuster son courant d'alimentation en reliant celle-ci à l'alimentation négative au travers d'une résistance de polarisation R_{pol} . Comme le montre la *Figure 5.28*, une variation de 100Ω à $10k\Omega$, permet de modifier le courant d'alimentation de 5 à 15mA.

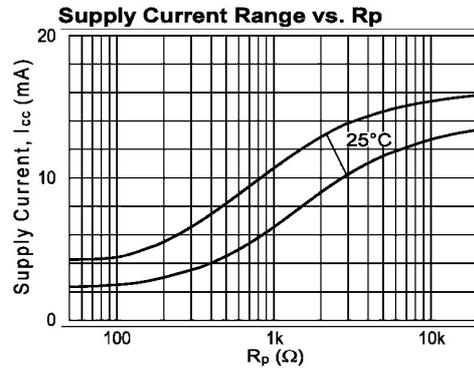


Figure 5.28 : Variation du courant d'alimentation du CLC425 à 25°C en fonction de la résistance de polarisation R_{pol} et écart statistique de fabrication (d'après [National Semiconductor, 1996]).

L'incertitude de fabrication donne une variation du courant de $\pm 1\text{mA}$ par rapport à la moyenne. La modification du courant d'alimentation, donc de la puissance disponible, se répercute sur deux paramètres importants du composant : son produit gain \times bande et ses bruits en tension et en courant.

Pour un même gain en tension de 20, la fréquence de coupure est de 95MHz avec un courant de 15mA et de 25MHz avec 5mA. Pour un courant de 8,5mA, soit $R_{pol} = 1k\Omega$, la fréquence de coupure est de 55MHz.

La *Figure 5.29* montre la variation induite par la modification du courant d'alimentation sur les densités spectrales des bruits en tension et en courant équivalents à l'entrée.

Nous voyons que ces bruits peuvent varier d'un facteur 2 en fonction du courant d'alimentation. Cette variation des bruits en tension et en courant s'effectue en sens opposé : l'augmentation du courant d'alimentation provoque l'augmentation du bruit en courant et la diminution du bruit en tension.

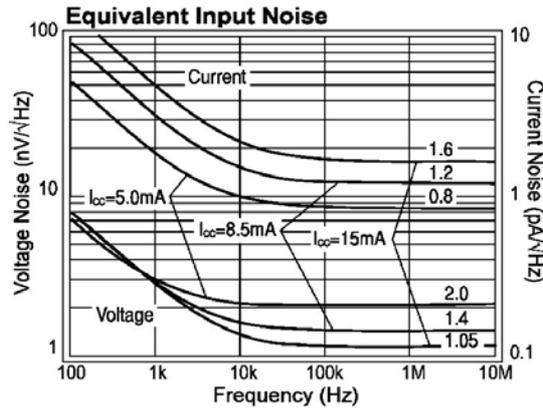


Figure 5.29 : Bruits en courant et en tension à l'entrée du CLC425, en fonction du courant d'alimentation du composant (d'après [National Semiconductor, 1996]).

Le spectre des deux bruits équivalents présente un comportement asymptotique similaire : en-dessous d'une fréquence de coude de l'ordre de 10kHz, le spectre varie suivant la fréquence selon une loi en $f^{-1/2}$, au-dessus il présente un seuil constant jusqu'à 10MHz, au moins, c'est-à-dire sur la majeure partie de la bande passante du capteur. L'augmentation du courant d'alimentation induit une variation de l'ensemble du spectre du bruit en courant. Le bruit en tension n'est pas modifié en dessous de 1kHz, par contre le niveau de son seuil est diminué, s'accompagnant d'une augmentation de la fréquence de coude.

La note technique [National Semiconductor, 1996] indique la possibilité d'un montage différent de la résistance R_{pol} permettant de réduire le bruit en tension. En la connectant à la masse et non à l'alimentation négative et en choisissant une valeur d'au moins 50k Ω , le bruit en tension est alors inférieur à $0,95nV / \sqrt{Hz}$. Par contre cette configuration augmente la consommation en courant à 17mA. Mais le constructeur ne donne aucune précision pour le bruit en courant.

La résistance d'entrée typique du CLC425 est inversement proportionnelle au courant d'alimentation. Pour un courant de 15mA, elle est de 2M Ω en mode commun et de 6k Ω en mode différentiel. Avec un courant de 5mA, elle est d'environ 6M Ω en mode commun et 18k Ω en mode différentiel. Le CLC425 présente une capacité d'entrée typique de 1,5pF en mode commun et de 1,9pF en mode différentiel, invariante par rapport au courant d'alimentation. Ces valeurs d'impédances peuvent s'écarter de 50% de leurs valeurs typiques du fait de l'incertitude de fabrication. Comme leurs valeurs sont comparables à celles de l'antenne à la résonance, elles vont réduire sa fréquence de résonance et son facteur de qualité.

5.3.1.2 Simulation SPICE du CLC425

Les modèles SPICE des composants, fournis par les fabricants, présentent des niveaux de complexité différents qui permettent de simuler différents aspects de leurs comportements avec une fidélité variable. Les paramètres qui nous intéressent sont la fonction de transfert, l'impédance d'entrée et le bruit. Aussi avons-nous vérifié le modèle SPICE du CLC425 en simulant différents montages amplificateurs avec un seul composant. La comparaison des résultats de simulation avec ceux de la note technique fournie par le constructeur a montré que le modèle reprend les caractéristiques typiques du composant. La simulation a également montré que ce modèle tient compte des effets de la résistance de polarisation sur la consommation en courant, la bande passante et le bruit.

En simulant un montage suiveur, nous avons vérifié les bruits en tension et en courant équivalents à l'entrée. Ce montage simple permet de réduire le nombre de résistances, donc le nombre de sources de bruit du montage. Nous avons ainsi étudié les bruits en tension et en courant en fonction de la résistance de polarisation.

Pour obtenir le bruit en tension e_n , nous insérons dans le montage suiveur seulement la résistance de polarisation. Le bruit total est ainsi égal au bruit en tension du CLC425. Pour la mesure du bruit en courant i_n , nous ajoutons en série entre la source de tension et l'entrée non-inverseuse une résistance de valeur fixe, $R_{in} = 1\text{k}\Omega$, de bruit thermique $e_{Rin} = 4,06\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 25°C . Nous déduisons alors le bruit en courant de la relation suivante :

$$i_n = \frac{\sqrt{V_{be}^2 - e_n^2 - e_{Rin}^2}}{R_{in}}. \quad (5.39)$$

Sur la *Figure 5.30* nous présentons les courbes de simulation à 1MHz de $e_n(R_{pol})$ et $i_n(R_{pol})$. Ces valeurs sont valables entre 100kHz et 10MHz avec une différence inférieure à 5%. Au-delà de 30MHz, la réduction de la bande passante du composant, lorsque R_{pol} diminue, augmente les deux bruits. Ainsi le seuil minimum des deux sources de bruits du composant apparaît autour de 1MHz.

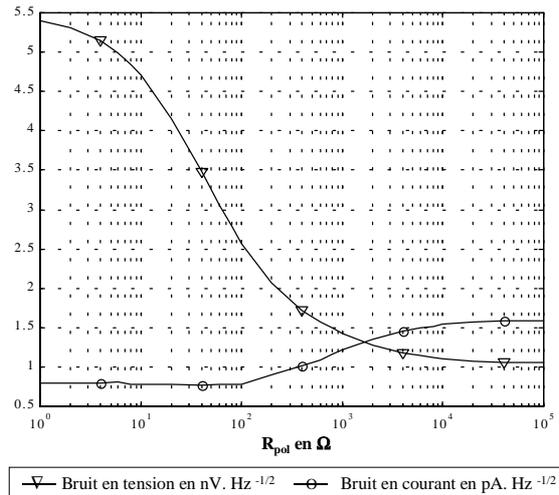


Figure 5.30 : Variation des bruits en tension et en courant en fonction de la résistance de polarisation R_{pol} du CLC425, à 1MHz, obtenue à partir de son modèle SPICE.

Sur cette figure, nous retrouvons les valeurs de la note technique [National Semiconductor, 1996] (Figure 5.28 et Figure 5.29, pp.243 et 244) pour des valeurs de R_{pol} supérieures à 200Ω. Ainsi une résistance d’au moins 10kΩ, donnant un courant d’alimentation de 15mA, induit un bruit en tension de $1,10 \pm 0,05 nV / \sqrt{Hz}$ et un bruit en courant de $1,55 \pm 0,05 pA / \sqrt{Hz}$.

Par contre au-dessous de 200Ω, où le courant d’alimentation est de l’ordre de 5mA, nous observons une augmentation du bruit en tension qui n’est pas indiquée par la note technique. Pour ces valeurs de R_{pol} , le bruit en courant atteint un seuil minimum de $0,75 \pm 0,05 pA / \sqrt{Hz}$, alors que le bruit en tension augmente continûment si la résistance diminue. Cette simulation montre qu’une valeur inférieure à 100Ω ne doit pas être choisie, puisque le bruit en courant atteint son minimum, alors que le bruit en tension augmente encore.

La simulation de la configuration offrant le plus faible bruit en tension, lorsqu’une résistance de polarisation de 50kΩ est connectée à la masse, donne un bruit en tension de $0,92 nV / \sqrt{Hz}$ et un bruit en courant de $1,71 pA / \sqrt{Hz}$ à 1MHz. Elle montre que la diminution de la résistance de polarisation dans cette configuration induit une augmentation de la consommation en courant, se traduisant dans la pratique par une détérioration irréversible du composant. C’est pourquoi R_{pol} ne peut être inférieure à 50kΩ, dans cette configuration.

5.3.1.3 Montages testés avec l'antenne

Nous avons profité de cette possibilité de modifier les caractéristiques de bruit du CLC425 pour mesurer le seuil de sensibilité du capteur avec deux montages similaires du préamplificateur, se différenciant par un couple de valeurs de bruits en tension et en courant différents. Nous avons ainsi testé un montage à faible bruit en tension (montage M_e), en connectant une résistance R_{pol} de $51k\Omega$ à la masse, pour lequel le couple (e_n, i_n) est de $(0,92nV / \sqrt{Hz}, 1,71pA / \sqrt{Hz})$ à 1MHz. Nous avons ensuite réalisé un montage à faible bruit en courant (montage M_i), en connectant la résistance R_{pol} à l'alimentation négative. De la simulation nous avons déduit une valeur optimale de 680Ω , donnant un couple (e_n, i_n) de $(1,53nV / \sqrt{Hz}, 1,05pA / \sqrt{Hz})$ à 1MHz. Cette valeur de résistance est un compromis entre la réduction du minimum du seuil de sensibilité du capteur, grâce au bruit en courant plus faible, et la diminution de la bande de fréquences dans lequel il est inférieur à $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$, en raison du bruit en tension plus important.

Cette modification de la résistance de polarisation nous a amenés à adapter le gain de l'étage d'entrée du préamplificateur pour conserver une fréquence de coupure haute voisine de 100MHz. Sur la *Figure 5.31* nous présentons le schéma équivalent du montage M_e du préamplificateur.

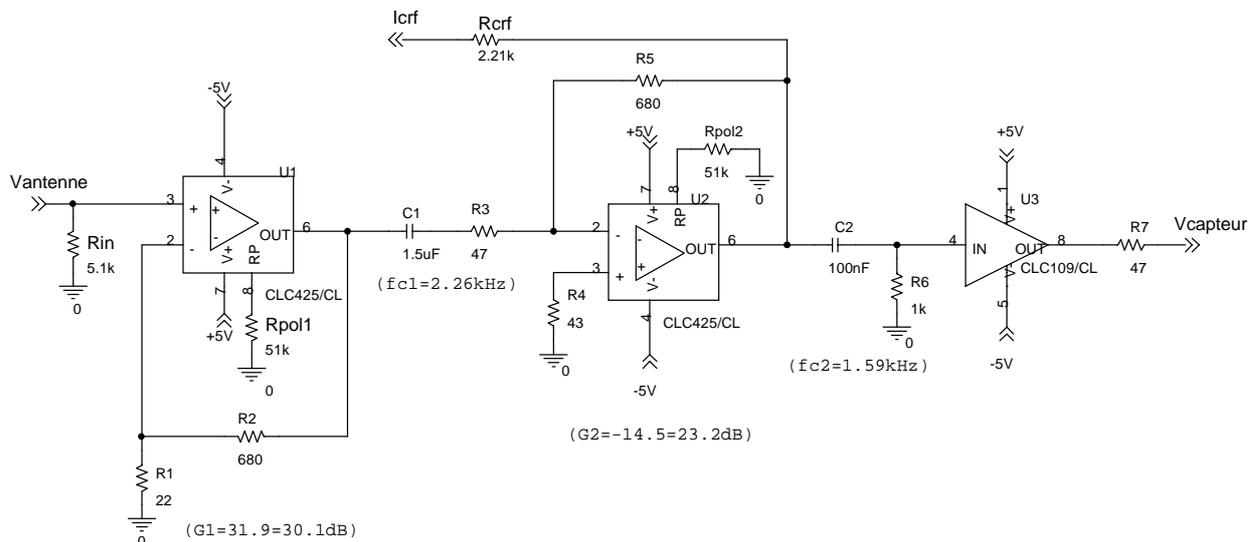


Figure 5.31 : Schéma équivalent du montage à faible bruit en tension du préamplificateur.

Le préamplificateur se compose de 3 étages. Les deux premiers sont des étages d'amplification réalisés avec des CLC425 et le 3^e est un étage d'adaptation d'impédance. Comme les deux résistances de polarisation des étages d'amplification sont reliées à la masse, le montage consomme $\pm 40\text{mA}$.

L'étage d'entrée est un montage non-inverseur de gain 31,9. Nous avons placé en parallèle de son entrée la résistance R_{in} qui a deux fonctions. Pour les mesures sur le préamplificateur seul, la mesure de son bruit total avec une valeur suffisante nous permet de déduire son bruit en courant, ayant mesuré au préalable le bruit en tension en court-circuitant cette résistance. Dans le cas du capteur sans contre-réaction de flux, elle évite son oscillation au voisinage de la fréquence de résonance en atténuant son facteur de qualité. Afin de pouvoir déterminer le bruit du préamplificateur, nous avons choisi une valeur de $5,1\text{k}\Omega$, connue à 1% près, de sorte que la contribution du bruit en courant, de $8,7\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1MHz, soit supérieure à celle du bruit en tension et comparable à celle du bruit thermique de cette résistance. Notre montage devant avoir le plus faible bruit possible, l'impédance du réseau de contre-réaction vue par l'entrée inverseuse est beaucoup plus petite que R_{in} , aussi les deux entrées se trouvent-elles déséquilibrées, la tension de décalage du premier étage saturant alors le suivant. Nous avons résolu ce problème en reliant ces deux étages par un filtre passe-haut ayant une fréquence de coupure de 2,26kHz.

Le 2^e étage est un montage inverseur de gain $-14,5$, ainsi dans l'éventualité d'un couplage parasite avec le 1^{er} aux fréquences élevées, celui-ci ne constituerait pas une contre-réaction positive qui générerait une oscillation. Nous avons également placé un filtre passe-haut à la sortie de cet étage annulant sa tension de décalage et atténuant davantage les signaux de fréquence inférieure à la bande passante du capteur. Le filtre est réalisé de sorte qu'il présente une fréquence de coupure voisine de 1kHz et que la résistance le constituant soit la plus faible possible pour minimiser la tension de décalage et le bruit large bande à la sortie du capteur. Remarquons que l'ajustement de cette résistance constitue une optimisation pour l'instrumentation en aval du capteur, qui n'affecte pas son seuil de sensibilité.

Nous prélevons le signal de la contre-réaction de flux à la sortie du deuxième étage, profitant du gain maximal du préamplificateur. Remarquons que ce gain négatif nécessite d'inverser le sens de bobinage de la spire de contre-réaction. Nous expliquerons au paragraphe 5.5 (p.272) la raison d'une résistance de $2,21\text{k}\Omega$.

Le montage à faible bruit en courant constituant une optimisation du préamplificateur, son principe est identique, aussi se différencie-t-il seulement par le changement de quelques composants passifs.

La principale modification apportée à ce montage est la connexion des résistances de polarisation des CLC425 à l'alimentation négative. Nous avons placé une résistance de 680Ω sur le premier étage et une de $1k\Omega$ sur le deuxième, réduisant leur bruit en courant, ainsi que le courant d'alimentation du préamplificateur, ramené à $\pm 23mA$. Pour avoir une bande passante de $100MHz$, nous avons réduit le gain du premier étage à 6 et celui du deuxième à $-8,1$, en réduisant les résistances de contre-réaction afin de ne pas augmenter les impédances vues par les entrées des composants.

5.3.2 Mesures sur le préamplificateur

Pour caractériser les deux montages du préamplificateur nous avons mesuré leur fonction de transfert et leurs bruits entre $1kHz$ et $100MHz$.

5.3.2.1 Fonctions de transfert

Nous avons mesuré la fonction de transfert $A(j\omega)$, d'amplitude A et de phase φ_A , des deux montages suivant le dispositif de la *Figure 4.2* (p.135), en adaptant son entrée à celle de la source de l'analyseur de réseau, qui est de 50Ω . La résistance R_{in} , placée en parallèle de l'entrée, étant 100 fois supérieure à cette impédance, introduit une chute de gain de $0,1dB$. Pour le montage *Mi*, nous avons effectué une mesure supplémentaire de fonction de transfert en positionnant R_{in} en série à l'entrée. Cette seconde mesure de fonction de transfert, $A_s(j\omega)$, d'amplitude A_s et de phase φ_{A_s} , est importante pour déterminer le bruit en courant du préamplificateur, parce que nous mesurons ainsi la fonction de transfert du bruit thermique de R_{in} , comme nous l'expliquerons au paragraphe 5.3.2.3 (p.255). Ayant utilisé cette méthode de mesure après la transformation du montage *Me* en montage *Mi*, nous n'avons pu effectuer cette mesure pour le premier, mais la simulation permet de pallier ce manque.

Sur la *Figure 5.32*, nous présentons les amplitudes mesurées et simulées de ces fonctions de transfert.

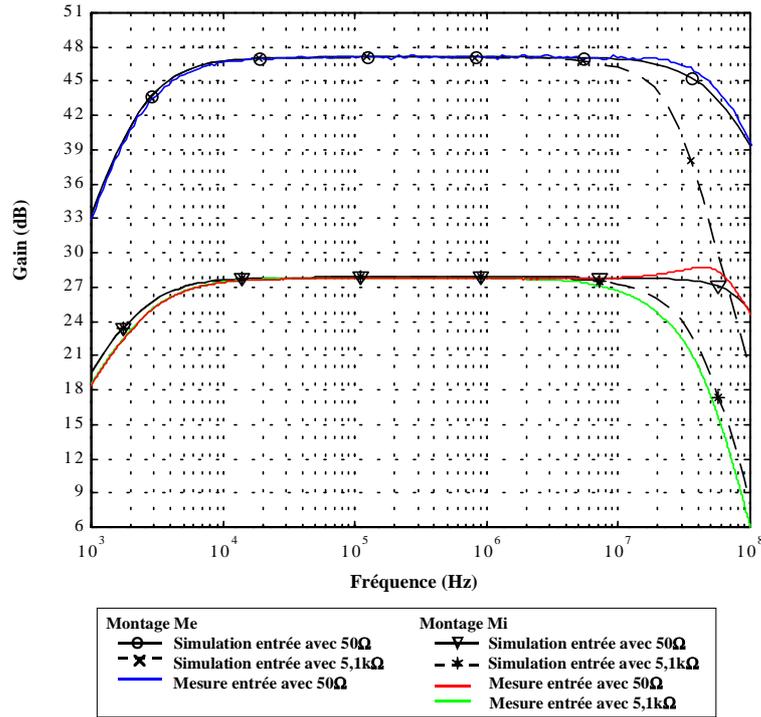


Figure 5.32 : Comparaison de la mesure avec la simulation du gain des deux montages du préamplificateur (*Me* et *Mi*) entre 1kHz et 100MHz suivant deux configurations : en adaptant l'entrée à la source de tension (50Ω) et en plaçant en série entre elles la résistance R_{in} de 5,1kΩ.

Pour les deux montages, la mesure et la simulation donnent le même gain au niveau du plateau, entre 10kHz et 10MHz, à 3% près : il est de $47,3 \pm 0,2$ dB et de $27,8 \pm 0,2$ dB, respectivement pour *Me* et pour *Mi*, leur sortie étant adaptée aux voies de mesure de l'analyseur.

Le montage *Me* présente des fréquences de coupure à -3dB de 3,2kHz et 58MHz, que nous retrouvons sur la simulation avec une précision meilleure que 3% pour la première et de l'ordre de 5% pour la seconde.

Pour le montage *Mi*, ces fréquences de coupure sont de 2,7kHz et 98MHz. En dessous de 10kHz et au-dessus de 20MHz, la simulation présente une différence plus importante avec la mesure. Aux fréquences élevées, la mesure montre une surtension de 1dB, avant la chute, mais nous retrouvons la même fréquence de coupure haute. Aux fréquences basses, la pente du gain de ce montage est plus faible que celle du précédent, parce que nous avons abaissé la fréquence de coupure du filtre passe-haut à 338Hz en sortie du 2^e étage. La différence entre la simulation et la mesure vient donc de l'incertitude de fabrication de 5% de la capacité utilisée. Pour le montage à

faible bruit en courant (M_i), nous avons choisi d'élargir la bande passante du préamplificateur, au détriment de son gain, pour faciliter la détermination de son bruit en courant.

Jusqu'à approximativement 5MHz, la mesure sur M_i de la fonction de transfert en positionnant R_{in} en série présente le même gain que lorsque l'impédance d'entrée du préamplificateur est de 50Ω . Au-delà, le gain chute montrant une diminution importante de la fréquence de coupure haute, que nous retrouvons avec la simulation. Nous mesurons une fréquence de coupure de 20MHz et la simulation du montage indique 26,5MHz. A plus haute fréquence, nous voyons que les courbes de simulation et de mesure décroissent parallèlement. Cette mesure montre l'effet de filtre passe-bas de la résistance R_{in} associée à la capacité d'entrée du préamplificateur C_{pa} . Mais nous expliquerons ceci plus en détail au paragraphe 5.1.1.2 (p.252). Remarquons que pour le montage M_e , la simulation montre également une baisse de la fréquence de coupure à 19,5MHz.

La *Figure 5.33* compare la mesure et la simulation de la phase des deux mesures de fonction de transfert du montage M_i . Nous ne présentons pas les courbes de phase du montage M_e puisqu'elles présentent un comportement très similaire, avec un simple changement des fréquences de coupure, déjà décrit à partir des courbes d'amplitude.

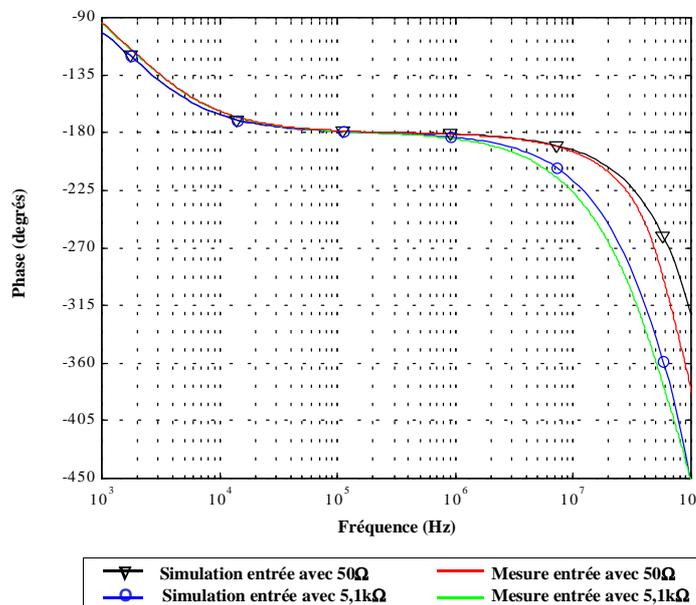


Figure 5.33 : Comparaison entre la mesure et la simulation de la phase du montage à faible bruit en courant (M_i) du préamplificateur, pour les deux configurations de connexion de la source de tension.

Le préamplificateur étant inverseur, dans la bande de fréquences où le gain présente un plateau, la phase est voisine de -180° . Ainsi la fréquence de coupure basse, introduite par le filtre passe-haut situé entre le premier et le deuxième étage, correspond à une phase de -135° et la fréquence de coupure haute, propre au CLC425, à une phase de -225° .

La simulation et les mesures montrent la même augmentation de 15% de la fréquence de coupure basse entre l'amplitude et la phase, due à la fréquence de coupure du second filtre passe-haut. Entre les mesures et la simulation nous retrouvons le même écart de 5% que pour l'amplitude. De même nous voyons que la phase des deux configurations de mesure est la même jusqu'à 1MHz.

La présence de plusieurs pôles dans le gain en boucle ouverte du CLC425 [National Semiconductor, 1996] introduit une diminution de la fréquence de coupure haute observée sur la phase du préamplificateur, par rapport à celle observée sur son amplitude. Sa simulation, avec une impédance d'entrée de 50Ω , montre ainsi une fréquence de coupure à 33MHz, alors qu'elle apparaît à 98MHz sur l'amplitude. Nous voyons qu'à plus haute fréquence, cette phase ne tend pas asymptotiquement vers -270° mais continue de tourner, manifestation de pôle d'ordres supérieurs. La mesure correspondant à cette simulation montre un bon accord avec cette dernière jusqu'à 20MHz environ. Elle donne une fréquence de coupure haute plus basse, de 28MHz.

Comme pour l'amplitude, la simulation et la mesure de la phase de $A_s(j\omega)$ montrent une diminution de la fréquence de coupure haute, qui apparaît à 12MHz pour la simulation et 9,6MHz pour la mesure. Comme pour la configuration précédente, ces fréquences sont approximativement 3 fois plus basses que celles observées sur l'amplitude.

Ainsi la mesure de la fonction de transfert du préamplificateur, en disposant la résistance d'entrée R_{in} en série entre l'entrée et la source de tension, montre une diminution significative de la fréquence de coupure haute aussi bien sur l'amplitude que sur la phase. Nous allons analyser cet effet dans le paragraphe suivant et expliquer en quoi cette fonction de transfert représente la bande passante de la tension de bruit thermique de R_{in} .

5.3.2.2 *Mesure de la bande passante du bruit de R_{in}*

Sur les deux figures suivantes, nous montrons simultanément les différences de gain (en dB) et de phase introduites par la mise en série de la résistance d'entrée. Nous présentons les simulations des deux montages et la mesure sur M_i .

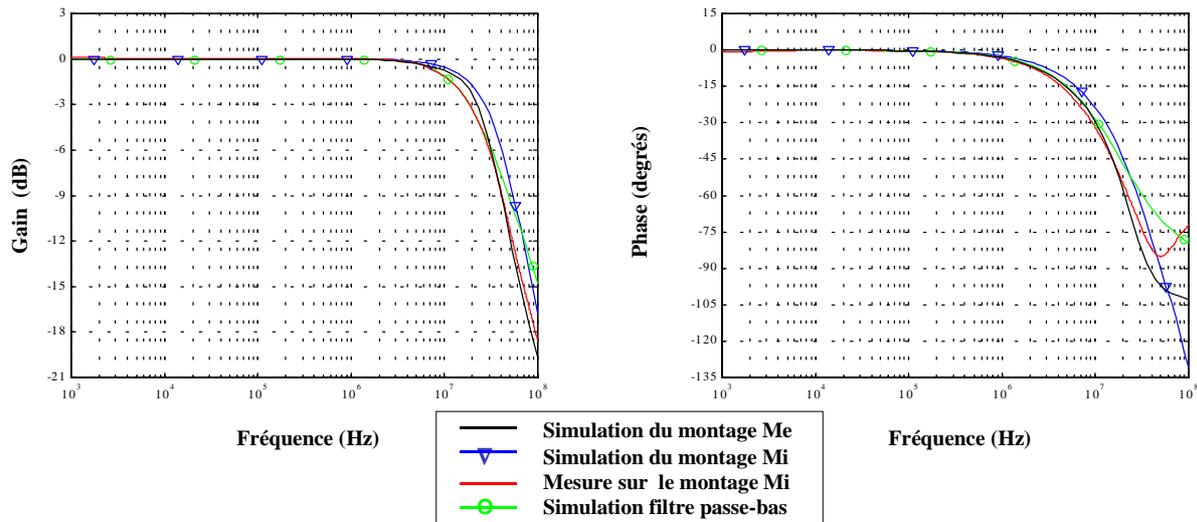


Figure 5.34 : Chute de gain et déphasage induits par la mise en série de la résistance d'entrée et comparaison avec un filtre passe-bas ($5,1k\Omega$, $1,69pF$).

Cette figure montre clairement la chute de l'amplitude à partir de 10MHz et la rotation de la phase à partir de 1MHz.

Des courbes d'amplitude nous déduisons une fréquence de coupure à $-3dB$ de 27,1MHz pour la simulation de *Mi* et de 18,5MHz pour sa mesure. Pour la simulation du montage *Me*, elle est de 22,5MHz. Les courbes de phase montrent des fréquences de coupure à -45° plus faibles, respectivement de 20,2MHz, 15,2MHz et 15,4MHz. Nous interprétons cet effet sur l'amplitude et la phase comme un filtrage dû à l'association de R_{in} avec la capacité d'entrée C_{pa} du préamplificateur. Nous avons donc superposé aux courbes précédentes celles de l'amplitude et de la phase d'un filtre passe-bas R-C avec une capacité de 1,69pF, calculée à partir de la fréquence de coupure de la courbe d'amplitude de la mesure sur le montage *Mi*. Sur la courbe d'amplitude, nous voyons que cette hypothèse d'un filtrage capacitif est confirmée jusqu'à 30MHz approximativement. Au-delà, la mesure présente une chute de gain supérieure à celle du filtre. Nous interprétons cela comme l'effet de la proximité d'un pôle, qui baisse également la fréquence de coupure déduite de la courbe de phase et augmente le déphasage. Nous voyons que la phase mesurée ne tend pas vers -90° comme celle du filtre.

La simulation montre, comme la mesure, que l'hypothèse de ce filtre passe-bas est valable jusqu'à une fréquence limite. Pour la simulation du montage *Mi*, la variation du gain et de la phase parallèle à la mesure jusqu'à 40MHz signifie que ce modèle est valable jusqu'à la même fréquence de 30MHz, et que la divergence par rapport à ce modèle est due à une cause propre à l'amplificateur

opérationnel. Sur les courbes de la simulation du montage Me , la pente plus importante du gain et la rotation plus rapide de la phase, montrent que ce modèle est valable jusqu'à 10MHz environ.

Nous remarquons à plus haute fréquence une remontée des phases de la mesure sur Mi et de la simulation de Me . L'étude de la simulation a montré qu'il s'agit d'un effet capacitif entre les entrées inverseuse et non-inverseuse du composant. Comme cet effet n'apparaît pas sur la phase de la simulation de Mi , nous en déduisons que la capacité différentielle de ce montage est plus faible que celle de Me . Quant à la mesure, nous supposons que cette capacité est plus importante que pour la simulation, soit en raison d'une différence par rapport à la valeur typique du composant, soit en raison d'une capacité supplémentaire parasite apportée par le montage. Notons que la considération de la capacité parasite de la résistance R_{in} introduirait également une remontée de la phase, mais elle arrêterait également la chute du gain. De plus une valeur typique de capacité parasite de 0,1pF apporte une fréquence de coupure de 312MHz avec R_{in} , son effet est donc négligeable jusqu'à 100MHz.

Des fréquences de coupure observées sur les courbes de gain, nous déduisons la valeur de la capacité C_{pa} pour chaque cas. Pour la mesure sur le montage Mi , elle est de 1,69pF et pour sa simulation 1,15pF. La courbe de simulation de Me donne 1,39pF, mais l'observation de sa différence avec la courbe simulée de Mi à 10MHz indique que cette valeur serait légèrement supérieure à celle de Mi . Des fréquences de coupure des courbes de phase, nous déduisons des valeurs plus grandes de cette capacité. La mesure donne 2,05pF et les simulations des montages Mi et Me donnent respectivement 1,54pF et 2,03pF.

Comme pour la capacité différentielle, nous attribuons la différence de valeur entre la mesure et la simulation de la capacité C_{pa} , qui est la capacité de mode commun du composant, soit à une différence entre les valeurs réelle et de simulation, soit à une capacité parasite apportée par le montage.

Ces valeurs de capacités sont faibles et restent proches des valeurs indiquées par le fabricant. Il donne une valeur typique de 1,5pF de la capacité de mode commun, avec une valeur maximale de 2pF. Il ne nous est donc pas possible de conclure sur la raison de l'écart de 47% entre la mesure et la simulation.

Cette étude nous permet de vérifier que la capacité d'entrée du préamplificateur, influençant la fréquence de résonance de l'antenne, reste dans la limite fixée par la valeur maximale donnée par le constructeur. Elle montre également que la résistance R_{in} se couple au préamplificateur, d'une part la capacité d'entrée agit comme un filtre passe-bas et d'autre part sa bande passante est modifiée au-delà de 10MHz, lorsque gain en boucle ouverte ne peut plus être considéré infini.

En positionnant la source de tension en série avec la résistance R_{in} , elle se trouve à la place de la source équivalente de tension de bruit thermique de cette résistance, telle qu'elle est modélisée dans le schéma équivalent en bruit du préamplificateur. Ainsi la fonction de transfert que nous mesurons dans cette configuration est également celle que subit cette tension de bruit jusqu'à l'entrée du préamplificateur (*Figure 5.34*, p.253) et jusqu'à sa sortie (*Figure 5.32*, p.250).

5.3.2.3 Bruits équivalents à l'entrée du préamplificateur

Pour déterminer les deux sources de bruit équivalentes du préamplificateur, nous avons besoin de connaître son bruit total, avec au moins deux impédances différentes, connues, connectées à l'entrée. Pour Chaque montage, nous avons donc effectué deux mesures de bruit : l'une en court-circuitant l'entrée, donc avec une impédance nulle, et l'autre avec la résistance R_{in} de $5,1k\Omega$. Nous allons d'abord étudier ces deux mesures ramenées à l'entrée du préamplificateur, déduisant ainsi une première source de bruit équivalente, le bruit équivalent en tension e_n . Pour le bruit mesuré avec R_{in} , nous considérerons les deux fonctions de transfert que nous avons présentées. Ce qui nous permettra de déterminer la seconde source de bruit, le bruit équivalent en courant i_n .

Bruit équivalent en tension et bruit total

Nous étudions le montage *Mi* en premier, les mesures de fonction de transfert étant complètes.

Sur la *Figure 5.35*, nous comparons les deux mesures de bruit ramené à l'entrée avec leur simulation. Avec l'entrée en court-circuit, nous calculons le bruit équivalent en tension e_n à l'entrée du préamplificateur en divisant celui mesuré en sortie, V_{bs0} , par le gain A . Avec R_{in} en série dans l'entrée, nous considérons le bruit V_{be} , ramené à l'entrée du préamplificateur, et le bruit V_{bes} ramené à l'entrée de cette résistance, en divisant celui en sortie, V_{bs1} , par le gain A_s :

$$V_{be} = \frac{V_{bs1}}{A} \text{ et } V_{bes} = \frac{V_{bs1}}{A_s}. \quad (5.40)$$

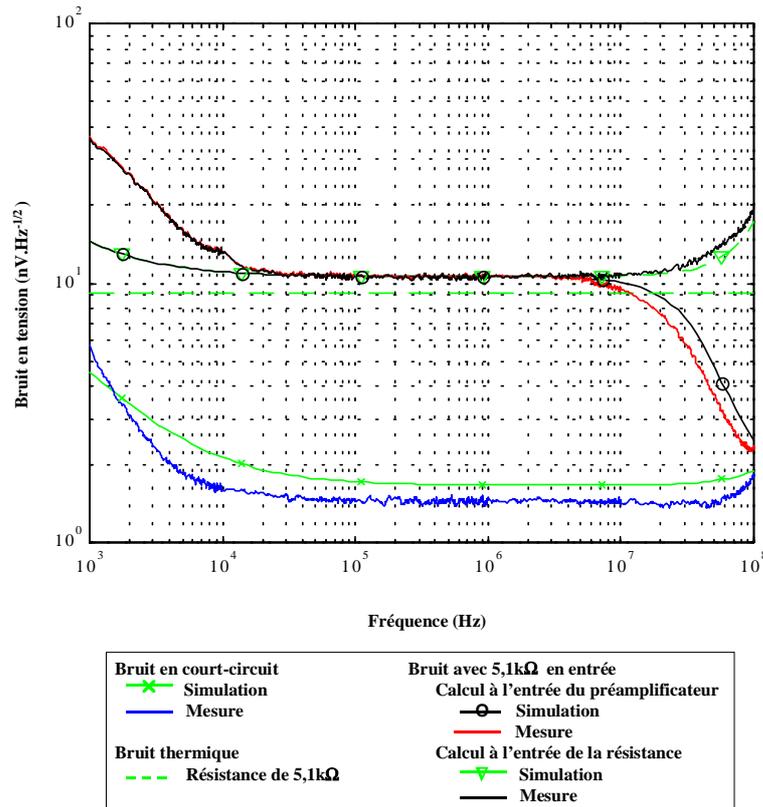


Figure 5.35 : Comparaison entre la mesure et la simulation de bruit en tension équivalent à l'entrée du montage à faible bruit en courant (M_i) du préamplificateur et du bruit total avec une résistance de 5,1kΩ ramené à l'entrée du préamplificateur et à l'entrée de la résistance.

De la mesure du bruit en court-circuit nous déduisons le bruit équivalent en tension e_n du préamplificateur en montage à faible bruit en courant :

$$e_n = \frac{V_{bs0}}{A}. \quad (5.41)$$

La simulation montre que ce bruit est pratiquement constant entre 100kHz et 30MHz avec un niveau de $1,70 \pm 0,05 nV / \sqrt{Hz}$. Elle donne donc un bruit équivalent en tension pour le montage supérieur à celui d'un seul CLC425. En dessous de 10kHz, nous observons une augmentation supérieure au bruit en $f^{-1/2}$ de la Figure 5.29 (p.244). En effet le constructeur indique un bruit de $3nV / \sqrt{Hz}$ à 1kHz, alors que la simulation donne une valeur plus grande de 50%, signifiant une pente plus importante. Ceci s'explique par la présence des filtres passe-haut qui réduisent le gain de l'étage l'entrée rendant la contribution du bruit des étages suivants plus importante. A 100MHz, nous observons également l'augmentation du bruit en tension, mais moins importante, car les gains de l'étage d'entrée et de l'ensemble du montage diminuent.

La mesure montre un bruit en tension plus faible que la simulation entre 2kHz et 100MHz. Il est de $1,50 \pm 0,05 nV / \sqrt{Hz}$ entre 30kHz et 40MHz. Ainsi nous retrouvons expérimentalement un bruit équivalent en tension, même meilleur de 12% sur la majeure partie du spectre à la simulation du montage, nous retrouvons la valeur de simulation d'un seul CLC425, $1,53 nV / \sqrt{Hz}$.

Sur cette figure nous indiquons la tension de bruit thermique $e_{R_{in}}$ d'une résistance de 5,1k Ω , qui est de $9,17 nV / \sqrt{Hz}$ à 25°C. Les courbes de simulation et celles des mesures montrent que le bruit total du préamplificateur, avec la résistance R_{in} , ramené à l'entrée du préamplificateur, V_{be} , ou à l'entrée de la résistance, V_{bes} , est supérieur à ce bruit thermique jusqu'à 10MHz. Entre 200kHz et 10MHz, toutes les courbes indiquent un bruit moyen de $10,65 nV / \sqrt{Hz}$. Nous en déduisons une contribution du bruit équivalent en courant i_n , associé à R_{in} , de $5,2 nV / \sqrt{Hz}$. La capacité parasite de R_{in} n'intervenant pas jusqu'à 100MHz, le bruit V_{bes} vérifie la relation suivante.

$$V_{bes}^2 = e_n^2 + i_n^2 R_{in}^2 + e_{R_{in}}^2. \quad (5.42)$$

Cette relation se justifie par la chute du bruit V_{be} au-delà de 10MHz, apparaissant aussi bien sur la simulation que sur la mesure : sa valeur d'environ $2,5 nV / \sqrt{Hz}$ à 100MHz, est inférieure à la contribution de i_n que nous venons d'estimer précédemment. Le calcul de i_n à partir de V_{be} donnerait un spectre décroissant au-delà de 10MHz, ce qui signifie que le gain utilisé dans ce calcul ne représente pas celui qui amplifie le bruit total équivalent à l'entrée, que nous mesurons à la sortie. Nous notons que les spectres de bruit V_{be} présentent une chute de 3dB, voisine de 30MHz pour la simulation et de 20MHz pour la mesure. Ces fréquences sont proches des fréquences de coupure déduite des courbes d'amplitude de la fonction de transfert étudiée à la *Figure 5.34* (p.253). Nous en concluons que la fonction de transfert obtenue en plaçant la résistance d'entrée en série représente non seulement celle que voit la tension de bruit thermique de celle-ci mais également le bruit total. Remarquons que la capacité parasite de cette résistance, de technologie CMS, ne dépassant pas 0,1pF, modifie son impédance qu'à partir de 310MHz, nous pouvons donc considérer sa contribution négligeable jusqu'à 100MHz.

Ainsi en ramenant le bruit total à l'entrée de la résistance, nous voyons que celui-ci reste supérieur au bruit thermique de celle-ci, se déduisant donc directement du bruit total. Remarquons qu'entre la simulation et la mesure, le bruit total ramené à l'entrée de la résistance présente un écart inférieur à 10% jusqu'à 100MHz. Nous analyserons la différence beaucoup plus importante apparaissant en dessous de 10kHz à partir de l'étude du bruit équivalent en courant.

Sur la *Figure 5.36*, nous présentons les mêmes calculs du bruit ramené à l'entrée pour le montage *Me*. Nous déduisons le bruit total mesuré, ramené à l'entrée de la résistance, à partir de la simulation du gain du montage avec R_{in} en série, ne disposant pas de la mesure du gain correspondant.

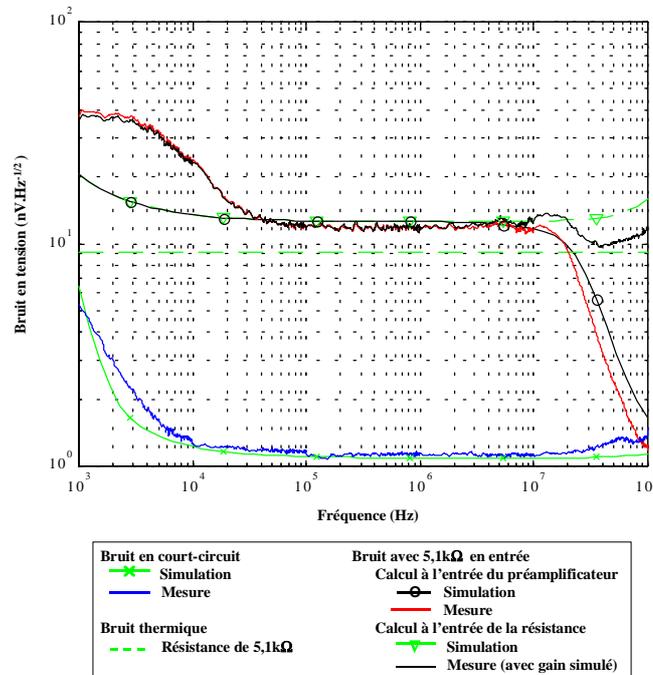


Figure 5.36 : Comparaison entre la mesure et la simulation de bruit en tension équivalent à l'entrée du montage à faible bruit en tension (*Me*) du préamplificateur et du bruit total avec une résistance de 5,1kΩ ramené à l'entrée du préamplificateur et à l'entrée de la résistance.

La simulation du montage donne un bruit équivalent en tension de $1,10 \pm 0,05 nV / \sqrt{Hz}$ entre 20kHz et 50MHz. Cette valeur est supérieure au bruit en tension du seul composant de l'étage d'entrée, pour lequel la simulation calcule $0,92 nV / \sqrt{Hz}$. Cela signifie que le bruit des étages suivants augmente ce bruit de 20%. Ramené à l'entrée du préamplificateur, leur bruit représente environ $0,6 nV / \sqrt{Hz}$. Nous retrouvons expérimentalement un niveau très proche de la simulation du montage : le bruit équivalent en tension mesuré présente une valeur moyenne de $1,16 nV / \sqrt{Hz}$ entre 100kHz et 10MHz.

Pour le montage *Me*, nous retrouvons le même comportement pour les deux calculs du bruit total ramené à l'entrée, que celui observé pour *Mi*. Dans ces deux cas, nous obtenons un niveau

supérieur à la tension de bruit thermique jusqu'à 20MHz. La simulation indique $12,7nV / \sqrt{Hz}$, entre 100kHz et 10MHz, et la mesure $11,5 \pm 0,5nV / \sqrt{Hz}$.

De la même manière, en ramenant le bruit total à l'entrée de la résistance, celui-ci reste supérieur à son bruit thermique. Ayant utilisé le gain simulé pour le calcul du bruit total mesuré, ramené à l'entrée de la résistance, nous obtenons une différence plus importante par rapport à la simulation de ce bruit total, que dans le cas du montage *Mi*, au-dessus de 20MHz. La raison en est la différence de pente des courbes de gain, comme le laisse supposer la différence entre les courbes de simulation et de mesure du bruit total ramené à l'entrée du préamplificateur.

Nous avons déterminé le bruit équivalent en tension des deux montages du préamplificateur, vérifiant simultanément l'accord avec leur simulation SPICE. Nous avons également montré qu'en calculant le bruit total des montages à l'entrée de la résistance R_{in} , nous pouvions aisément déduire sa contribution, isolant ainsi la contribution du bruit équivalent en courant.

Bruit en courant

Nous déduisons le bruit équivalent en courant, i_n , de l'expression (5.42) (p.257) du bruit total V_{bes} . En appliquant cette relation aux bruits déduits de la mesure et de la simulation, nous obtenons les courbes du bruit équivalent en courant présentées sur la *Figure 5.37*.

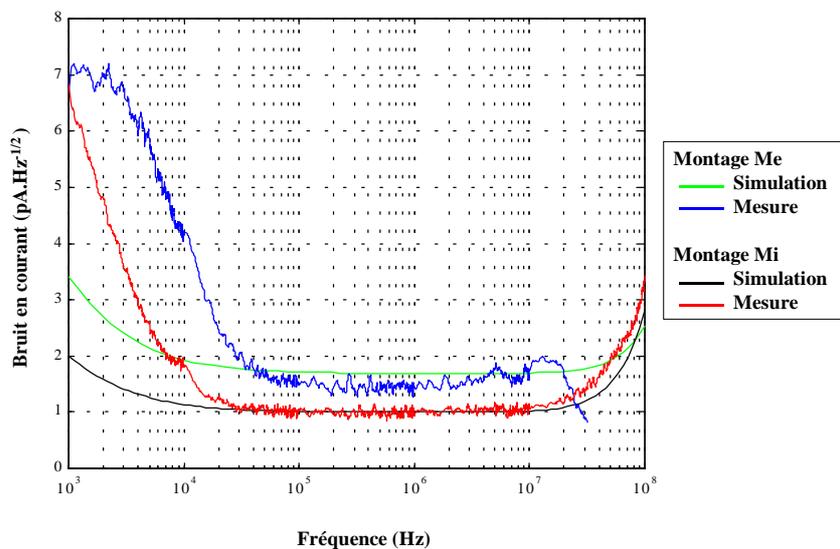


Figure 5.37 : Comparaison de la mesure avec la simulation du bruit courant équivalent à l'entrée des deux montages du préamplificateur.

Le calcul à partir de la simulation du montage *Me* donne un bruit équivalent en courant de $1,70 \pm 0,01 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$ entre 100kHz et 15MHz. Nous retrouvons donc le bruit en courant du composant de l'étage d'entrée. Pour le montage *Mi*, la simulation calcule un bruit en courant de $1,01 \pm 0,01 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$ entre 600kHz et 10MHz, correspondant également à celui de l'étage d'entrée seul. Aux fréquences plus basses, les bruits en courant des deux montages remontent en conservant leur proportionnalité, nous retrouvons le comportement prévu par la note [National Semiconductor, 1996] (*Figure 5.29*, p.244). Au-dessus de 10MHz, les bruits des deux montages augmentent également, mais avec une pente plus grande pour *Mi*. Cette différence vient de la réduction du produit gain \times bande passante de ce second montage, induit par la réduction de la valeur de la résistance R_{poll} du composant constituant l'étage d'entrée.

Les mesures montrent globalement un bon accord avec la simulation, entre 30kHz et 20MHz pour *Me* et entre 20kHz et 100MHz pour *Mi*.

Le montage *Me* présente un bruit en courant mesuré de $1,5 \pm 0,1 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$ entre 100kHz et 4MHz, légèrement inférieur à la simulation. Comme nous avons calculé le bruit ramené à l'entrée de la résistance à partir du gain simulé, la validité de ce calcul se limite à 20MHz, car au-delà le bruit calculé chute.

Le bruit en courant du montage *Mi*, déduit des mesures, présente un meilleur accord avec la simulation. D'une part nous retrouvons un niveau de bruit très proche de celui de la simulation dans la bande de fréquence où il est constant, soit $1,00 \pm 0,05 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$ entre 30kHz et 10MHz. D'autre part, les courbes de simulation et de mesure montrent toutes les deux une augmentation du bruit au-delà de 10MHz, avec une valeur plus grande de 10% pour la mesure.

Pour les deux montages, nous observons une augmentation du bruit en courant, en dessous de 20kHz, plus importante pour la mesure que pour la simulation. Cette augmentation présente une pente voisine pour les deux montages sur pratiquement toute la bande de fréquences comprise entre 1 et 20kHz.

Nous avons vu que le bruit équivalent en tension du préamplificateur incorpore la contribution des bruits propres du deuxième étage et de l'étage suiveur, qui sont indépendants de celui de l'étage d'entrée. Nous expliquons donc cette différence des bruits équivalents en courant soit par un écart entre la valeur réelle et la valeur typique, soit par un bruit thermique de R_{in} plus important.

L'hypothèse d'un écart avec la valeur typique nous semble peu probable, parce que nous avons observé un bon accord entre la simulation et la mesure pour les caractéristiques du préamplificateur étudiées précédemment.

L'hypothèse d'un bruit thermique de la résistance plus important aux fréquences basses nous semble la plus plausible. En effet les résistances présentent un bruit en excès aux fréquences basses, en dessous d'une fréquence maximale comprise entre 1 et 100kHz, se superposant au bruit thermique. Ce bruit en excès est proportionnel au courant continu traversant la résistance, dans le cas de R_{in} , celui-ci est le courant de fuite issu des entrées du CLC425, qui est de l'ordre de $10\mu\text{A}$ à 25°C [National Semiconductor, 1996]. La tension équivalente de bruit en excès présente un spectre typique en $f^{-1/2}$. Pour le montage Mi , nous retrouvons un tel comportement entre 1 et 10kHz, aussi bien pour le bruit total à l'entrée de la résistance que pour le bruit équivalent en courant, justifiant cette hypothèse. Pour le montage Me , cette hypothèse semble également vérifiée entre 3 et 30kHz. Ne connaissant par les caractéristiques typiques de bruit en excès de R_{in} , nous ne pouvons pas corriger les courbes expérimentales du bruit équivalent en courant. Mais ce phénomène apparaissant aux fréquences inférieures à 10kHz, son effet est donc négligeable pour le seuil de sensibilité du capteur, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

Nous avons donc vérifié l'accord entre les caractéristiques des deux montages du préamplificateur et leur simulation SPICE, ainsi que les performances données par le constructeur. Nous retrouvons par la simulation la fonction de transfert mesurée avec une précision de 3% dans la bande passante des deux montages, cette précision est de l'ordre de 5% en dehors. Nous avons retrouvé le spectre des sources équivalentes de bruit avec une précision meilleure que 10%, approximativement entre 10kHz et 10MHz. Aux fréquences plus basses, nous supposons que le bruit en excès de la résistance d'entrée augmente le bruit mesuré. La simulation SPICE nous a permis d'estimer le bruit équivalent en courant au-delà de 10MHz. En appliquant les mêmes calculs au bruit total mesuré, nous retrouvons un spectre similaire à celui de la simulation. Nous avons également pu estimer la capacité d'entrée des deux montages, qui abaisse la fréquence de résonance de l'antenne, en déterminant leur fonction de transfert lorsque la résistance d'entrée est placée en série avec la source de tension.

5.4 Capteur en boucle ouverte

Nous allons comparer le comportement du capteur en boucle ouverte avec les deux montages du préamplificateur. Nous présenterons les mesures de la fonction de transfert et du seuil de sensibilité. Ensuite nous montrerons les performances finales que nous avons obtenues en modifiant l'antenne pour réduire sa capacité totale suivant les conclusions du paragraphe 5.2.2.10 (p.225).

5.4.1 Comparaison entre les deux montages préamplificateurs

Nous avons monté sur l'antenne en connexion asymétrique, présentée au paragraphe 5.2.3 (p.231), successivement les deux montages du préamplificateur. Nous allons ainsi comparer l'effet de la modification des caractéristiques de bruit du préamplificateur pour en déduire le montage le meilleur pour répondre aux spécifications de seuil de sensibilité.

Pour ces mesures comparatives, nous avons conservé la résistance d'entrée du préamplificateur de $5,1\text{k}\Omega$. En décrivant l'optimisation (§ 5.2.2, p.266) du capteur, nous présenterons le comportement du capteur avec une résistance de $512\text{k}\Omega$.

5.4.1.1 Fonction de transfert

Sur la *Figure 5.38*, nous présentons les mesures de l'amplitude de la fonction de transfert du capteur avec les montages *Me* et *Mi* du préamplificateur, l'antenne n'étant pas modifiée. Pour le prototype (1), utilisant le montage *Me*, plus ancien, sa fonction de transfert a été mesurée avec les bobines d'Helmholtz jusqu'à 10MHz seulement, sans effectuer de retournement. Pour le prototype (2), nous avons effectué cette mesure avec les deux générateurs de champs, avec retournement. Nous présentons l'amplitude de la fonction de transfert moyenne. Pour simuler leur fonction de transfert, nous associons la simulation SPICE de la fonction de transfert des deux montages du préamplificateur à notre simulation de l'antenne.

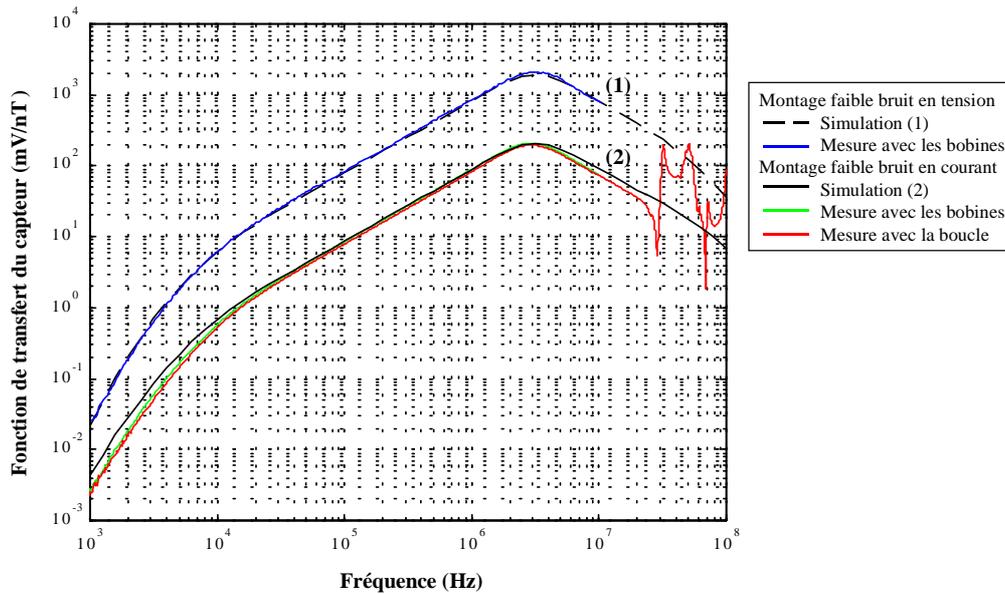


Figure 5.38 : Fonction de transfert du capteur avec une résistance d'entrée de $5,1k\Omega$ mesurée avec les bobines d'Helmholtz et la boucle d'excitation.

Le gain des deux montages du préamplificateur étant constant entre 10kHz et 10MHz, nous retrouvons la fonction de transfert de l'antenne multipliée par les deux gains respectifs dans cette bande, à l'exception du voisinage de la fréquence de résonance, entre 2 et 5MHz. Les fonctions de transfert des capteurs présentent un maximum à 3MHz, qui correspond à la fréquence de résonance de l'antenne. Nous observons celle-ci à la même fréquence que pour l'antenne seule (Figure 5.24, p.233). La capacité d'entrée des deux montages, de l'ordre de 1,5 à 2pF, est voisine celle de la sonde de mesure, nous avons donc toujours une capacité parasite de connexion de 2 à 2,5pF qui s'ajoute à celle de l'antenne. Entre 2 et 5MHz, l'amplitude est pratiquement constante pour les deux montages : comparativement à celle obtenue pour l'antenne seule. Nous voyons ici l'amortissement introduit par R_{in} , qui a un effet diviseur sur l'impédance de l'antenne.

Entre 10kHz et 3MHz, la mesure de l'amplitude de la réponse du prototype (2) avec les bobines d'Helmholtz présente un écart inférieur à 5% avec la simulation, et inférieur à 8% dans le cas de l'utilisation de la boucle d'excitation. La mesure sur le prototype (1) montre une variation de $\pm 3\%$ par rapport à la simulation.

En simulant une capacité de l'antenne de 4,15pF et en ajoutant celle de 2pF du préamplificateur et de 2pF due à la connexion, nous retrouvons la fréquence de résonance du prototype (1). Celle du prototype (2) est légèrement plus faible, équivalente à une capacité plus

grande de 0,5pF. Nous obtenons la même incertitude pour l'amplitude à la résonance, qu'aux fréquences plus basses.

En dessous de 10kHz, les filtres passe-haut des montages donnent aux capteurs une pente supérieure à celle en f^2 de l'antenne. Pour le prototype (2) l'écart entre la mesure et la simulation est augmenté par l'incertitude sur la capacité de filtrage.

Au-delà de 10MHz, l'amplitude avec le prototype (2) présente les mêmes caractéristiques qu'avec l'antenne : l'anti-résonance à 27MHz et les résonances secondaires à 31MHz, 51MHz et 95MHz. Au gain du préamplificateur près, leur amplitude respective n'a pas été modifiée.

En conclusion, l'amplitude obtenue avec les deux capteurs est la même qu'avec l'antenne seule, compte tenu du gain des montages, à l'exception de l'amortissement à la fréquence de résonance due à la résistance d'entrée R_{in} . La capacité d'entrée des deux montages du préamplificateur étant la même que celle de la sonde de mesure, nous retrouvons la même fréquence de résonance.

5.4.1.2 Seuil de sensibilité du capteur

Nous avons mesuré le bruit des capteurs par décade, en moyennant sur 100 valeurs à chaque fréquence de mesure. Comme le montage de mesure n'était pas optimisé lors de la mesure du bruit du prototype (1), nous présentons les mesures à quelques fréquences entre 10kHz et 10MHz.

Nous déterminons le seuil de sensibilité à partir des fonctions de transfert mesurées, dont nous avons présenté l'amplitude au paragraphe précédent. Nous obtenons ainsi deux spectres pour le prototype (2), déduit des mesures avec les bobines d'Helmholtz et la boucle d'excitation.

Les simulations du seuil de sensibilité sont déduites de notre modélisation de l'antenne et des simulations SPICE des bruits équivalents à l'entrée des deux montages du préamplificateur. Ces différentes courbes sont présentées sur la figure suivante.

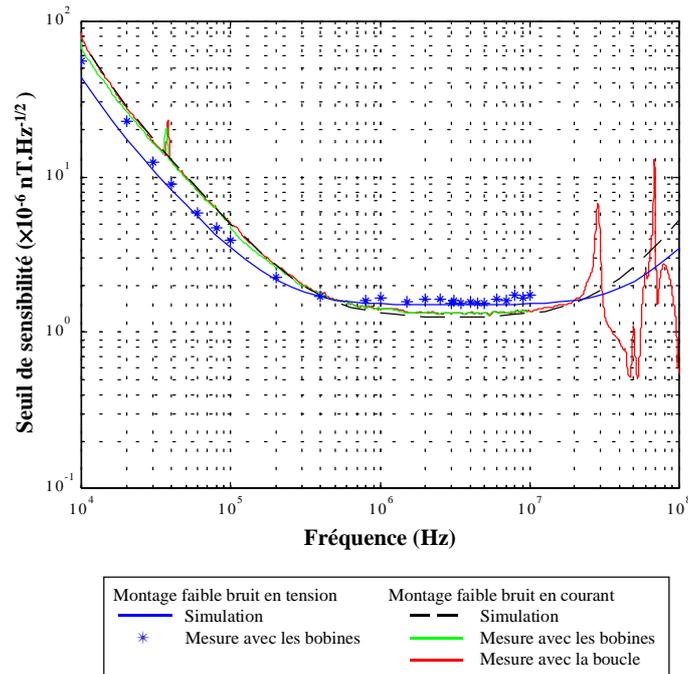


Figure 5.39 : Seuils de sensibilité des deux capteurs déduits de leur bruit mesuré en sortie et des fonctions de transfert mesurées.

Nous présentons les courbes à partir de 10kHz, le seuil de sensibilité mesuré aux fréquences plus basses ne présentant pas de caractéristique particulière. Les courbes déduites des mesures avec les bobines d’Helmholtz, sont arrêtées à 10MHz. De la mesure avec la boucle d’excitation nous obtenons une courbe du seuil de sensibilité du prototype (2) jusqu’à 100MHz.

Comme nous l’avons expliqué pour la *Figure 3.26* (p.125), le bruit en tension du préamplificateur introduit une décroissance du seuil de sensibilité en $1/f$, que nous retrouvons entre 10 et 100kHz sur les courbes des deux capteurs. Ensuite nous observons un niveau approximativement constant entre 300kHz et 30MHz, où prédominent les contributions du bruit en courant et du bruit thermique de l’antenne. Comme nous le verrons lors de la présentation des mesures du capteur optimisé (§ 5.2.2.2, p.268), l’amortissement créé par R_{in} augmente la contribution du bruit thermique. Entre 30MHz et 100MHz, la simulation montre une croissance du seuil de sensibilité, parce que le bruit en tension redevient prédominant et que l’amplitude de la fonction de transfert des capteurs décroît. En dessous de 10kHz, la fonction de transfert de l’antenne donne aux deux capteurs un seuil de sensibilité en $1/f^2$, qui atteint approximativement $10^{-2} nT / \sqrt{Hz}$ à 1kHz, pour les deux.

Sur cette figure, nous pouvons observer l’effet du changement des caractéristiques de bruit entre les deux montages. Ainsi le bruit en tension supérieure de près de 50% du montage *Mi* donne

une augmentation de même proportion entre les seuils de sensibilité des deux capteurs, entre 10 et 100kHz. Par contre la baisse de 40% du bruit en courant n'introduit qu'une baisse de 20% du minimum du seuil, en raison de la contribution non négligeable du bruit thermique de l'antenne, de l'ordre de $1,1 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$. Ainsi la simulation donne un seuil minimum de $1,5 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ pour le capteur (1) et de $1,3 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ pour le prototype (2) à 3MHz.

Les conditions de mesure non optimales pour le prototype (1) donnent un seuil de sensibilité supérieur de 10% à la simulation. Pour le prototype (2) le seuil de sensibilité déduit des amplitudes mesurées est en accord avec la simulation dans la limite d'une incertitude $\pm 3\%$ entre 10kHz et 500kHz. Au voisinage du minimum du seuil, nous mesurons un écart de 5%. Nous voyons que la courbe déduite de la mesure avec la boucle d'excitation correspond à la simulation jusqu'à 20MHz. Au-delà les anti-résonances induisent une augmentation du seuil de sensibilité et les résonances secondaires, sa diminution.

Les contributions des bruits en courant sont respectivement de $1,0 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ et $0,61 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ pour les deux capteurs. Ce sont les seuils minimums qui peuvent être atteints, en rendant la contribution du bruit thermique négligeable par une augmentation de la résistance placée à l'entrée du préamplificateur, comme nous allons le montrer dans le paragraphe suivant.

5.4.2 Optimisation du capteur

Dans le paragraphe précédent, nous avons comparé les comportements de l'antenne associée à deux montages différents du préamplificateur. Nous allons maintenant présenter quelques améliorations de l'antenne et étudier les modifications de la fonction de transfert et du seuil de sensibilité du capteur. Comme nous venons de voir que le montage à faible bruit en courant permet d'atteindre un minimum du seuil de sensibilité plus faible, nous l'avons adopté sur ce qui constituera le prototype (3).

5.4.2.1 Description des modifications

Suite aux conclusions de l'étude de la méthode de bobinage permettant de réduire la capacité (§ 5.2.2.10, p.225), nous avons monté le tore #2, sur la boucle primaire. Comme nous utilisons un préamplificateur à entrée asymétrique, nous avons retiré le point milieu.

Comme la traversée court-circuitant la boucle primaire, de 16,0mm de diamètre, introduit une capacité de 2,55pF significative, nous l'avons remplacée par un tube de cuivre de 6,0mm de diamètre. Pour réduire d'avantage cette capacité, nous avons assemblé la boucle primaire et le tore sans adhésif.

Sur ce tore, l'angle d'ouverture entre les spires extrêmes est $\theta_{sp1}=220\pm 10^\circ$. Le diamètre de la traversée est $d_{tr}=6,0\pm 0,1$ mm et la permittivité de l'espace entre le bobinage secondaire et la traversée est celle de l'air. Les autres paramètres restent identiques.

La capacité entre les spires extrêmes s'exprime en picofarads. Pour ce bobinage elle est égale à

$$C_{sp1} = 125,6 \times 10^{-3} (\epsilon_{rt} + 1). \quad (5.43)$$

Cette capacité est réduite de 43% par rapport à celle de la relation (5.29) (p.213). A 3,5MHz, où la permittivité relative du noyau magnétique est de 19,7, la capacité C_{sp1} est de 0,866pF. Rappelons que dans le *Tableau 5.7* (p.230), nous indiquons une capacité moyenne mesurée de $2,41\pm 0,12$ pF entre 3,3MHz et 3,8MHz. En attribuant à la sonde de mesure une contribution de $2,0\pm 0,5$ pF, nous en avons déduit une valeur de C_{sp1} de $0,41\pm 0,62$ pF, soit la moitié de celle obtenue par la simulation, mais qui reste dans la limite de l'incertitude de mesure.

La capacité entre le primaire et le secondaire est :

$$C_{ab0} = 0,261 pF . \quad (5.44)$$

Cette capacité apparaît 30 fois plus faible que celle calculée en (5.26) (p.213), en raison de la combinaison de l'angle d'ouverture du bobinage plus grand, de l'augmentation de l'espace les séparant et de la réduction de sa permittivité. Vue au secondaire, en considérant la connexion asymétrique du bobinage, cette capacité n'est plus que de $83,7 \times 10^{-3}$ pF : elle est maintenant négligeable. Nous en déduisons une capacité de l'antenne de :

$$C_{ant} = 0,953 pF . \quad (5.45)$$

Elle représente moins du quart de la capacité de l'antenne précédente qui était de 4,15pF.

Comme nous l'avons annoncé au paragraphe précédent, nous allons montrer la mesure de la fonction de transfert du seuil de sensibilité du prototype (3) avec une résistance R_{in} plus grande, de 512k Ω , connue à 1% près, augmentant ainsi le facteur de qualité à la sortie du capteur. Cette valeur est la plus grande que nous ayons pu utiliser sans faire osciller le capteur, ce qui aurait nécessité d'ajouter un réseau de correction dans le circuit du premier étage du préamplificateur pour réduire son gain au voisinage de la fréquence de résonance. En effet, avec un facteur de qualité trop grand, le capteur oscille à la fréquence de résonance lors de sa mise sous-tension.

Afin de mieux mettre en évidence l'effet des modifications apportées à l'antenne, nous avons également effectué les mesures avec la résistance précédente de $5,1k\Omega$.

5.4.2.2 Mesures sur le capteur optimisé

Fonction de transfert

Nous présentons l'amplitude de la fonction de transfert moyenne mesurée avec les deux valeurs de R_{in} , entre 10kHz et 100MHz, en utilisant la boucle d'excitation et en effectuant le retournement. Nous avons également effectué une acquisition précise de la résonance entre 3 et 4MHz. Sur la *Figure 5.40* nous comparons ces mesures avec leur simulation.

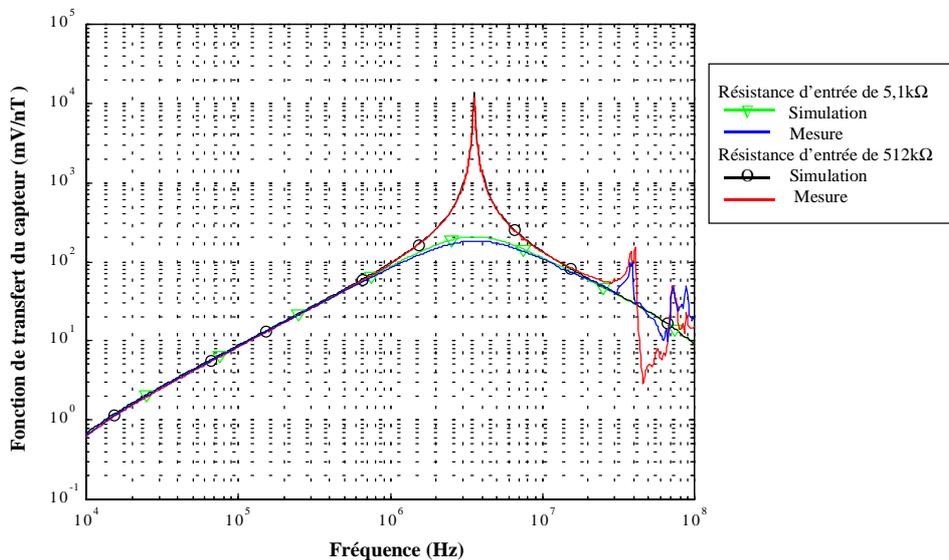


Figure 5.40 : Fonction de transfert du capteur optimisé mesurée avec une résistance d'entrée de $5,1k\Omega$ et de $512k\Omega$ et comparée avec la simulation.

Nous retrouvons entre 10kHz et 1MHz, le comportement inductif de l'amplitude, avec une variation de $\pm 5\%$ autour de la simulation, indiquant que l'inductance spécifique de ce noyau est légèrement supérieure à celle de l'antenne précédente. Dans le *Tableau 5.7* (p.230), nous indiquons une valeur d'inductance déduite des mesures par résonance de $497 \pm 31 \mu H$, soit 10 à 25% supérieure à la valeur de simulation de $423 \mu H$, supposant une perméabilité primaire constante de 125. Cette incertitude reste en accord avec celle donnée par le constructeur. La mesure au pont d'impédance de ce bobinage a donné une inductance moyenne de $457 \mu H$ et $452 \mu H$ respectivement à 100kHz et

1MHz, avec une fluctuation de 0,5%. A ces deux fréquences, l'inductance spécifique de ce noyau est donc supérieure de 8 et 7%, respectivement, aux valeurs de la simulation. Nous en concluons qu'au voisinage de 3,5MHz, nous observons l'augmentation de sa perméabilité en raison de l'approche de la fréquence de résonance ferromagnétique de ce matériau.

Pour la simulation, nous ajustons la valeur de capacité à la fréquence de résonance mesurée, nous focalisant sur l'écart de la mesure par rapport à une réponse au champ magnétique idéale, au-delà de la fréquence de résonance.

Avec la résistance de $5,1k\Omega$, nous retrouvons la même courbe d'amplitude que celle du prototype (2), en accord avec la simulation jusqu'à 30MHz. Nous observons deux améliorations :

- D'une part l'augmentation de la fréquence de résonance, comme escompté. Celle-ci est de 3,55MHz maintenant, soit augmentée de 18%. Nous la retrouvons avec une valeur de simulation de 5,8pF, mais avec une augmentation de 10 à 25% de l'inductance, nous estimons cette capacité à $4,8\pm 0,4pF$. L'ordre de grandeur des différentes contributions correspond à 1pF de la simulation de C_{ant} , à 2pF apportées par le préamplificateur et à 2pF que nous attribuons à la capacité parasite de connexion.
- D'autre part nous observons des variations moins importantes de l'amplitude au-delà de 30MHz par rapport à la réponse idéale. Le prototype (3) présente une seule résonance secondaire entre 30 et 50MHz, dont l'amplitude maximale, à 37MHz, est réduite de moitié par rapport à celle du prototype (2). Au-delà de celle-ci l'amplitude retrouve un niveau proche de la simulation avant de présenter une anti-résonance à 60MHz et une nouvelle résonance à 75MHz.

Avec la résistance de $512k\Omega$, la courbe d'amplitude montre la même fréquence de résonance, mais avec un facteur de qualité beaucoup plus important, ainsi l'amplitude à la résonance est pratiquement augmentée dans le rapport des deux résistances. L'impédance de l'antenne étant de l'ordre de $1M\Omega$, la résistance de $5,1k\Omega$ fixe le gain de l'antenne à cette fréquence, par contre avec $512k\Omega$, l'augmentation du gain est diminuée par l'effet de pont diviseur.

Nous mesurons une amplitude de 1,15mV/nT à la résonance, qui est 16% inférieure à celle de la simulation, 1,37mV/nT. Nous supposons que cette différence vient de l'écart de la résistivité réelle du matériau par rapport à celle indiquée par le constructeur.

A plus haute fréquence, l'amplitude est similaire à celle de la mesure avec $5,1k\Omega$ jusqu'à 40MHz : nous retrouvons la même résonance secondaire au voisinage de 37MHz, par contre nous

observons une amplitude plus importante de 30% environ. Au-delà de cette résonance, elle présente une anti-résonance importante. Nous expliquons cette variation de la résonance secondaire et de l'anti-résonance par la mobilité du tore autour de la traversée sur ce prototype. Elle modifie les lignes de champ électrique, rayonné par les courants de déplacements générés dans le tore, en particulier par une réflexion différente sur les parois du boîtier du préamplificateur, qui est proche.

Comme escompté, nous avons réduit la capacité de l'antenne, augmentant ainsi sa fréquence de résonance. Nous avons également amélioré le comportement du capteur aux fréquences supérieures à 30MHz. Mais nous ne pouvons différencier l'amélioration obtenue grâce à la réduction de la capacité du changement des caractéristiques du tore, dans cette bande de fréquences.

Seuil de sensibilité

Nous présentons sur la figure suivante les mesures du seuil de sensibilité du prototype (3) avec les deux résistances d'entrée et les simulations des contributions du bruit thermique de l'antenne et du bruit en courant de l'étage d'entrée (converties en bruit magnétique équivalent).

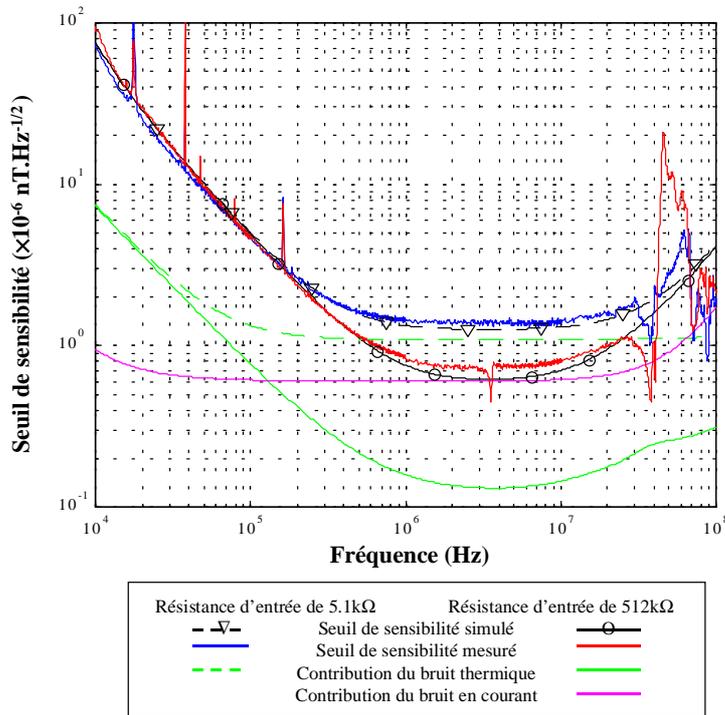


Figure 5.41 : Seuil de sensibilité du capteur optimisé, mesuré avec une résistance R_{in} de $5,1 \text{ k}\Omega$ et de $512 \text{ k}\Omega$, comparé avec les contributions du bruit thermique de l'antenne et du bruit en courant.

Le seuil de sensibilité du prototype (3), obtenu avec la même résistance R_{in} de $5,1k\Omega$ est similaire à celui obtenu avec le prototype (2), dans la limite d'une incertitude de 5%. La simulation du bruit thermique dans ce cas montre, une densité spectrale équivalente en bruit magnétique de $1,1 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$, qui limite le seuil de sensibilité du capteur.

Cette figure montre qu'en augmentant R_{in} à $512k\Omega$, nous avons réduit le minimum du seuil de sensibilité de près de moitié, il est de $0,75 \pm 0,05 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ entre 1 et 10MHz. Entre 3 et 4 MHz, il est 20% supérieur à la simulation qui donne un seuil minimum de $0,61 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$, nous expliquons cette différence par l'incertitude sur l'impédance de l'antenne à la résonance. La simulation montre que ce minimum est fixé par la contribution du bruit en courant. Remarquons que le niveau de ce minimum vérifie le critère d'optimisation de cette contribution (3.115) (p.116). Ainsi l'augmentation de la résistance d'entrée a amélioré le seuil de sensibilité du capteur entre 200kHz et 40MHz approximativement. Notons que la courbe du seuil de sensibilité mesuré présente une petite fluctuation à la fréquence de résonance due à une différence inférieure à 1% entre les fréquences de résonance de la mesure de la fonction de transfert et de la mesure du bruit.

La simulation des contributions du bruit thermique de l'antenne avec ces deux valeurs de R_{in} montre qu'au minimum des deux courbes, c'est-à-dire à la fréquence de résonance, leur rapport est approximativement égal au rapport des tensions de bruit thermique des résistances, qui est de 10. Aux fréquences basses, en dessous de 40kHz dans le cas de $5,1k\Omega$ et en dessous de 400kHz dans le cas de $512k\Omega$, la contribution du bruit thermique est inversement proportionnelle à la fréquence. La raison en est que la résistance de l'antenne est pratiquement constante à ces fréquences, ainsi son bruit thermique apparaît inversement proportionnel au gain de l'antenne et il présente un comportement similaire à celui du bruit en tension du préamplificateur.

A 100kHz, la simulation a montré que la résistance de l'antenne est de $4,8\Omega$ (Figure 5.15, p.209), ce qui correspond à une tension de bruit thermique de $0,28nV / \sqrt{Hz}$. Le bruit en tension du montage est de $1,7nV / \sqrt{Hz}$, soit 6 fois supérieur. Nous retrouvons sur la figure un rapport proche de celui-ci entre le seuil de sensibilité du capteur et la contribution du bruit thermique de l'antenne avec $512k\Omega$, signifiant que la contribution de cette dernière est négligeable devant le bruit en tension.

Le bruit en courant, associé à l'impédance de l'antenne, vue à l'entrée du préamplificateur, étant proportionnel à la fonction de transfert au voisinage de la fréquence de résonance, sa

contribution au seuil de sensibilité est indépendante de la fréquence entre 20kHz et 20MHz. Aux fréquences inférieures, il est plus important car la résistance de l'antenne devient prépondérante par rapport à sa réactance. Au voisinage de 100MHz, sa contribution augmente également car la baisse du gain en boucle ouverte du CLC425 induit une augmentation du bruit en courant.

Nous voyons donc que l'augmentation de la résistance d'entrée du préamplificateur, en réduisant la contribution du bruit thermique de l'antenne, permet d'obtenir un seuil de sensibilité inférieur à $1 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ entre 700kHz et 20MHz approximativement, que la simulation prévoit entre 600kHz et 22MHz.

5.5 Capteur en boucle fermée

Nous allons maintenant étudier l'application de la contre-réaction de flux au prototype (3). Nous allons nous intéresser en premier lieu aux mesures de la fonction de transfert du capteur et du réseau de contre-réaction, puis à la mesure du seuil de sensibilité.

5.5.1 Fonction de transfert du capteur en boucle fermée et de la contre-réaction

Comme le montre le schéma équivalent du préamplificateur (*Figure 5.31*, p.247), nous avons appliqué une résistance R_{crf} de 2,21k Ω au réseau de contre-réaction. Cette valeur est la plus faible que nous avons pu utiliser sans faire osciller le capteur à la fréquence de la résonance secondaire. Nous avons réalisé le bobinage de contre-réaction avec une seule spire disposée parallèlement à la traversée du tore, ainsi son inductance L_{crf} est égale à l'inductance spécifique du tore qui est de 169nH. En ajoutant l'inductance de fuite de la contre-réaction, L_{fcrf} , que nous estimons de l'ordre de 100nH, nous pouvons considérer que l'impédance du réseau de contre-réaction est égale à celle de sa résistance dans la bande passante du capteur, puisque la réactance de ces inductances ne devient prépondérante qu'à partir de 1,3GHz. La stabilité du capteur en boucle fermée, nous permet de retirer la résistance placée à l'entrée du préamplificateur.

Nous avons ainsi mesuré la fonction de transfert du capteur en boucle fermée avec la boucle d'excitation, entre 10kHz et 100MHz.

Nous avons également mesuré la fonction de transfert du capteur en boucle ouverte en envoyant le signal d'entrée dans le réseau de contre-réaction, afin d'en déduire la fonction de

transfert de ce réseau. En effet, si V_{capt0} est la fonction de transfert du capteur en boucle ouverte, V_{capt1} celle en boucle fermée, toutes les deux exprimées en (mV/nT), et β_{crf} celle du réseau de contre-réaction, exprimée en (nT/mV), la fonction de transfert du capteur en boucle fermée vérifie la relation suivante :

$$V_{capt1} = \frac{V_{capt0}}{1 + k_{fin} V_{capt0} \beta_{crf}}. \quad (5.46)$$

Le facteur k_{fin} , égal à 1,94, tient compte du fait que le courant de contre-réaction est prélevé à la sortie du second étage, alors que la mesure est effectuée à la sortie de l'étage suiveur, d'impédance 47Ω , par l'analyseur de réseau d'impédance d'entrée 50Ω . En envoyant le signal d'entrée dans le réseau de contre-réaction, nous mesurons le produit :

$$\beta_{capt} = V_{capt0} \beta_{crf}. \quad (5.47)$$

Ainsi cette méthode permet de mesurer la réponse du capteur sans générateur de champ, à β_{crf} près. A bord d'un satellite, elle sert à injecter un signal test dans le capteur. Dans notre cas, nous l'utilisons pour déterminer β_{crf} en déduisant de β_{capt} la fonction de transfert du capteur en boucle ouverte mesurée avec $512k\Omega$ à l'entrée du préamplificateur. La mesure de β_{capt} est également effectuée avec la résistance R_{in} de $512k\Omega$, afin que le capteur n'oscille pas.

Sur la *Figure 5.42* nous comparons les amplitudes de ces mesures de fonctions de transfert avec leur simulation et avec celle du prototype (3) mesurée en boucle ouverte avec la résistance R_{in} de $512k\Omega$. Nous présentons le gain du réseau de contre-réaction sous la forme $1/(k_{fin} \beta_{crf})$, qui est le gain idéal du capteur en boucle fermée, lorsque son gain en boucle ouverte peut être considéré comme infini. Sa comparaison avec celui du capteur en boucle ouverte, met en évidence les fréquences de coupures entre lesquelles la contre-réaction de flux agit.

Le calcul de la fonction de transfert idéale du capteur en contre-réaction, à partir de la relation proposée par [Cavoit et al., 1976], montre que ce terme est réel au voisinage de la fréquence de résonance du capteur, entre 1 et 10MHz, car l'impédance de la boucle primaire est inductive :

$$1/(k_{fin} \beta_{crf}) = \frac{R_{crf} e_m}{k_{fin} (R_a + j\omega L_{ar})} \approx \frac{R_{crf} S}{k_{fin} L_{ar}} = 94,3mV / nT. \quad (5.48)$$

Dans cette expression, l'impédance de la boucle ne dépend plus de l'inductance spécifique du tore, aussi la fréquence de coude est-elle augmentée d'environ 20% par rapport à f_{cbf} : elle est de 9,2kHz.

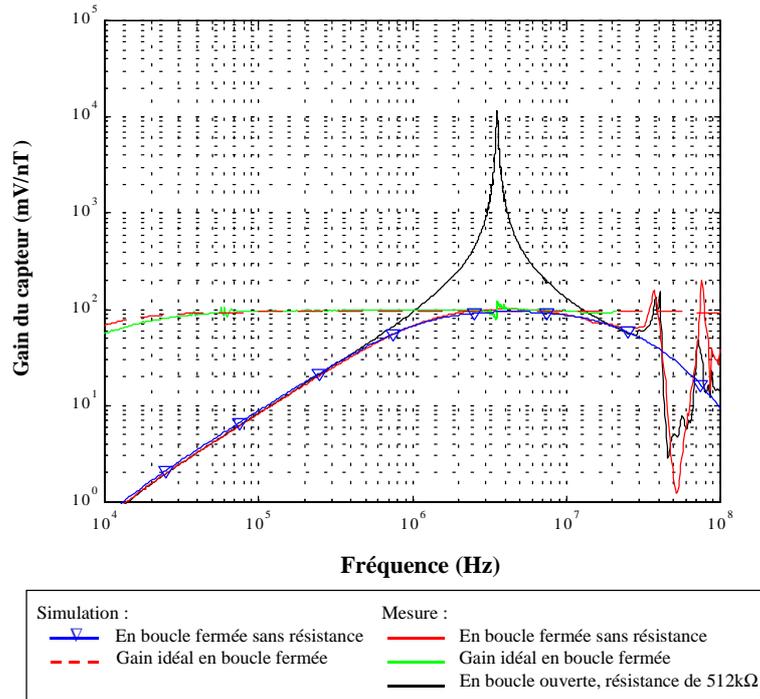


Figure 5.42 : Comparaison des amplitudes de la fonction de transfert mesurée et simulée du capteur en boucle fermée avec le gain idéal en boucle fermée et l’amplitude mesurée de la fonction de transfert du capteur en boucle ouverte avec la résistance R_{in} de 512k Ω .

Nous conservons pour la simulation en boucle fermée la même capacité, vue par l’antenne, que pour celle en boucle ouverte.

Comme attendu, nous voyons que la contre-réaction de flux amortit la réponse du capteur autour de la résonance, entre 1 et 10MHz, ainsi l’amplitude à 3,55MHz est atténuée d’un facteur 100. Aux fréquences plus basses nous retrouvons l’amplitude du capteur en boucle ouverte. Au-dessus de 30MHz, nous retrouvons les résonances secondaires et l’anti-résonance amplifiées jusqu’à un facteur 2. La fréquence de la première résonance secondaire est abaissée à 34MHz.

La simulation de l’amplitude de la fonction de transfert idéale en boucle fermée montre que celle-ci est approximativement constante entre 100kHz et 50MHz. Aux fréquences plus élevées, l’augmentation de l’inductance de la boucle primaire, en raison de sa dépendance de la longueur d’onde, diminue l’amplitude. La mesure présente un comportement de l’amplitude comparable à la simulation. Aux fréquences basses, nous retrouvons la diminution due à la prédominance de la résistance de la boucle, avec une fréquence de coude supérieure de 20% à la simulation, soit de 11kHz. Cet écart est dû principalement à la différence entre les valeurs mesurées et simulées des impédances élémentaires de la boucle primaire et à l’incertitude de mesure.

Nous présentons la mesure de cette amplitude jusqu'à 20MHz, car elle est perturbée par les résonances secondaires du capteur à plus haute fréquence. La courbe présente une fluctuation au voisinage de la fréquence de résonance du capteur en raison de la différence des fréquences de résonance mesurées lors des deux acquisitions à partir desquelles elle est déduite. Notons que cette différence de fréquence est inférieure à 1%. Nous estimons la valeur moyenne de l'amplitude à 98mV/nT, avec une précision de 2%, à partir des mesures aux fréquences inférieures à la fréquence de résonance, soit 500kHz et 2MHz. En effet le décalage des fréquences de résonance diminue celle-ci à plus haute fréquence. Nous attribuons l'écart de 4% de cette valeur moyenne avec celle donnée par la relation (5.48) (p.273) à la différence entre la mesure et la simulation de l'inductance L_{ar} .

Nous observons que l'amplitude de la réponse simulée du capteur en contre-réaction atteint sa valeur idéale entre 1,5 et 11MHz approximativement, avec un écart inférieur à 10%. L'estimation des fréquences de coupure basse et haute du capteur en boucle fermée aboutit à des valeurs différentes selon que l'on se base sur sa fonction de transfert en boucle ouverte ou sur le gain idéal de contre-réaction, comme nous allons le montrer à partir des simulations de la réponse en phase du capteur, présentées sur la *Figure 5.43*.

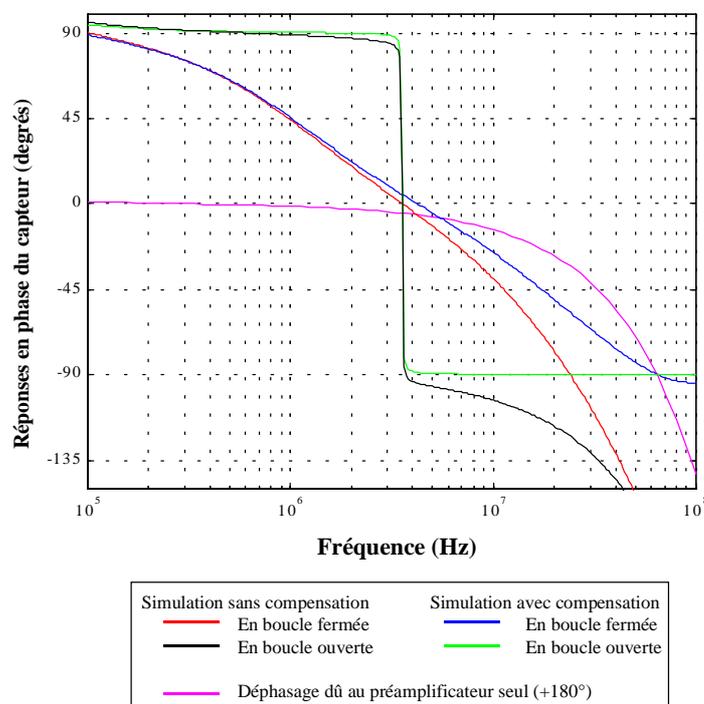


Figure 5.43 : Comparaison des simulations de la réponse en phase du capteur avec et sans compensation du déphasage introduit par le préamplificateur.

Nous présentons sur cette figure le déphasage dû au préamplificateur en montage à faible bruit en courant (à 180° près), montrant ainsi l'écart par rapport à la phase idéale d'un montage inverseur. Cet écart est de -1° à 1MHz et atteint -16° à 10MHz.

Pour le capteur en boucle ouverte, avec un facteur de qualité supérieur à 10, la variation rapide de la phase rend négligeable le déphasage de -5° du préamplificateur à 3,55MHz. Ainsi la fréquence de résonance du capteur, simulée sans résistance R_{in} , c'est-à-dire avec un facteur de qualité de l'ordre de 100, est diminuée de moins de 0,5% par rapport à celle de l'antenne.

Par contre, lorsque le capteur est en boucle fermée, sa phase varie de $+45^\circ$ à -45° sur une bande de fréquences d'au moins une décade, dans laquelle le déphasage du préamplificateur n'est plus négligeable. Sans compenser le déphasage du préamplificateur, nous voyons que la phase du capteur atteint 0° à sa fréquence de résonance en boucle ouverte, en simulant l'antenne avec la même valeur de capacité. Les fréquences de coupures à $\pm 45^\circ$ apparaissent à 958kHz et 10,9MHz. A ces fréquences, nous retrouvons une baisse d'amplitude de la réponse du capteur en boucle fermée de 3dB par rapport à celle en boucle ouverte.

Si nous soustrayons maintenant le déphasage du préamplificateur à celui du capteur, nous observons une augmentation des fréquences caractéristiques du capteur en boucle fermée. La fréquence de coupure basse se déplace seulement à 966kHz, l'écart de phase par rapport au cas idéal est faible à cette fréquence. Par contre, la fréquence correspondant à un déphasage nul a augmenté de 19%, elle est maintenant de 4,24MHz et la fréquence de coupure haute apparaît à 17,3MHz. Si nous retournons à la *Figure 5.42*, présentant la réponse en amplitude du capteur en boucle fermée, nous voyons que ces 3 nouvelles fréquences caractéristiques peuvent être déduites de la comparaison de cette amplitude avec le gain idéal de contre-réaction. A 4,24MHz, l'amplitude atteint son maximum. A 966kHz et 17,3MHz, nous observons une chute de gain de 3dB par à celui à 4,24MHz. Ces deux fréquences sont donc les fréquences de coupure en sortie du capteur en boucle fermée.

Le même effet apparaît expérimentalement, mais avec une variation des fréquences. La mesure brute indique des fréquences de coupures à 1,06MHz et 8,93MHz. Nous mesurons un déphasage nul à 3,34MHz, signifiant une diminution de la fréquence de résonance de l'antenne. Nous attribuons cette baisse à l'augmentation de la capacité de l'antenne due à la présence de la spire de contre-réaction, qui fait apparaître deux nouvelles capacités : entre elle et la boucle primaire et le bobinage secondaire. La diminution de la fréquence de résonance traduit une augmentation de 13% de la capacité de 4,8pF, estimée par simulation. Sa valeur devient 5,4pF.

La compensation du déphasage du préamplificateur donne des fréquences de coupure de 1,08MHz et 13,5MHz. La phase s'annule à 3,85MHz. Nous observons ainsi une réduction de la largeur de la bande passante du capteur en boucle fermée et un décalage vers les basses fréquences.

En conclusion, nous voyons que la contre-réaction de flux permet d'atténuer l'amplitude de la fonction de transfert au voisinage de la fréquence de résonance. Bien qu'elle agisse seulement sur une bande de fréquence d'une décade, cet effet apparaît aux fréquences où la pente de la fonction de transfert en boucle ouverte est la plus importante. Nous avons estimé les fréquences de coupure du capteur en boucle fermée en distinguant les effets de l'antenne et ceux du préamplificateur, ce qui nous a permis de constater que l'introduction de la spire de contre-réaction augmente la capacité de l'antenne de 0,6pF.

Le fonctionnement du capteur en boucle fermée sans résistance à l'entrée du préamplificateur, qui atténue le gain de la chaîne directe à la résonance, montre l'amélioration de la stabilité du capteur par rapport à son fonctionnement en boucle ouverte. Comme au voisinage de cette fréquence, le gain du capteur est fixé par la résistance R_{crf} , celui-ci dépend faiblement des fluctuations de la capacité ou de l'inductance l'antenne. Ces fluctuations se traduisent principalement par une variation des fréquences de coupure définissant la bande de fréquences dans laquelle la contre-réaction agit. Les *Figures 5.41* (p.270) et *5.42* (p.274) montrent l'effet de ces fluctuations sur la comparaison de deux mesures du capteur en boucle ouverte, lorsque son facteur de qualité est proche de 100.

5.5.2 Seuil de sensibilité du capteur en boucle fermée

Sur la *Figure 5.44*, nous présentons le seuil de sensibilité mesuré en boucle fermée, sans résistance à l'entrée du préamplificateur, que nous comparons à sa simulation et à la courbe expérimentale du seuil mesuré en boucle ouverte avec la résistance R_{in} de 512k Ω .

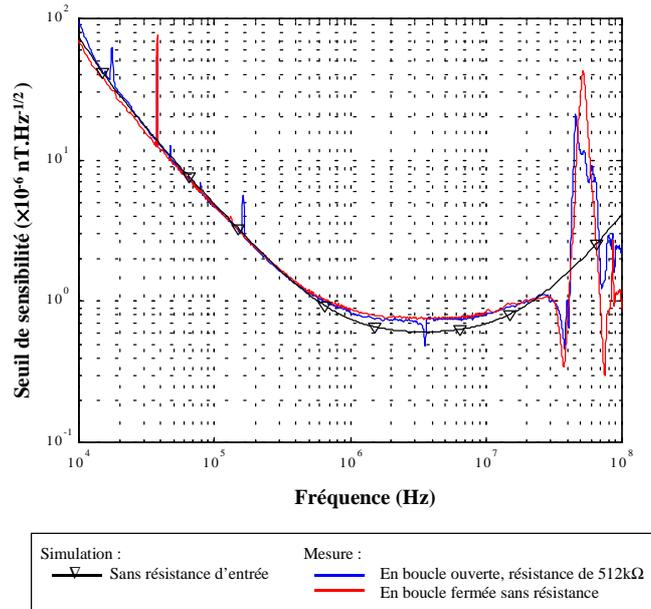


Figure 5.44 : Comparaison des seuils de sensibilité du capteur en boucle fermée mesuré et simulé et de la mesure du capteur en boucle ouverte avec 512kΩ.

La simulation montre que l'utilisation d'une résistance supérieure à 512kΩ ne modifie pas le seuil de sensibilité du capteur, en effet son minimum a déjà atteint la limite fixée par le bruit en courant, converti en densité spectrale de bruit magnétique.

La mesure montre que le capteur en boucle fermée, sans résistance d'entrée, présente un seuil de sensibilité proche de celui du capteur en boucle ouverte. Nous notons une augmentation du minimum du seuil entre 1 et 10MHz, atteignant un écart maximal de 4% à la résonance. Cette différence étant comparable à l'incertitude de mesure, son interprétation comme une perturbation introduite par la contre-réaction n'est pas évidente. Remarquons que le bruit thermique de R_{crf} , équivalent à une densité spectrale de tension de $6,03nV/\sqrt{Hz}$ à 25°C, ne représente que $0,12nV/\sqrt{Hz}$ à l'entrée du préamplificateur, soit une contribution négligeable : en effet, la contre-réaction de flux étant prélevée à la sortie du 2^e étage, cette tension de bruit, ramenée aux bornes de l'antenne, est atténuée de 33,8dB. Quant au bruit de l'étage suiveur, qui n'est pas inclus dans la boucle de contre-réaction, nous estimons sa contribution à $0,03 \times 10^{-6} nT/\sqrt{Hz}$. Elle est donc négligeable devant le seuil de sensibilité du capteur en boucle fermée. Entre 100kHz et 10MHz, le composant utilisé présente une tension de bruit équivalente à l'entrée de $3,3nV/\sqrt{Hz}$ et un courant de bruit de $1,3pA/\sqrt{Hz}$.

Ainsi la contre-réaction de flux conserve le seuil de sensibilité du capteur en boucle ouverte, lorsque son facteur de qualité n'est pas amorti, à 4% près au voisinage du minimum : nous retrouvons un seuil de sensibilité inférieur à $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ dans le même intervalle de fréquences, entre 700kHz et 20MHz. Nous en concluons que cette méthode de suppression de la surtension, très sensible aux influences extérieures, permet d'obtenir une réponse stable et indépendante de la fréquence dans une gamme de largeur appréciable, sans dégradation du rapport signal à bruit.

5.5.3 Comparaison des bruits mesurés en sortie du capteur

Pour mieux comprendre les changements du seuil de sensibilité du capteur suivant les différentes configurations de connexion du préamplificateur à l'antenne, nous comparons les spectres mesurés en sortie du capteur avec le même montage amplificateur. Sur la *Figure 5.45*, nous présentons le bruit en tension du montage à faible bruit en courant, les bruits du capteur mesurés en boucle ouverte avec les résistances R_{in} de 5,1k Ω et 512k Ω , ainsi que le bruit mesuré en boucle fermée sans résistance à l'entrée du préamplificateur.

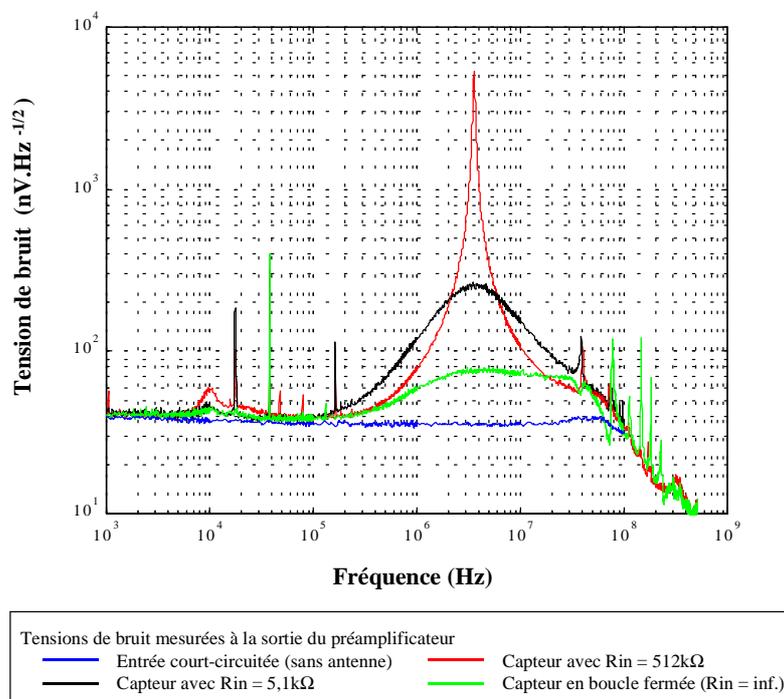


Figure 5.45 : Comparaison des bruits mesurés en sortie du préamplificateur.

La courbe du bruit en tension représente le minimum de bruit mesurable en sortie du préamplificateur, mettant en évidence la contribution de l'antenne. Ce bruit est approximativement constant entre 1kHz et 100MHz. En dessous de 10kHz, le bruit en $1/f$ compense la chute du gain du préamplificateur. Au-delà de 100MHz, qui est la fréquence de coupure haute du préamplificateur, ce bruit décroît. Nous pouvons supposer qu'il se superposerait au bruit mesuré en sortie du capteur. Notons qu'au-delà de 220MHz, une part non négligeable du bruit mesuré est généré par l'analyseur de spectre (Figure 4.12, p.153), ainsi qu'au voisinage de 1kHz.

La Figure 5.45 nous montre qu'en dessous de 100kHz et au-dessus de 100MHz, le bruit du capteur est principalement celui du bruit équivalent en tension du préamplificateur.

En dessous de 1MHz nous observons quelques pics parasites captés par l'antenne. Rappelons qu'au paragraphe 4.5.2.2 (p.153) nous avons montré que la cage de Faraday offrait une atténuation par réflexion du champ électrique d'au moins 100dB, dans cette gamme de fréquence. Par contre son efficacité de blindage contre le champ magnétique, par absorption, est faible. Nous en concluons que les pics de largeur de bande étroite sont des signaux magnétiques d'émissions industrielles. Par exemple, nous reconnaissons le pic de France Inter à 162kHz sur le spectre du capteur en boucle ouverte avec $R_{in} = 5,1k\Omega$. Au voisinage de 10kHz, un pic ayant une largeur plus importante apparaît. Nous avons observé que l'amplitude de ce pic variait suivant l'orientation de l'antenne dans la cage. La comparaison du seuil de sensibilité du capteur avec le spectre géomagnétique nous laisse supposer que ce pic correspond aux sifflements terrestres. Ce sont des ondes électromagnétiques générées par les orages atmosphériques et se propageant dans l'ionosphère le long des lignes du champ magnétique terrestre.

Entre 100kHz et 100MHz, le bruit du capteur est supérieur au bruit en tension du préamplificateur, il est principalement dû au bruit thermique de l'antenne et à l'association de son impédance et du bruit équivalent en courant du préamplificateur. Dans cette bande de fréquence, le spectre de bruit observé à la sortie est donc similaire à la fonction de transfert. Ainsi le maximum de ce spectre apparaît à la fréquence de résonance du capteur.

La comparaison des spectres du capteur en boucle ouverte, obtenus avec les deux valeurs de R_{in} , montre la modification du bruit apportée par l'augmentation du facteur de qualité de l'antenne. A la résonance, où son impédance est purement résistive, la densité spectrale du bruit en sortie varie pratiquement proportionnellement au bruit thermique, soit en $\sqrt{R_{in}}$. En fait les mesures montrent une variation plus importante car l'augmentation du bruit thermique, due à l'augmentation de R_{in} , s'accompagne de celle de la contribution bruit en courant. La mesure et la simulation de la fonction de transfert du capteur en boucle ouverte ont montré qu'à la résonance l'augmentation du facteur de

qualité augmentait l'amplitude dans un rapport 50 (*Figure 5.40*, p.268). Comme le bruit augmente seulement d'un rapport 20, le seuil de sensibilité est donc réduit d'un facteur 2,5 en augmentant R_{in} . En dehors de la résonance, la densité spectrale mesurée est plus faible lorsque l'antenne est chargée par une résistance R_{in} plus grande. Ceci s'explique par le fait qu'avec un facteur de qualité faible la résistance de l'antenne contribue à son impédance sur une largeur de bande plus importante. La diminution du bruit obtenue en augmentant le facteur de qualité est donc due à la réduction de la contribution du bruit thermique de l'antenne, comme l'ont montré les courbes de simulation de cette contribution et de la contribution du bruit en courant de la *Figure 5.41* (p.270).

Au voisinage de 4MHz, le rapport des densités spectrales entre le capteur en boucle ouverte, avec la résistance de 512k Ω , et le capteur en boucle fermée est presque égal au rapport d'amplitudes de leur fonction de transfert (*Figure 5.42*, p.274), confirmant que la contre-réaction de flux modifie peu le rapport signal à bruit, donc le seuil de sensibilité.

L'analyse du spectre du bruit mesuré en sortie du capteur apporte de nouvelles informations sur sa fonction de transfert, en particulier concernant les couplages internes au capteur. En effet l'absence de générateur de champ dans la cage réduit les risques de couplages parasites avec le montage de mesure et l'absence de pics dans les gammes d'émission radio, autour de 1MHz pour les O.C. et 100MHz pour la bande F.M., nous permet de supposer que le spectre mesuré au-dessus de 1MHz est propre au capteur. C'est pourquoi nous avons étendu sa mesure au-delà de 100MHz.

Nous retrouvons le pic secondaire au voisinage de 40MHz, signifiant qu'il s'agit d'une résonance propre au capteur. Nous avons observé que l'amplitude du pic secondaire, qui est de nature électrique, était modifiée lorsque nous tournions le tore sur son axe, ainsi il a pratiquement disparu sur le spectre du capteur en boucle fermée. Nous supposons que le boîtier de blindage du préamplificateur, distant de quelques cm du tore, agit comme un réflecteur.

A plus haute fréquence, nous observons des harmoniques du pic secondaire. Sur le spectre du capteur en boucle fermée apparaissent clairement les harmoniques de 35MHz. Pour le capteur avec 512k Ω , l'amplitude de ces harmoniques est beaucoup plus faible.

5.6 Conclusions sur la validation expérimentale

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les mesures effectuées à différentes étapes de la réalisation du capteur en les comparant à la modélisation. Nous terminons ce chapitre en faisant

le bilan de cette comparaison et en situant les performances de notre instrument dans un contexte géophysique.

5.6.1 Les résultats expérimentaux et la modélisation

Les mesures effectuées sur la boucle primaire ont montré un bon accord avec la simulation pour l'inductance et la force électromotrice jusqu'à 10MHz : nous avons mesuré une valeur moyenne d'inductance inférieure de 3% à la simulation. Par contre, pour la résistance, nous avons observé une différence plus importante avec la simulation. Aux fréquences inférieures à 100kHz, la résistance mesurée est apparue plus grande de 10% à sa valeur simulée, traduisant une différence sur la résistance en continu. Aux fréquences plus élevées, l'incertitude augmente en raison de sa faible valeur et de la sensibilité de la boucle aux rayonnements électromagnétiques parasites. La mesure par résonance, pour laquelle la contribution de l'incertitude sur la phase est beaucoup plus faible, a montré un écart moins important. Nous avons retrouvé ces écarts de la résistance en continu et de l'inductance au voisinage de 1MHz sur les mesures d'impédance et de fonction de transfert de l'antenne.

La mesure de la force électromotrice de la boucle nous a permis de vérifier la qualité des générateurs de champ magnétique. Nous avons ainsi constaté que la taille de la cage de Faraday n'était pas adaptée à l'envergure des bobines d'Helmholtz, puisque le champ qu'elles génèrent était atténué de 14% par rapport à la mesure à l'extérieur. Cette seconde mesure présentait une précision meilleure que 1% avec la simulation aux fréquences inférieures à 1MHz. Avec la boucle d'excitation, la mesure dans la cage de Faraday a montré une atténuation négligeable, inférieure à 1%. Par contre nous avons mesuré une sensibilité spectrale plus faible de 5%, en raison de l'incertitude sur le diamètre de la boucle d'excitation et sur son positionnement dans le plan de la boucle primaire. Nous avons également constaté que la diminution du courant dans les bobines à l'approche de la fréquence de résonance introduisait une augmentation de la valeur expérimentale de la force électromotrice à partir de 4MHz.

Nous avons déduit des mesures de la perméabilité du tore que sa perméabilité primaire était proche de sa valeur typique entre 100Hz et 2MHz et nous avons estimé sa perméabilité seconde aux fréquences inférieures à 2MHz, où le constructeur ne donne pas d'informations. Nous avons obtenu des valeurs expérimentales de la résistance et de l'inductance du bobinage secondaire sur le tore avec une précision de l'ordre de 5%.

Les mesures de l'impédance de l'antenne entre 100Hz et 5MHz, ont vérifié son comportement global, prévu par la simulation. Pour la résistance de l'antenne, nous avons vu que la résistance ohmique du bobinage était négligeable au-delà de 3kHz. Ainsi dans la bande passante du capteur, la résistance de l'antenne est déterminée par celle de la boucle, vue au secondaire, jusqu'à 1MHz, puis par les résistances équivalentes aux pertes magnétiques et diélectriques.

Quant à l'inductance de l'antenne, nous avons observé sa diminution au-dessus de 10kHz, due à un effet diviseur de l'inductance la boucle primaire, plus grande que l'inductance spécifique du tore. Les mesures ont montré globalement un bon accord avec la simulation. La mesure au pont d'impédance présentait une incertitude de 3% entre 1kHz et 1MHz, donnant une valeur plus faible au-dessus de 10kHz en raison de l'incertitude sur l'inductance de la boucle primaire. Les valeurs moyennes d'inductance déduites des mesures par résonance, entre 600kHz et 5MHz, étaient comparables à la simulation et à la mesure au pont d'impédance, avec une incertitude de 5 à 10%.

La modélisation de la capacité de l'antenne a été vérifiée par les mesures avec une précision de l'ordre 50%, en raison des faibles valeurs mesurées. Nous avons montré que l'introduction des pertes diélectriques du noyau dans la modélisation expliquait les valeurs expérimentales plus faibles du facteur de qualité. L'incertitude importante sur la résistivité du noyau nous a amené à déduire une valeur empirique de la résistance équivalente à ces pertes, en accordant les mesures de la résistance apparente et du facteur de qualité de l'antenne à leur simulation.

L'étude de la méthode de bobinage a montré d'une part que la capacité entre les spires extrêmes pouvait être réduite de moitié en couvrant seulement la moitié du tore et d'autre part que celle entre l'enroulement et le noyau était négligeable.

Lors de la mesure de la fonction de transfert de l'antenne nous avons retrouvé, dans la bande de fréquences où son comportement est inductif, une incertitude similaire à celle de la mesure de la force électromotrice de la boucle primaire. Aux fréquences inférieures à la fréquence de coude, cette incertitude est augmentée par celles de la résistance et de l'inductance de la boucle. L'écart entre la mesure et la simulation de la fréquence de résonance a montré la même incertitude voisine de 50% sur la capacité de l'antenne, obtenue lors des mesures de capacité précédente. La valeur expérimentale systématiquement inférieure indique qu'une capacité parasite de connexion n'est pas prise en compte par la modélisation. En assimilant le tore et les enroulements à un transformateur idéal nous avons montré que l'inductance de la boucle primaire constituait une inductance de fuite qui atténuait d'un facteur 5 le rapport de transformation effectif. Cette atténuation est due à la faible

inductance spécifique du tore, rendue nécessaire par le choix d'un matériau ayant une perméabilité suffisante jusqu'à 100MHz.

Nous avons montré que la mesure différentielle aux bornes de l'antenne améliorerait sa réponse, d'une part en augmentant la fréquence de résonance sans réduire l'amplitude aux fréquences inférieures, d'autre part en élargissant sa réponse vers les hautes fréquences. L'étude de la réponse en phase de l'antenne, a confirmé cette amélioration en montrant une meilleure symétrie de la réponse de l'antenne lors de son retournement dans le champ magnétique. La gamme de fréquences dans laquelle la fonction de transfert est en accord avec la modélisation est restée limitée par une résonance secondaire voisine de 50MHz.

Les mesures de fonction de transfert et de bruit du préamplificateur ont montré un comportement en accord avec sa simulation SPICE. Nous avons ainsi vérifié que le changement de la résistance de polarisation du premier étage nous permettait d'obtenir deux montages avec des caractéristiques de bruits équivalents en tension et en courant différentes. Nous avons montré que la mesure de la fonction de transfert, en connectant en série la résistance R_{in} placée à l'entrée, nous permettait de déterminer la bande passante du bruit du montage avec cette résistance. Nous avons ainsi pu connaître le bruit équivalent en courant des deux montages au-delà de 10MHz.

La comparaison du seuil de sensibilité du capteur, avec les deux montages du préamplificateur a confirmé l'influence de ses bruits équivalents en tension et en courant : la diminution du bruit en courant réduisant le minimum du seuil, au voisinage de la fréquence de résonance, et la diminution du bruit en tension en dehors de cette bande de fréquences. Nous en avons déduit que le montage à faible bruit en courant permettait d'obtenir un seuil de sensibilité inférieur à $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$.

En installant sur le capteur un tore avec un enroulement bobiné sur une moitié et en réduisant le diamètre de la boucle primaire à la traversée, nous avons vérifié que la fréquence de résonance était augmentée. Par contre l'amélioration de la réponse vers les hautes fréquences n'a pas été significative, elle est limitée à 30MHz en raison d'une résonance secondaire apparaissant à 40MHz.

Nous avons vérifié qu'en augmentant le facteur de qualité du capteur nous réduisons son seuil de sensibilité, obtenant un seuil de sensibilité inférieur à $10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$ entre 700kHz et 20MHz. Cette bande de fréquences est en accord avec la simulation dans la limite d'une incertitude

de 10%. Nous avons montré qu'en augmentant le facteur de qualité, la contribution du bruit thermique était réduite de sorte le minimum du seuil de sensibilité était fixé par la contribution du bruit équivalent en courant. Nous avons retrouvé ce minimum par la mesure avec un écart de 20%, que nous attribuons à l'incertitude sur l'impédance de l'antenne à la résonance, augmentée par le changement du noyau magnétique.

L'ajout de la contre-réaction de flux au capteur a montré qu'elle supprimait la surtension à la fréquence de résonance sans modifier de façon significative le seuil de sensibilité. Nous avons observé une augmentation de 4% de celui-ci au voisinage de son minimum, mais la bande de fréquences dans laquelle il répond aux spécifications n'a pas changé. Nous avons constaté que la contre-réaction améliorait la stabilité du capteur : d'une part nous avons pu retirer la résistance placée à l'entrée sans laquelle il oscillait, d'autre part nous avons vu qu'en boucle ouverte, une variation de la fréquence de résonance inférieure à 1% entre les mesures de la fonction de transfert et du bruit à la sortie introduisait une incertitude décuplée sur le seuil de sensibilité.

Nous avons également montré que, tout en obtenant la même linéarité de la fonction de transfert qu'avec le capteur en boucle ouverte avec la résistance de 5,1k Ω , la contre-réaction de flux permettait de réduire son seuil de sensibilité d'un facteur 2 entre 1 et 10MHz.

Nous concluons de l'ensemble de ces mesures qu'elles vérifient la modélisation aux fréquences inférieures à la résonance avec une incertitude de l'ordre de 10%, si elle est définie à partir des paramètres de construction du capteur. Cette incertitude peut être réduite de moitié par une vérification de paramètres clés de l'antenne qui sont la résistance en continu de la boucle primaire, son inductance et l'inductance spécifique du tore. Les incertitudes sur la fréquence de résonance et le facteur de qualité de l'antenne sont plus importantes en raison des incertitudes sur la permittivité et la résistivité du noyau magnétique, néanmoins la modélisation de la capacité de l'antenne et de la résistance due aux pertes diélectriques donne des valeurs comparables à celles mesurées.

La modélisation ne rend pas compte de la résonance secondaire qui limite la réponse du capteur. Elle peut être représentée dans le schéma équivalent de l'antenne par un réseau RLC série en parallèle à ses bornes, similaire à celui modélisant la réponse de la boucle primaire au champ électrique. Nous supposons donc qu'une mesure de la réponse de l'antenne à ce champ permettrait de compléter cette modélisation. Cela signifie également qu'un blindage électrostatique du tore devrait atténuer cette résonance. Nous avons montré qu'en augmentant la fréquence de résonance

principale de l'antenne nous augmentons également celle de la résonance secondaire, élargissant sa bande passante.

5.6.2 Comparaison avec les capteurs réalisés pour la physique des plasmas spatiaux

Pour comparer notre instrument avec les capteurs magnétométriques embarqués jusqu'à présent pour des missions géophysiques, nous reprenons la *Figure 2.15* (p.40) sur laquelle nous ajoutons la courbe de sensibilité mesurée du capteur en boucle fermée.

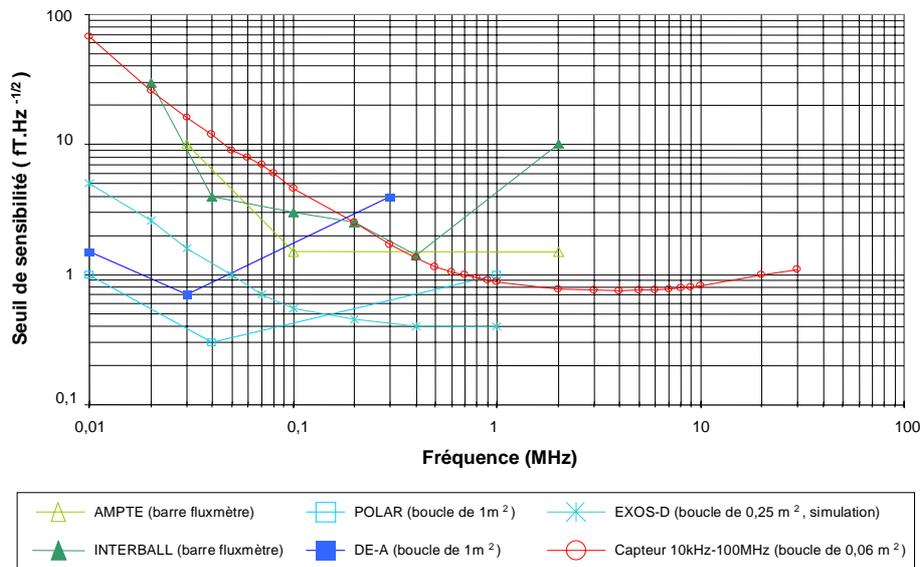


Figure 5.46 : Comparaison du seuil de sensibilité de notre capteur en boucle fermée avec celui d'autres capteurs ayant déjà volé pour la physique des plasmas spatiaux.

Cette figure montre que notre capteur permet de couvrir une bande de fréquences comprise entre 2MHz et 30MHz, qui n'a pas été couverte jusqu'à présent.

Nous voyons que son seuil de sensibilité est meilleur que les barres fluxmètres des missions AMPTE et INTERBALL au-delà de 400kHz et que la boucle de la mission POLAR au-delà de 800kHz. La boucle de la mission EXOS-D est plus performante que notre capteur aux fréquences inférieures à 1MHz. La simulation du seuil de sensibilité de ce capteur étant limitée à cette fréquence, nous supposons que ce seuil augmente au-delà de quelques MHz. Nous voyons que le minimum de sensibilité de notre capteur, de $0,8 \times 10^{-6} nT / \sqrt{Hz}$, est le double de celui des autres boucles à air. Ce niveau plus important s'explique par les choix faits pour atteindre 100MHz :

- En premier lieu, le diamètre de 28cm de la boucle primaire réduit 16 fois la surface de capture, par rapport aux autres boucles dont la surface est de 1m^2 . Pour notre capteur, une boucle de 1m^2 diviserait par 4 le seuil sur l'ensemble du spectre, il répondrait à la spécification de seuil approximativement entre 100kHz et quelques 10MHz.
- Nous avons choisi un matériau magnétique ayant une perméabilité statique de 125, obtenant une l'inductance spécifique du tore plus petite que celle de la boucle. Par exemple, le capteur de la mission EXOS-D, utilise un matériau ayant une perméabilité statique de 2000, puisque sa bande passante se limite à 1MHz.
- Enfin la comparaison des caractéristiques de bruit des transistors bipolaires et des transistors à effet de champ a montré qu'au-delà de quelques MHz, les performances des premiers devenaient meilleures aussi bien pour le bruit en tension que le bruit en courant, conduisant à la mise au point d'un capteur d'impédance plus faible. C'est-à-dire que l'augmentation du gain de l'antenne, qui s'accompagne d'une augmentation de son inductance, réduirait le seuil de sensibilité en dehors de la fréquence de résonance mais augmenterait son minimum.

Notre capteur remplit partiellement les objectifs scientifiques : d'une part il fonctionne jusqu'à 30MHz et d'autre il atteint le seuil de sensibilité demandé entre 700kHz et 20MHz. Par contre il remplit les contraintes techniques : il fonctionne avec une puissance de 230mW et sa masse est inférieure à 500g si l'on retire l'époxy superflu de l'antenne (*Figure 3.27*, p.128). Pour son application en géophysique externe, notre capteur permet d'étendre la mesure du champ magnétique vers des fréquences plus élevées, mais son seuil de sensibilité aux fréquences basses ne permet pas de remplacer les capteurs couvrant la gamme comprise entre 10kHz et 1MHz.

5.6.3 Orientations pour l'amélioration du capteur

Les moyens d'amélioration des performances de notre capteur peuvent être déduits des critères d'optimisation du composant d'entrée du préamplificateur (3.113) et (3.115) (p.116).

En premier lieu, il est évident que la réduction des bruits équivalents du préamplificateur réduirait le seuil du capteur sans modifier l'antenne. En particulier, un bruit équivalent en tension plus faible élargirait la bande de fréquences répondant à la spécification de seuil de sensibilité.

Comme le minimum du seuil est légèrement inférieur au niveau demandé, l'augmentation significative du nombre de spires N_{bob} (supérieure à 20%), qui réduirait la contribution du bruit

équivalent en tension aux fréquences basses, augmenterait le minimum du seuil. Une technologie à effet de champ pour l'étage d'entrée du préamplificateur serait nécessaire afin de réduire la contribution du bruit en courant. Par contre la diminution du nombre de spires réduirait le seuil aux fréquences élevées en décalant l'ensemble du spectre vers les hautes fréquences. En première approximation, une division par 2 de N_{bob} déplacerait la fréquence de résonance au voisinage de 8MHz, en supposant la capacité de l'antenne constante, ainsi le capteur vérifierait la spécification de seuil de sensibilité entre 1,3MHz et 50MHz. Le minimum du seuil serait également divisé par 2.

Remarquons que le rapport de transformation effectif, proportionnel au rapport entre l'inductance de la boucle primaire et l'inductance spécifique du noyau, apparaît seulement dans l'expression du critère d'optimisation de la contribution du bruit équivalent en tension (3.113). Pour la contribution du bruit équivalent en courant (3.115), ce rapport est compensé par sa dépendance avec l'impédance de la boucle primaire vue au secondaire et avec le gain de l'antenne. Ces deux critères montrent donc que l'augmentation du rapport de transformation à N_{bob} constant, de sorte à s'approcher du rapport d'un transformateur idéal, réduirait la contribution du bruit équivalent en tension sans modifier celle du bruit en courant. Par contre cette optimisation s'accompagne d'une augmentation de l'inductance de l'antenne proportionnelle à la réduction du seuil de sensibilité, c'est-à-dire qu'elle abaisse la fréquence de résonance. Elle peut être effectuée en intervenant sur trois paramètres :

- L'augmentation de la perméabilité du noyau ne modifierait pas la géométrie de l'antenne, donc sa capacité, la permittivité restant constante en première approximation. Par contre les performances du capteur aux fréquences élevées pourraient être dégradées par des fréquences de coupure de la perméabilité primaire et de résonance ferromagnétique plus basses. Notons que ce matériau devrait être un ferrite NiZn pour conserver une résistivité importante.
- L'inductance spécifique du tore peut être également augmentée par l'augmentation de sa section. Le choix des dimensions du tores étant limité, deux tores peuvent être utilisés de sorte à obtenir un noyau équivalent d'une hauteur double. Cette modification pourrait doubler la capacité de l'antenne. Mais une mise à la masse de la boucle primaire symétrique par rapport au transformateur réduirait la capacité entre le primaire et le secondaire.
- Le troisième paramètre permettant d'optimiser le rapport de transformation, que nous n'avons pas envisagé jusqu'à présent mais qui a été étudié pour le capteur de la mission EXOS-D, est l'augmentation de l'inductance du primaire contribuant au couplage mutuel. Pour un nombre de spires constant au secondaire, l'augmentation du

nombre de spires au primaire N_{bob} traversant le tore accroît la part du courant circulant dans la boucle contribuant au couplage mutuel et diminue simultanément le rapport N_{bob} / N_{bob}' . Par simulation, nous avons observé qu'il existait un nombre N_{bob}' optimal augmentant le rapport de transformation effectif et dépendant de l'inductance propre de la boucle primaire. Dans notre cas, ce nombre optimal de 2 spires augmente le rapport de 28% et un nombre supérieur à 4 spires le réduit. Par contre cette modification introduirait une capacité au primaire et augmenterait la capacité entre le primaire et le secondaire ainsi que l'inductance vue au secondaire. La fréquence de résonance du capteur serait donc plus basse.

Les critères d'optimisation du seuil de sensibilité dépendent également du rapport de la surface de la boucle primaire et son inductance propre. Ces deux paramètres étant proportionnels à son diamètre, il apparaît clairement que l'augmentation de la surface réduit le seuil de sensibilité sur l'ensemble du spectre linéairement avec celui-ci, en première approximation. L'analyse de l'inductance de la boucle en fonction de sa géométrie, présentée au *Tableau 3.1* (p.52), montre qu'il est possible de réduire l'inductance en conservant la même surface, diminuant le seuil de sensibilité sur l'ensemble du spectre. Ainsi avec une inductance propre à 640nH, le seuil serait plus faible de 10%. Notons que cette modification réduirait également la résistance de la boucle, abaissant la fréquence de coude en dessous de 1kHz. L'augmentation de la section du conducteur de la boucle primaire est donc l'une des premières améliorations à effectuer. Elle présente l'avantage de diminuer l'inductance de l'antenne, tout en augmentant le rapport de transformation effectif.

La mesure de la fonction de transfert de l'antenne avec point milieu montre que la connexion différentielle augmente la bande passante du capteur, aussi la mise au point d'un préamplificateur différentielle est une autre étape vers l'optimisation du capteur. Nous avons entamé l'étude d'un montage de type « amplificateur d'instrumentation » utilisant le CLC425.

Nous venons de considérer quelques améliorations du seuil de sensibilité du capteur, montrant qu'elles modifient simultanément plusieurs paramètres électriques. En première approximation, nous estimons qu'elles permettraient d'atteindre le seuil de sensibilité souhaité sur une bande de fréquences d'une largeur de deux décades dans la bande passante du capteur. La réduction du seuil du capteur sur une bande de fréquences plus importante nécessite une analyse numérique globale de ses paramètres, qui peut être envisagée avec le modèle que nous proposons dans ce manuscrit.

Chapitre 6

Conclusion

6 Conclusion

L'objectif de ce travail était d'étudier la faisabilité d'un capteur de champ magnétique, adapté aux applications spatiales, et fonctionnant entre 10kHz et 100MHz avec un seuil de sensibilité de $10^{-6} \text{ nT} / \sqrt{\text{Hz}}$ dans toute cette bande. Cela permettrait d'étendre aux fréquences plus élevées les mesures dans les plasmas spatiaux (solaire et planétaires) actuellement limitées à environ 1MHz.

Après avoir passé en revue dans le chapitre 2 différents types de magnétomètres, nous en avons conclu qu'une boucle à air monospire associée à un transformateur torique, selon le principe mis en œuvre par Cavoit et al. [1976] pour des fréquences plus basses (de quelques kHz à 200kHz), serait le mieux à même de résoudre ce problème, en termes de bande passante et de seuil de sensibilité.

Dans le chapitre 3, nous avons modélisé la réponse d'un tel capteur, non seulement au champ magnétique, mais aussi au champ électrique, montrant qu'avec une boucle de diamètre $D = 30\text{cm}$ placée dans le champ électromagnétique d'une onde plane, 87% de la réponse était encore due au champ magnétique dans le cas le plus défavorable (à 100MHz, où $D = \lambda/10$).

A partir d'un modèle classique du transformateur que nous avons affiné, nous avons proposé une modélisation des capacités et des pertes (résistives et diélectriques) de l'antenne permettant de rendre compte de sa fréquence de résonance et de son facteur de qualité

L'introduction des paramètres du préamplificateur dans le modèle nous a permis de simuler, outre la fonction de transfert, le seuil de sensibilité du capteur complet et de définir des critères d'optimisation que nous avons appliqués au prototype réalisé (comportant quelques variantes possibles).

Dans le chapitre 4, nous avons présenté les méthodes et les instruments de mesure utilisés dans la phase expérimentale de ce travail. Nous avons en particulier déterminé les coefficients (en nT/mA) des deux générateurs de champ magnétique réalisés pour le relevé des fonctions de transfert, ainsi que leurs domaines d'application respectifs :

- jusqu'à 10 MHz pour les bobines d'Helmholtz,
- jusqu'à 100 MHz pour la petite boucle d'excitation.

Dans le chapitre 5 enfin, nous avons exposé les résultats des mesures en les confrontant à ceux de la simulation, ce qui nous a permis d'évaluer les limites de notre modèle :

- Pour les impédances de l'antenne et de ses éléments, l'accord est meilleur que 5% pour la plupart des résistances et des inductances jusqu'à 1MHz. Nous avons étendu certaines mesures jusqu'à 10MHz, avec une incertitude plus grande. Les mesures de capacités sont plus délicates : en raison de la faible capacité de l'antenne, inférieure à 5pF, les capacités parasites de connexion interviennent de façon souvent difficile à préciser, et nous avons pu constater des écarts de 50% avec la simulation lors de certaines configurations de mesure.
- Pour la fonction de transfert, l'accord est bon depuis 10kHz jusqu'à 30MHz, y compris autour de la résonance, voisine de 3MHz. L'incertitude de mesure est de l'ordre de 3% avec les bobines d'Helmholtz et du double avec la petite boucle d'excitation utilisée au-delà de 10MHz. Au-dessus de 30MHz, la résonance secondaire, sensible au champ électrique, fixe la limite de mesure d'un champ magnétique aisément interprétable. Nous avons cependant montré qu'un couplage différentiel de l'antenne au préamplificateur en augmentait les fréquences de résonance, principale et secondaire, et donc la fréquence maximale d'utilisation.
- Pour le seuil de sensibilité, finalement, la mesure et la simulation montrent aussi un bon accord, l'incertitude étant plus importante au voisinage de la résonance. Nous avons vérifié que la contre-réaction de flux ne dégradait pas ce seuil (avec une précision de 5% à la résonance). Ce résultat est important, car la contre-réaction de flux présente l'avantage de conserver une réponse indépendante de la fréquence et très stable dans la bande passante, en dépit de fluctuations éventuelles des paramètres de l'antenne.

A partir de la modélisation exposée, nous espérons améliorer encore l'optimisation de notre prototype et concevoir des instruments similaires répondant à des spécifications différentes.

En conclusion, bien qu'il ne paraisse pas encore possible actuellement de couvrir la gamme de 10kHz à 100MHz avec un seul capteur suffisamment sensible, le prototype réalisé répond aux spécifications de seuil de sensibilité dans la bande de 700kHz à 20MHz : cela prolonge de plus d'une décade la gamme des instruments existants et ouvre un nouveau champ d'étude pour la physique des plasmas spatiaux.

A la suite de cette étude, notre instrument a été proposé pour des missions géophysiques vers le Soleil ([Krasnosselskikh et al., 1998] et [Krasnosselskikh et al., 2001], *Annexe H*), Mars et Mercure.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- Asch, G.**, Les Capteurs en instrumentation industrielle, Dunod, 2^e édition, Paris, 1983
- Béghin, C.**, Théorie élémentaire des antennes électriques courtes en plasma maxwellien isotrope, LPCE/NTS/033.B, 69 pp., Lab. Phys. Chimie Environ., C.N.R.S., Orléans, France, 1996
- Besson, R.**, Technologie des composants électroniques, tome 1, Editions Radio, 6^e édition, Paris, 1990
- Berkman, R. et V. Korepanov**, Search-Coil magnetometers development and perspective, paper presented at Magnétométrie haute sensibilité et applications, Ecole Thématique, CNRS, DRET, Ministère des Affaires Etrangères, ISMRA, Centre de Physique des Houches, Les Houches, France, 9–13 juin 1997
- Beuzelin, P.**, Ferrites doux, in Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique, E1, Les Techniques de l'Ingénieur, 1987, pp. E 1 760-1 – E 1 760-16
- Bougeant, M. et T. Royant**, Analyse et conception de circuits électroniques avec Pspice/Designlab, Eyrolles, Paris, 1998
- Bozorth, R.M.**, Ferromagnetism, IEEE Press, 3^e édition, 1993
- Brault, R. et R. Piat**, Les Antennes, ETSF, Dunod, 13^e édition, Paris, 1997
- Burr-Brown**, Burr-Brown Integrated Circuits databook, Linear Products 1996, Burr-Brown corporation, Tucson, Arizona, USA, 1996
- Buxton, J.**, Improve noise analysis with op.-amp. macromodel, Electronic design, 40 (7), 73-74, 1992
- Calhoun, R.C.**, An elementary derivation of the midplane magnetic field inside a pair of Helmholtz coils, AM. J. Phys., 64 (11), 1399-1404, 1996
- Cavoit, C., G. Clerc et J.P. Decriaud**, Capteur magnétométrique V.L.F. à cadre et à contre-réaction de flux (1 kHz – 200 kHz), rapport interne CRG/CMD/05/1976, 9 p., Cent. Rech. Geophys., C.N.R.S., Garchy, France, 1976
- Charoy, A.**, Compatibilité électromagnétique : parasites et perturbations des électroniques, tome 3 : blindage, filtres et câbles blindés, Dunod, Paris, 1992
- Clerc, G.**, Contribution à l'optimisation des capteurs à induction destinés à la mesure des variations du champ magnétique terrestre (10^{-3} à 10^4 Hz), Thèse, Physique, 169 p., Paris, France, 1971
- Clerc, G. et D. Gilbert**, La Contre-réaction de flux appliquée aux bobines à noyau magnétique utilisées pour l'enregistrement des variations rapides du champ magnétique, Ann. Géophys., 20, 499-502, 1964

- Coulais, A., F. Lefeuvre, et A. Masson**, Bruits électromagnétiques : IV – Techniques embarquées et Capteurs, LPCE/NTS/066.A, 58 pp., Lab. Phys. Chimie Environ., C.N.R.S., Orléans, France, 1997.
- De Geronimo, G., G. Bertuccio and A. Longoni**, A Low-noise wide-band transimpedance amplifier for current measurements, *Rev. Sci. Instrum.*, 67 (7), pp. 2643-2647, 1996
- Degaugue, J.**, Matériaux magnétiques amorphes, micro et nanocristallins, in *Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique, E1, Les Techniques de l'Ingénieur*, 1997, pp. E 1 770-1 – E 1 770-15
- Degaugue, P., J. Hamelin et al.**, Compatibilité électromagnétique : bruits et perturbations radioélectriques, sous la direction de P. Degaugue et J. Hamelin, Dunod, Paris, 1990
- Drung, D.**, High-performance DC SQUID read-out electronics, paper IV.2 of SQUID 2001, submitted for publication in *Physica C*, 2001
- Durand, E.**, Electrostatique – Tome II : Problèmes généraux - Conducteurs, Masson, 1^{ère} édition, Paris, 1966
- Durand, E.**, Magnétostatique, Masson, 1^{ère} édition, Paris, 1968
- Duret, D.**, Mesures du champ magnétique terrestre et de ses anomalies, Rapport interne CEA-CONF-11894, 37 p., CEA, France, 1994
- Esselle, K.P. et S.S. Stuchly**, Resistively loaded loop as a pulse-receiving antenna, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 38, no. 7, 1123-1126, 1990
- Faley, M.I., U. Poppe, K. Urban et al**, Low noise HTS dc-SQUID flip-chip magnetometers and gradiometers, I.F.F., Jülich, Allemagne, 2001
- Feldman, W. (chair) et al.**, « solar Probe », A report on the 1989 Solar Probe science study team, November 1989, Jet Propulsion Laboratory, JPL D-6797, 1989
- Ferisol**, Considérations techniques sur l'emploi du Q-mètre, Ferisol, 3^e édition, Trappes, 1968
- Fromy, E.**, Mesures en radiotechnique, Dunod, 4^e édition, Paris, 1963
- Grover, F.W.**, Inductance calculations : working formulas and tables, Dover, 2^e édition, New-York, 1962
- Gurnett, D.A.**, Principles of space plasma wave instrument design, in *Measurement techniques in space plasmas : fields*, edited by Pfaff R.F., J.E. Borovsky and D.T. Young, Ed., American Geophysical Union, USA, 1998, pp. 121-136
- Gurnett, D.A., A.M. Persoon, R.F. Randall et al.**, The POLAR Plasma Wave Instrument, *Space Sci. Rev.*, 71, 597-622, 1995

- Hamelin, J., J.F. Karczewski, et F.X. Sené,** Sonde de mesure du champ magnétique dû à une décharge orageuse, *Ann. Telecomm.*, 33, 198 – 205, 1978
- Hartmann, P.,** Effets et matériaux magnétostrictifs, in *Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique*, E1, Les Techniques de l'Ingénieur, 1999, pp. E 1 880-1 – E 1 880-13
- Haüsler, B., R.R. Anderson, D.A. Gurnett et al.,** The Plasma wave instrument on board the AMPTE IRM satellite, *IEEE Trans. of Geo. And Remote Sensing*, vol. GE-23, no. 3, 276-273, 1985
- Hewlett Packard,** HP4395A Network/Spectrum/Impedance Analyzer, Hewlett Packard, 1^{ère} édition, Japon, 1997
- Kanda, M.,** An Electromagnetic near-field sensor for simultaneous electric and magnetic-field measurements, *IEEE Trans. on Electromagnetic compatibility*, vol. EMC-26, no. 3, 102-110, 1984
- Korepanov, V. et R. Berkman,** Sensitive flux-gate magnetometers development, paper presented at *Magnétométrie haute sensibilité et applications*, Ecole Thématique, CNRS, DRET, Ministère des Affaires Etrangères, ISMRA, Centre de Physique des Houches, Les Houches, France, 9–13 juin 1997
- Krasnosselskikh, V., J.-L. Pinçon, F. Lefeuvre, B. Poirier et F. Szeremeta,** High frequency wave measurements in future solar projects, *Workshop on solar and heliospheric science with a near-Sun orbiter*, Max-Planck Institut für Aeronomie, Kaltenburg-Lindau, October 26-29, 1998
- Krasnosselskikh, V., J.-L. Pinçon, F. Lefeuvre, H.C. Seran, F. Szeremeta et H.ST.C. Alleyne,** Measurements of the magnetic field fluctuations in the Solar Orbiter project, *Proceedings of « Solar Encounter : The First Solar Orbiter Workshop »*, ESA, SP-493, Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain, 14 - 18 May 2001
- Laveuve, E.,** Modélisation des transformateurs des convertisseurs haute fréquence, Thèse, Génie électrique, 118 p., Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 1991
- Lebourgeois, R.,** Ferrites faibles pertes pour applications fréquentielles, in *Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique*, E1, Les Techniques de l'Ingénieur, 2000, pp. E 1 760-1 – E 1 760-20
- Lefeuvre, F., M. Parrot, M. Mogilevsky, J.L. Rauch et al.,** Multicomponent wave measurements on-board the auroral satellite of INTERBALL project : the MEMO experiment, INTERBALL mission and payload, CNES-IKI-RSA, pp. 359 – 372, 1995
- Lefeuvre, F.,** External magnetic fields, paper presented at *Magnétométrie haute sensibilité et applications*, Ecole Thématique, CNRS, DRET, Ministère des Affaires Etrangères, ISMRA, Centre de Physique des Houches, Les Houches, France, 9–13 juin 1997
- L.G.M.,** Le Litz du futur, Le Guipage Moderne, Gentilly, France, 1999
- Lenz, J.E.,** A Review of magnetic sensors, *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, no. 6, pp. 973–989, 1990

- Lukoschus, D.G.**, Optimization theory for induction-coil magnetometers at higher frequencies, IEEE Trans. of Geoscience electronics, vol. GE-17, no. 3, 56-63, 1979
- Math Works**, Matlab, User's guide, The Math Works, 4^e édition, Natick, Massassuchetts, Etats-Unis, 1996
- Marsch, E., W.I. Axford, W.H. Ip et al.**, Interhelios – Sun and Mercury Observer, Physics and chemistry of the Earth, camera-ready copy, 11p., accepted sept. 1995
- Metronix**, Broadband induction coil magnetometer MFS 05, Metronix Measurement Instruments and Electronics Corporation, Braunschweig, Allemagne, 1997a
- Metronix**, High frequency induction coil magnetometer KIM 879, Metronix Measurement Instruments and Electronics Corporation, Braunschweig, Allemagne, 1997b
- National Semiconductor**, Comlinear high-speed analog and mixed-signal databook, 1997 edition, Technical Communications Department, National Semiconductor corporation, Santa Clara, Californie, 1996
- Nguyen Van Dau, F.**, Magneto-resistive magnetometers, paper presented at Magnétométrie haute sensibilité et applications, Ecole Thématique, CNRS, DRET, Ministère des Affaires Etrangères, ISMRA, Centre de Physique des Houches, Les Houches, France, 9–13 juin 1997
- Okada, T., I. Nagano, K. Hashimoto et al.**, Design of a small loop antenna system for receiving waves in V.L.F. and M.F. bands using a series-transformer network, Trans. IECE, 70, 550-561, 1987
- Pérez, J.-P., R. Carles et R. Fleckinger**, Electromagnétisme – fondements et applications, Masson, 3^e édition, Paris, 1997
- Peuzin, J.C.**, Caractérisation radiofréquence et hyperfréquence des matériaux magnétiques, Journées Nationales d'Etudes, SEE, Grenoble, 21 - 22 mai 1996
- Permuy, A.**, Capteurs à semiconducteurs, in Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique, E2, Les Techniques de l'Ingénieur, 1990, pp. E 2 310-1 – E 2 310-8
- Permuy, A.**, Capteurs microélectroniques, in Techniques de l'Ingénieur, Traité d'électronique, E2, Les Techniques de l'Ingénieur, 1993, pp. E 2 315-1 – E 2 315-16
- Philips Components**, Soft Ferrites – data handbook MA01, 1998 edition, Philips Electronics, Eindhoven, Pays-Bas, 1997
- Pulz, E.**, General specification rules of magnetometers, paper presented at Magnétométrie haute sensibilité et applications, Ecole Thématique, CNRS, DRET, Ministère des Affaires Etrangères, ISMRA, Centre de Physique des Houches, Les Houches, France, 9–13 juin 1997
- Roubine, E. et J.Ch. Bolomey**, Antennes - 1 Introduction générale, Masson, 2^e édition, Paris, 1986
- Shawhan, S.D., D.A. Gurnett et D.L. Odem**, The plasma wave and quasi-static electric field instrument (PWI) for Dynamics Explorer-A, Space Sci. Inst., 5, 535-550, 1981

Smit, J., H.P.J. Wijn, Les Ferrites : les propriétés des oxydes ferrimagnétiques en relation avec leurs applications techniques, bibliothèque Technique Philips, Dunod, Paris, 1961

Snelling, E.C., Soft Ferrites, properties and applications, Butterworths, 2^e édition, London, 1988

Stuchly, M., D. Gibbons, A. Thansadote et H. LePocher, Magnetic Field Sensor for Measurements of Transients, in CPEM'90 Digest, Conference on Precision Electromagnetic Measurements, edited by Hanes G.R, NY, USA, 1990, pp. 188 – 189

Terrien, M., Magnetic loop antenna and reciprocity, EMC Test & Design, nov. 1994

Thalmann, G., Electronique et radioélectricité, tome II – Haute fréquence, 2^e édition, Bibliothèque professionnelle, SPES Lausanne – Dunod Paris, 1964

Tsutsui, M., H. Kojima, I. Nagano et al., Magnetic Radiations from Harness Wires of Spacecraft, IEICE Trans. Comm., vol. E75-B, no. 3, march. 1992

Vasilescu, G., Bruits et signaux parasites, Dunod, Paris, 1999

Yordanov, B., K. Doughty et R. Yordanov, Near-field probes for EMC applications, EMC Test & Design, mai 1994

Annexes

| | |
|---|------------|
| Annexe A : Schéma électrique équivalent d'un bobinage | 303 |
| Annexe B : Calcul de l'inductance d'une boucle à air circulaire ou carrée | 309 |
| Annexe C : Perméabilité et ferromagnétisme | 313 |
| Annexe D : Autres principes de mesure du champ magnétique | 317 |
| Annexe E : Seuil de sensibilité de quelques capteurs inductifs | 327 |
| Annexe F : Exemple d'un satellite ayant emporté une boucle à air : le satellite POLAR | 329 |
| Annexe G : Principe de mesure du champ électrique : exemple du dipôle électrique | 331 |
| Annexe H : Measurements of the magnetic field fluctuations in the Solar Orbiter Project, [Krasnoselskikh et al., 2001] | 337 |

Annexe A : Schéma électrique équivalent d'un bobinage

On représente l'impédance d'un bobinage par deux schémas électriques qui correspondent à un modèle série (*Figure A.1 – a*) et un modèle parallèle (*Figure A.1 – b*) [Fromy, 1963]. Le premier est une description plus « réaliste » dans le sens où elle rend compte de l'impédance aux fréquences basses, en particulier la résistance série R_S montre que l'impédance du bobinage n'est pas nulle en continu. Le second met en évidence l'impédance à la résonance. En effet à cette fréquence, la réactance étant nulle, l'impédance de l'enroulement est résistive et égale à R_P .

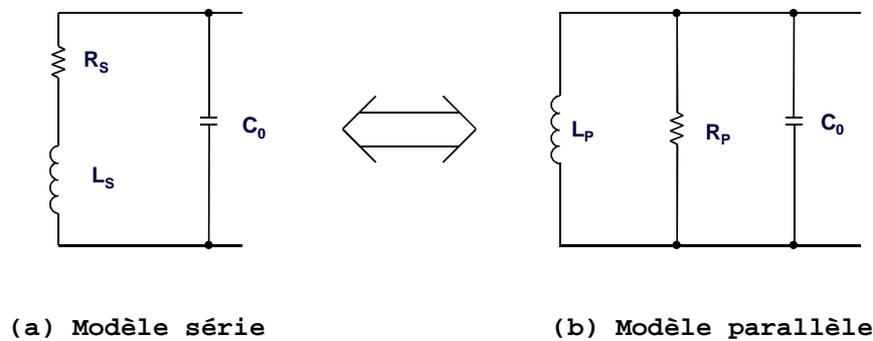


Figure A.1 : Schémas électriques équivalents d'un bobinage : (a) avec les impédances obtenues par construction et (b) avec les impédances apparentes au voisinage de la résonance.

Dans le modèle série, la résistance R_S est la résistance ohmique du fil avec lequel le bobinage est réalisé. L'inductance L_S traduit le couplage inductif entre les spires dû au courant qui les traverse. La capacité C_0 , appelée capacité répartie du bobinage, exprime le couplage capacitif entre les spires dû à la différence de potentiel générée entre deux spires voisines par le courant qui y circule et l'impédance Z_{bob} du bobinage. L'impédance du modèle série s'écrit :

$$Z_{bob} = \frac{R_S + j\omega L_S}{1 - \omega^2 L_S C_0 + j\omega C_0} = R_a + jX_a. \quad (\text{A.1})$$

La *Figure A.2* montre l'évolution de l'impédance Z_{bob} du bobinage en fonction de la fréquence et de sa résistance R_a et sa réactance X_a apparentes, que l'on peut obtenir par une mesure de la tension complexe aux bornes du bobinage et du courant complexe le traversant.

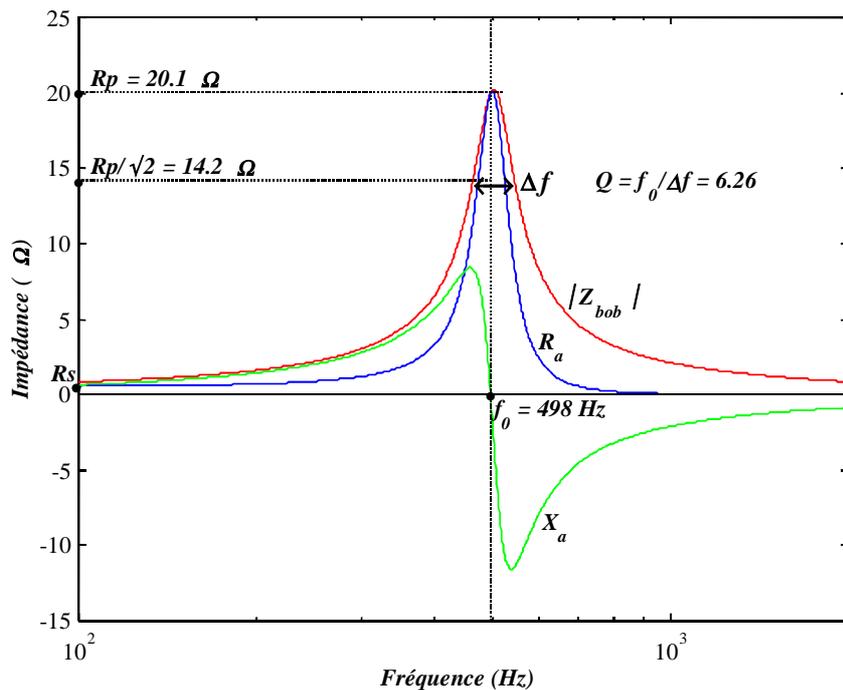


Figure A.2 : Représentation schématique de l'impédance Z_{bob} d'une bobine, de résistance apparente R_a et de réactance apparente X_a ; exemple pour un bobinage ayant une résistance ohmique $R_s = 0.5\Omega$, une inductance $L_s = 1mH$ et une capacité répartie $C_0 = 100\mu F$.

En continu, le bobinage est purement résistif, sa résistance apparente est la résistance ohmique R_s du fil. En alternatif, la réactance du bobinage n'est pas nulle, sauf à certaines fréquences particulières qui sont des fréquences de résonance ou d'antirésonance, correspondant respectivement à des maxima ou des minima de l'impédance. Les schémas équivalents de la *Figure A.1* permettent de décrire le comportement d'un bobinage jusqu'à sa fréquence de résonance f_0 , qui est la première fréquence à laquelle la réactance s'annule. A des fréquences plus hautes, des résonances secondaires et des antirésonances, plus difficilement explicables, apparaissent.

En dessous de la fréquence de résonance, la réactance du bobinage est inductive : l'impédance présente une amplitude croissante avec la fréquence et une phase positive. La réactance est capacitive au-dessus de f_0 : amplitude décroissante et phase négative. Aux fréquences basses, apparaît une fréquence de coude f_c , en dessous de laquelle la résistance ohmique est prépondérante par rapport à la réactance. A cette fréquence, le déphasage est voisin de $+45^\circ$.

A la fréquence de résonance, la réactance de la bobine étant nulle, elle présente une impédance apparente purement résistive, de valeur R_p dépendant de son facteur de qualité Q .

Ainsi au voisinage de la fréquence de résonance, l'impédance de l'enroulement peut être décrite par un schéma équivalent parallèle d'une résistance R_p en parallèle avec une inductance L_p et avec la capacité C_0 , telle que celui de la *Figure A.1-b*. La présence de l'inductance L_p , sans résistance en série avec elle, donne une impédance inductive au bobinage aux fréquences basses, comme le montre son expression :

$$Z_{bob-p} = \frac{j\omega L_p}{1 - \omega^2 L_p C_0 + \frac{j\omega L_p}{R_p}} \quad (\text{A.2})$$

Cela signifie également qu'en s'approchant de la résonance les impédances apparentes R_a et X_a , que l'on mesure, ne sont plus égales aux impédances élémentaires R_s et L_s . C'est-à-dire que l'interprétation de l'impédance mesurée avec un modèle à deux impédances élémentaires conduira à des valeurs valables seulement à la fréquence de la mesure.

Le passage du modèle série (R_s, L_s, C_0) au modèle parallèle (R_p, L_p, C_0) se fait en considérant l'égalité du facteur de qualité Q , qui décrit les pertes dans le bobinage. Dans le modèle série, il est le rapport, à la fréquence de résonance, de la réactance s'il n'y avait pas de résonance, sur la résistance de la bobine. Il vérifie l'équation suivante entre les deux modèles :

$$Q = \frac{2\pi f_0 L_s}{R_s} = \frac{R_p}{2\pi f_0 L_p} \quad (\text{A.3})$$

Un facteur de qualité grand, supérieur à 1, signifie que l'impédance à la résonance est plus grande que celle qu'aurait le bobinage, à la même fréquence, en l'absence de résonance : il y a surtension.

A la résonance, la réactance vérifie l'équation suivante :

$$L_s C_0 (2\pi f_0)^2 \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right) = 1 \quad (\text{A.4})$$

Si $Q \gg 1$, l'équation se simplifie et l'on obtient la relation suivante généralement utilisée pour calculer la fréquence de résonance, connaissant l'inductance et la capacité :

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{L_s C_0}} \quad (\text{A.5})$$

Pour $Q \geq 10$, la valeur de f_0 calculée par ces deux expressions varie de moins de 0,5%, ce qui justifie l'utilisation de la relation (A.5).

La résistance parallèle R_p , peut être exprimée en fonction de R_s , L_s et f_0 ou de R_s et Q :

$$R_p = R_s + \frac{2\pi f_0 L_s}{R_s} = R_s(1 + Q^2) \quad (\text{A.6})$$

Si $Q \gg 1$:

$$R_p \approx R_s Q^2 \quad (\text{A.7})$$

Ainsi un facteur de qualité grand correspond à une résistance parallèle grande et une résistance série petite par rapport à l'inductance du bobinage.

On exprime également L_p en fonction de R_s , L_s et f_0 ou de L_s et Q :

$$L_p = L_s \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right) \quad (\text{A.8})$$

Pour $Q \gg 1$, on voit que les deux inductances sont égales :

$$L_p \approx L_s \quad (\text{A.9})$$

La *Figure A.3* compare l'impédance d'un bobinage en fonction de la fréquence calculée à partir des modèles série et parallèle.

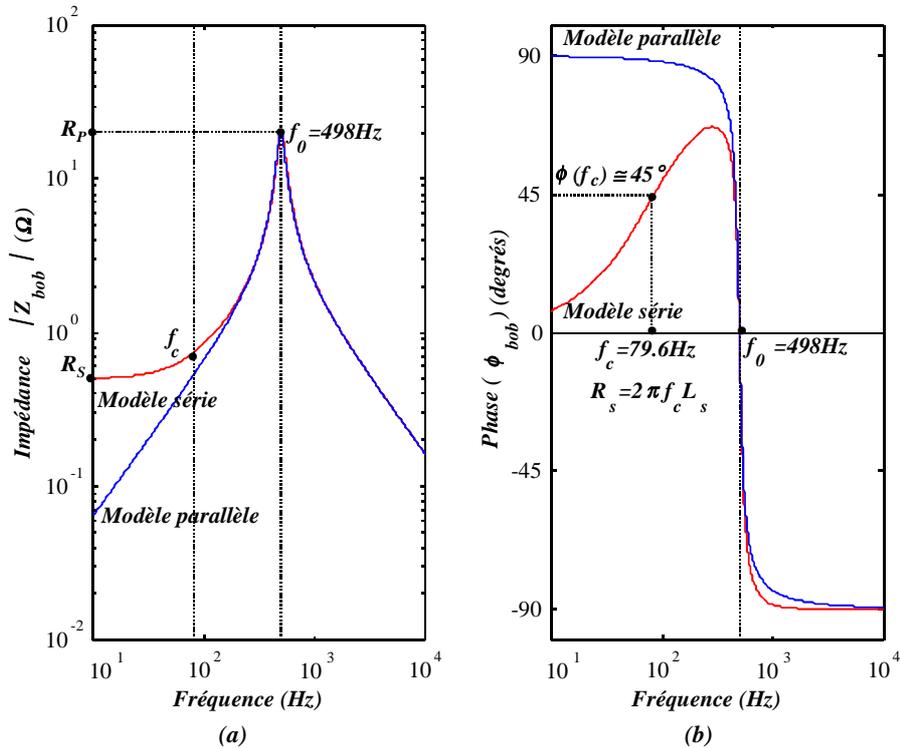


Figure A.3 : Comparaison entre le modèle série et le modèle parallèle de l'impédance du bobinage en amplitude (a) et en phase (b) ; exemple pour un bobinage ayant une résistance ohmique $R_s = 0.5\Omega$, une inductance $L_s = 1\text{mH}$ et une capacité répartie $C_0 = 100\mu\text{F}$.

Les deux modèles montrent la même impédance au voisinage de la fréquence de résonance.

Comme nous l'avons noté avec l'expression de l'impédance Z_{bob-P} du modèle parallèle, la différence apparaît aux basses fréquences, en s'approchant du continu où le modèle parallèle tend vers une impédance nulle et une phase de $+90^\circ$, correspondant à une réactance inductive. La fréquence de coude f_c n'apparaît pas. La Figure A.3 montre les limites du modèle parallèle.

Annexe B : Calcul de l'inductance d'une boucle à air circulaire ou carrée

A l'aide des méthodes de calcul des inductances proposées par Grover [1962], nous calculons la self-inductance L_{a0} de la boucle primaire pour les différents cas étudiés au paragraphe 3.3.1.2 (p.50), aux fréquences basses. Les inductances sont exprimées en μH et les dimensions en cm. Nous considérons une forme de boucle, soit circulaire, soit carrée, et les 5 géométries suivantes de sections du conducteur :

- section s_1 : section circulaire de diamètre d ;
- section s_2 : section carrée de côté d_a ;
- section s_3 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est négligeable par rapport à la dimension axiale d_a ;
- section s_4 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est plus petite que la dimension axiale d_a ;
- section s_5 : section rectangulaire, où la dimension radiale d_r est plus grande que la dimension axiale d_a .

Nous considérons pour tous les cas que les dimensions d , d_a et d_r sont petites devant le diamètre D ou le côté D_c de la boucle. Le schéma de la *Figure B.1* montre la définition des dimensions axiale et radiale d'une section rectangulaire.

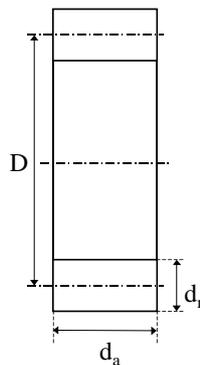


Figure B.1 : Schéma d'une bobine circulaire de section rectangulaire, applicable aux formules (B.2) à (B.6).

Boucle circulaire

Parmi les équations suivantes, les équations (B.1) et (B.3) sont les cas limites de l'équation de Nagaoka appliquée à une seule spire de courant cylindrique d'épaisseur très fine par rapport au

diamètre de la spire. Comme le conseille Grover [1962], pour une section rectangulaire, nous utilisons les équations d'un bobinage circulaire de section rectangulaire de N spires, en appliquant N=1 dans les équations (B.2), (B.4) et (B.6). Ces équations traduisent trois cas différents, selon que la forme du bobinage est carrée ($d_a = d_r$) ou qu'elle se rapproche de celle du disque (cas $d_r > d_a$) ou d'un solénoïde (cas $d_a > d_r$).

- section s_1 ($d \ll D$) :

$$L_{a0-1} = 4\pi \cdot 10^{-3} \frac{D}{2} \left[\text{Ln} \frac{8D}{d} - 1,75 \right]. \quad (\text{B.1})$$

Exemple 1 : pour $D = 28\text{cm}$ et $d = 1\text{cm}$, nous obtenons : $L_{a0} = 0,644\mu\text{H}$.

- section s_2 ($d_a < 0,2D$, $d_r = d_a$) :

$$L_{a0-2} = 4\pi \cdot 10^{-3} \frac{D}{2} N^2 \left[\frac{1}{2} \left(1 + 6 \left(\frac{d_a}{D} \right)^2 \right) \text{Ln} \frac{8}{\left(\frac{d_a}{D} \right)^2} - 0,848 + 0,204 \left(\frac{d_a}{D} \right)^2 \right]. \quad (\text{B.2})$$

Exemple 2 : pour $D = 28\text{cm}$, $N = 1$ et $d_a = 1\text{cm}$, nous obtenons : $L_{a0} = 0,626\mu\text{H}$.

- section s_3 ($d_a \ll D$, $d_r \ll d_a$) :

$$L_{a0-3} = 4\pi \cdot 10^{-3} \frac{D}{2} \left[\text{Ln} \frac{4D}{d_a} - \frac{1}{2} \right]. \quad (\text{B.3})$$

Exemple 3 : pour $D = 28\text{cm}$ et $d_a = 1\text{cm}$, nous obtenons : $L_{a0} = 0,742\mu\text{H}$.

- section s_4 ($d_a > d_r$) :

$$L_{a0-4} = 19,739 \cdot 10^{-3} \frac{D^2}{2d_a} N^2 (K_N - K). \quad (\text{B.4})$$

K_N est un coefficient dépendant du rapport du diamètre sur l'allongement axial $\beta = d_a/D$, utilisé dans l'équation de Nagaoka, permettant de calculer l'inductance d'un solénoïde en fonction de sa longueur. Lorsque le solénoïde est court, comme dans notre cas, K_N peut être calculé à partir du développement suivant, en fonction du paramètre β :

$$K_N = \frac{2\beta}{\pi} \left[\left(\text{Ln} \frac{4}{\beta} - \frac{1}{2} \right) + \frac{\beta^2}{8} \left(\text{Ln} \frac{4}{\beta} + \frac{1}{8} \right) - \frac{\beta^4}{64} \left(\text{Ln} \frac{4}{\beta} - \frac{2}{3} \right) \right]. \quad (\text{B.5})$$

K prend en compte la chute de l'inductance due à la séparation des spires dans la direction radiale. Ce coefficient dépend des rapports d_r/D et d_a/d_r .

Exemple 4 : pour $D = 28\text{cm}$, $N = 1$, $d_a = 1\text{cm}$ et $d_a/d_r = 10$ nous obtenons $K_N = 0,09593$ et $K = 0,0022$, donc $L_{a0} = 0,725\mu\text{H}$.

- section s_5 ($d_r > d_a$) :

$$L_{a0-5} = 10^{-3} \frac{D}{2} N^2 P F . \quad (\text{B.6})$$

Le coefficient P , fonction de d_r/D , s'applique à un bobinage d'allongement axial nul. Le coefficient F prend en compte la baisse de l'inductance due à la séparation des spires dans la direction axiale. Ce coefficient dépend des paramètres d_r/D et d_a/d_r .

Exemple 5 : pour $D = 28\text{cm}$, $N = 1$, $d_r = 1\text{cm}$ et $d_a/d_r = 0,1$ nous obtenons $P = 53,143$ et $F = 0,9821$, donc $L_{a0} = 0,731\mu\text{H}$ (si $F = 1$, $L_{a0} = 0,744\mu\text{H}$).

Nous avons envisagé d'appliquer les relations (B.4) et (B.6) aux deux types de sections, s_4 et s_5 . Nous avons observé que le calcul des différents coefficients est fait pour des paramètres proches de 0, aboutissant à des valeurs d'inductance erronées. Donc la relation (B.4) est seulement adaptée au cas s_4 et la relation (B.6) au cas s_5 .

Boucle carrée

- Spire carrée de côté D_c , de section circulaire de diamètre d (section s_1), réalisée avec un matériau de perméabilité relative μ_r :

$$L_{a0-6} = 8.10^{-3} D_c \left[\text{Ln} \frac{2D_c}{d} - 0,774 + \frac{\mu_r}{4} \right]. \quad (\text{B.7})$$

Exemple 6 : pour une boucle carrée de même surface qu'une boucle circulaire de 28cm de diamètre, soit $D_c = 24,8\text{ cm}$, avec $d = 1\text{cm}$ et $\mu_r = 1$ si l'on considère du cuivre, nous obtenons : $L_{a0} = 0,671\mu\text{H}$. En comparant ce résultat à l'exemple 1, nous voyons que l'inductance d'une boucle carrée est plus grande de 4%, que celle d'une boucle circulaire.

Exemple 7 : pour une boucle carrée dont le périmètre est égal à la circonférence d'une boucle circulaire de 28cm de diamètre, donc ayant la même résistance, soit $D_c = r_D^2 D = 22,0\text{cm}$ ($r_D = \sqrt{\pi}/2 \approx 0,89$), $d = 1\text{cm}$ et $\mu_r = 1$ si l'on considère du cuivre, nous obtenons : $L_{a0} = 0,574\mu\text{H}$. Remarquons par rapport à l'exemple précédent que l'aire de la boucle est plus petite de 21%, donc le flux capté aussi.

De façon plus générale, Grover propose de calculer l'inductance d'un bobinage de forme polygonale à partir de celle d'un bobinage circulaire de même surface, les expressions calculées montrant que les inductances sont quasiment égales. En comparant les exemples 6 et 7 à l'exemple 1, nous retrouvons effectivement des ordres de grandeur montrant que des boucles de même surface présentent des valeurs d'inductance voisines.

Un carré de côté D_c a la même surface qu'un cercle de diamètre $D_{eq} = D_c / r_D$. Le diamètre effectif du cercle équivalent D_{eff} est corrigé par un coefficient dépendant du rapport d_a / D_{circ} de la longueur du bobinage sur le diamètre du cercle circonscrit au polygone (pour un carré $D_{circ} = D_c \sqrt{2}$). Le rapport D_{eff} / D_{eq} en fonction de d_a / D_{circ} , reste proche de 1, qui est la limite quand d_a / D_{circ} tend vers l'infini. Ainsi pour $d_a / D_{circ} = 0$ on a $D_{eff} / D_{eq} = 1,1284 \approx 1/r_D$, soit $D_{eff} \approx D_c / r_D^2$ et pour $d_a / D_{circ} = 0,02$ on a $D_{eff} / D_{eq} = 1,050$.

Exemple 8 : pour une boucle carrée de même surface qu'une boucle circulaire de diamètre $D_{eq} = 28\text{cm}$, $D_c = 24,8\text{cm}$, $N = 1$ et $\mu_r = 1$ alors $d_a / D_{circ} = \frac{1}{24,8\sqrt{2}} = 0,0285$ donc $D_{eff} / D_{eq} = 1,0457$, soit $D_{eff} = 29,3\text{cm}$:

- pour la section s_1 ($d = 1\text{cm}$), avec l'équation (B.1) : $L_{a0} = 0,682\mu\text{H}$,
- pour la section s_2 ($d_r = d_a = 1\text{cm}$), avec l'équation (B.2) : $L_{a0} = 0,668\mu\text{H}$,
- pour la section s_3 ($d_a = 1\text{cm}$), avec l'équation (B.3) : $L_{a0} = 0,785\mu\text{H}$,
- pour la section s_4 ($d_a = 1\text{cm}$ et $d_r = 0,1\text{cm}$), avec l'équation (B.4) : $L_{a0} = 0,767\mu\text{H}$.

Pour le cas de la section s_5 ($d_r = 1\text{cm}$ et $d_a = 0,1\text{cm}$), le rapport $d_a / D_{circ} = 0,00285$ est inférieur d'un facteur 10 aux cas des sections s_1 à s_4 et $D_{eff} / D_{eq} = 1,1083$, soit $D_{eff} = 31,0\text{cm}$. Avec l'équation (B.6) nous obtenons alors : $L_{a0} = 0,829\mu\text{H}$.

Annexe C : Perméabilité et Ferromagnétisme

De nombreux matériaux réagissent à l'action d'une induction magnétique \vec{B} par la génération d'un champ interne appelé champ d'aimantation \vec{M} . On qualifie l'aptitude d'un matériau à créer un champ d'aimantation par sa susceptibilité magnétique χ_m , qui est scalaire pour un matériau linéaire, isotrope et homogène (L.I.H) :

$$\vec{M} = \chi_m \frac{\vec{B}}{\mu_0}. \quad (\text{C.1})$$

La susceptibilité est très faible dans la plupart des matériaux ($<10^{-2}$). On distingue les matériaux paramagnétiques, pour lesquels $\chi_m > 0$, et les matériaux diamagnétiques, dont $\chi_m < 0$, comme le cuivre, pour lequel $\chi_m = -9,4 \times 10^{-6}$.

Certains matériaux, appelés ferromagnétiques, présentent une aimantation spontanée en l'absence de champ appliqué. Leur susceptibilité est voisine de 1, aussi préfère-t-on les caractériser par leur perméabilité relative μ_r . Ces deux paramètres sont reliés par la relation suivante :

$$\mu_r = \frac{1}{1 - \chi_m}. \quad (\text{C.2})$$

Ainsi le cuivre présente une perméabilité relative quasiment égale à celle du vide : $\mu_r = 1$ à $9,4 \times 10^{-4}$ près. Par exemple, $\mu_r = 100$ équivaut à $\chi_m = 0,990$.

La perméabilité est définie comme le rapport de l'induction régnant dans le matériau par rapport au champ magnétique extérieur. Pour un matériau L.I.H., cette relation est approximativement linéaire lorsque l'intensité du champ magnétique est faible. Pour des variations plus importantes de l'intensité, elle prend la forme d'une hystérésis, comme le montre la *Figure C.1*.

Dans ce cas, l'induction présente une valeur maximale, dite de saturation B_{sat} , et elle dépend de l'état précédent d'aimantation du matériau. On définit le champ coercitif H_c , comme celui qui annule l'induction rémanente B_r , celle qui existe dans le matériau lorsqu'on ne lui applique aucun champ extérieur. La perméabilité initiale μ_i est la pente à l'origine de la courbe de 1^{ère} aimantation.

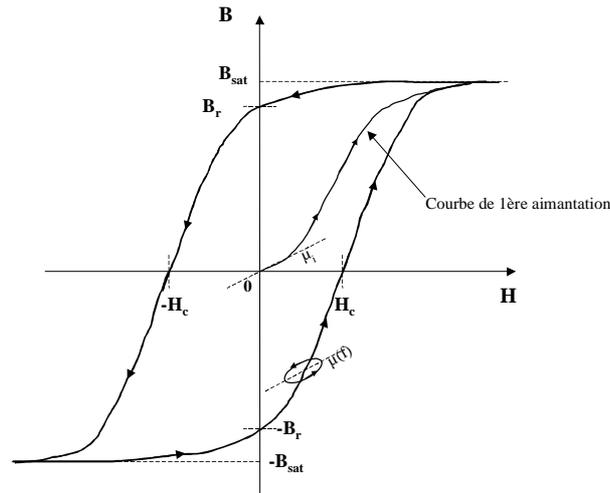


Figure C.1 : Courbe d'hystérésis B - H d'un matériau ferromagnétique en champ continu et alternatif.

En présence d'un champ magnétique alternatif, la variation de l'induction prend également la forme d'une hystérésis, centrée sur la valeur du champ continu présent. Jusqu'à une certaine fréquence la diagonale de cette hystérésis, c'est-à-dire la perméabilité, est constante, puis au-delà elle tend vers la perméabilité du vide.

Le caractère ferromagnétique des matériaux disparaît aux températures supérieures à la température de Curie, où ils deviennent paramagnétiques : la perméabilité croît en fonction de la température, puis elle chute brusquement au voisinage de la température de Curie, où elle est pratiquement nulle. Mais ce changement n'est pas irréversible. Cette température critique peut varier d'un matériau à l'autre de 100°C à 1000°C . Physiquement, la température de Curie est la température à laquelle l'énergie de l'agitation thermique électronique est égale à l'énergie du couplage magnétique entre les électrons de valence des ions du matériau.

On différencie les matériaux ferromagnétiques doux des aimants permanents, par une aimantation spontanée quasi-isotrope pour les premiers et fortement anisotrope pour les seconds. A l'échelle macroscopique, l'aimantation spontanée des matériaux doux est donc faible. Les principaux corps simples ferromagnétiques sont le fer, le cobalt et le nickel. De nombreux alliages ferromagnétiques sont réalisés à bases de ces corps, présentant des caractéristiques très différentes, en particulier sur la valeur de la perméabilité relative et sa variation en fréquence.

Sur la *Figure C.2*, nous présentons la gamme de fréquence d'utilisation des trois catégories de matériaux ferromagnétiques existantes. Nous précisons pour chacun d'eux l'ordre de grandeur de leur perméabilité relative initiale μ_i . La fréquence limite d'utilisation des matériaux correspond à la fréquence à partir de laquelle leur perméabilité a chuté d'un facteur $\sqrt{2}$.

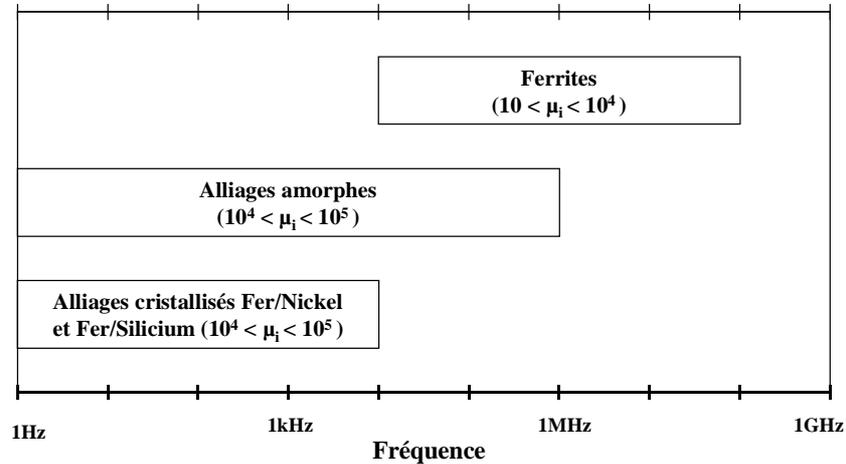


Figure C.2 : Gamme de fréquences d'utilisation des matériaux ferromagnétiques les plus courants.

Aux fréquences les plus basses, les matériaux ferromagnétiques employés sont des alliages fer/nickel ou fer/silicium, éventuellement associé à un 3^e métal, présentant une perméabilité initiale de l'ordre de 10^4 à 10^5 . Ils sont utilisés depuis le continu jusqu'à 10kHz, environ. Parmi les matériaux les plus connus, il y a le Permalloy, en ajoutant du molybdène, on obtient du μ métal ou du Permimphy.

En réalisant des alliages amorphes, on réduit la génération de courants de Foucault, augmentant la fréquence maximale d'utilisation des matériaux [Degauge, 1997]. Ceux-ci sont réalisés avec des alliages similaires, non cristallisés. Leur perméabilité est du même ordre de grandeur que les alliages cristallisés, c'est pourquoi ils sont également utilisés dans la gamme de ces derniers. Leur fréquence d'utilisation s'étend jusqu'à 1MHz.

Pour les fréquences les plus hautes, on utilise les ferrites. Le nom de ces matériaux vient de la ferrite, minéral d'oxyde métallique à base de fer. Ce sont des céramiques composées d'oxyde de fer (Fe_2O_3) et d'un oxyde métallique (MO), dont la magnétite ($\text{Fe}_2\text{O}_3, \text{FeO}$) est le premier matériau connu. En les mélangeant avec du zinc, du nickel ou du manganèse, on obtient des ferrites avec différentes caractéristiques. Nous voyons sur la figure, que leur gamme d'utilisation, comprise entre 10kHz et 100MHz, est celle de notre capteur, bien qu'ils soient utilisables à des fréquences plus basses. Nous distinguons deux types principaux de ferrites. Les ferrites Mn-Zn offrent une

perméabilité initiale de l'ordre 15000 à 1000 et sont utilisables jusqu'à quelques MHz. Les ferrites Ni-Zn utilisables jusqu'à la centaine de MHz, pour une perméabilité initiale allant de 1000 à 10 [Beuzelin, 1987].

Le comportement magnétique des ferrites est appelé ferrimagnétisme. Ils se distinguent des autres matériaux ferromagnétiques par la structure de leur couplage magnétique à l'échelle atomique.

Pour la plupart des matériaux ferromagnétiques, le couplage magnétique entre les ions se fait avec des spins électroniques parallèles. Ainsi à l'échelle macroscopique, l'aimantation du matériau est la somme des spins contribuant au couplage.

Dans le cas du ferrimagnétisme et de l'antiferromagnétisme, ce couplage se fait entre deux structures ioniques de spin antiparallèle. Dans le cas de l'antiferromagnétisme, l'aimantation résultante est pratiquement nulle, le composé a un comportement paramagnétique.

Dans le cas du ferrimagnétisme, l'aimantation d'une structure prédomine, ainsi le composé a un comportement similaire aux autres matériaux ferromagnétiques. Le ferrimagnétisme permet d'obtenir des matériaux magnétiques ayant une forte résistivité.

Annexe D : Autres principes de mesure du champ magnétique

Mesure du champ absolu avec un principe inductif : les sondes à saturation

Les sondes à saturation (« flux-gate » en anglais) sont des capteurs inductifs mesurant le champ magnétique continu. Ils utilisent la propriété de saturation des matériaux ferromagnétiques (Annexe C). En effet, l'induction magnétique sature le matériau lorsque le champ magnétique qui la génère atteint une certaine valeur.

Sur un barreau ou un tore ferromagnétique, de perméabilité μ , on réalise deux bobinages : un bobinage d'excitation et un bobinage de mesure, comme le montre la Figure D.1.

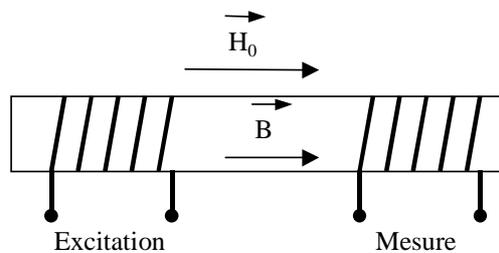


Figure D.1 : Schéma de principe d'une sonde à saturation (« flux-gate » en anglais).

On applique un signal sinusoïdal au bobinage d'excitation à la fréquence f_{exc} , générant un champ magnétique d'amplitude suffisante pour que l'induction B induite dans le matériau sature celui-ci à chaque demi-cycle. Appliquant la loi de Lenz, le bobinage de mesure fournit un signal créneau proportionnel à la dérivée temporelle de l'induction $u = \frac{dB}{dt}$. Si la variation de l'induction et du champ exciteur H_{exc} sont symétriques, le signal mesuré est modulé par des harmoniques impaires de la fréquence f_{exc} .

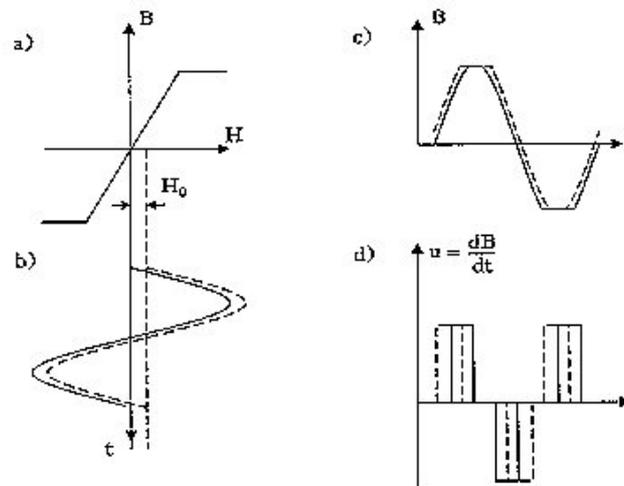


Figure D.2 : Principe de fonctionnement de la sonde à saturation

(d'après [Korepanov, 1997]).

Maintenant, si un champ externe H_0 , continu, vient se superposer à H_{exc} , il s'ajoute à ce dernier sur une demi-période et se soustrait sur la suivante. Sur le signal de mesure apparaissent alors des harmoniques paires de f_{exc} , dont l'amplitude est proportionnelle à H_0 .

Le conditionnement du signal consiste à extraire les harmoniques paires et à mesurer leur amplitude.

L'un des principaux inconvénients des flux-gate est le courant important que nécessite la génération du champ H_{exc} pour atteindre la saturation de l'induction. Les matériaux sont choisis avec une forte perméabilité et une courbe d'hystérésis carrée et un champ coercitif aussi petit que possible : on cherche à atteindre la saturation de l'induction pour le champ le plus faible. Typiquement, le champ nécessaire est de l'ordre de 100A/m. L'emploi de tores (*Figure D.3*) au lieu de barreaux a permis :

- d'une part de diminuer la consommation, en choisissant une géométrie ne présentant pas de chute de la perméabilité, la saturation de l'induction est alors atteinte pour un champ H_{exc} plus faible ;
- d'autre part une mesure du champ suivant deux directions est possible sur un seul bobinage d'excitation, en plaçant les bobinages de mesure est extérieur au tore.

La variation de la perméabilité du matériau avec la température est également un facteur d'incertitude important.

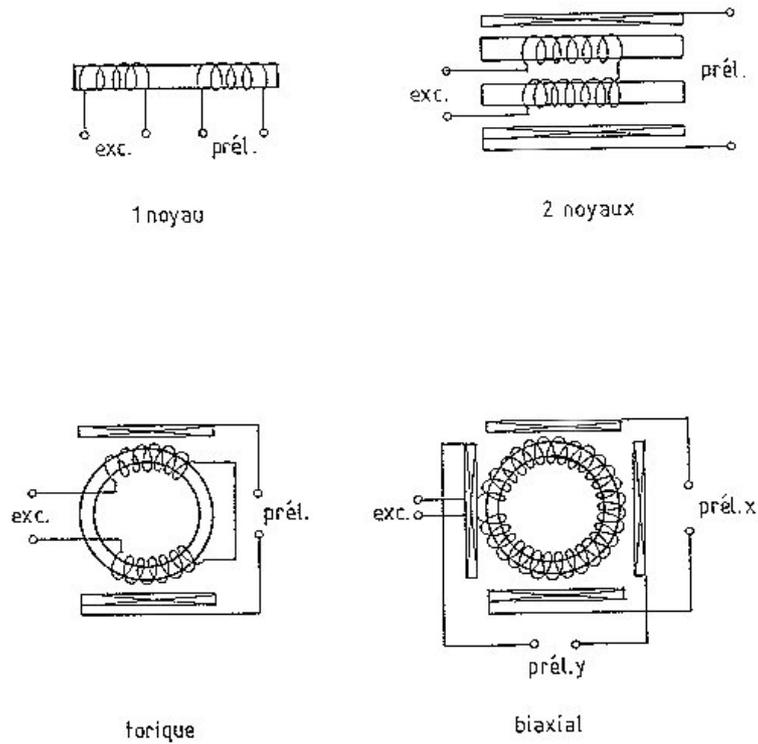


Figure D.3 : Evolution de la technologie des sondes à saturation [Korepanov, 1997].

Les sondes à saturation peuvent détecter des champs depuis quelques 10pT jusqu'à 10^{-2} T. L'utilisation d'une fréquence d'excitation suffisamment élevée permet un fonctionnement depuis le continu jusqu'à typiquement 1kHz. Un seuil de sensibilité de l'ordre $1pT / \sqrt{Hz}$ est atteint.

Capteurs à semiconducteurs : mouvement des charges induit par la force de Lorentz

La force de Lorentz décrit l'action d'un champ électromagnétique sur des charges immobiles ou en mouvement. Le premier terme de cette équation représente la force de Coulomb ($q\vec{E}$), décrivant l'interaction électrostatique entre des charges immobiles. Le second terme ($q\vec{v} \wedge \vec{B}$), qui est la force de Laplace, décrit l'action du champ magnétique sur des charges en mouvement, les porteurs libres. Cette seconde interaction est utilisée pour les capteurs à semiconducteurs, dans lesquels elle modifie la trajectoire des porteurs libres, les électrons et les trous.

Les sondes à effet Hall

L'effet Hall, découvert par Edwin H. Hall en 1872, est une application de la force de Lorentz. Il consiste en l'apparition d'un champ électrique \vec{E}_H perpendiculaire à un courant traversant un milieu possédant des porteurs de charge libres, comme les matériaux conducteurs ou semiconducteurs, et soumis à un champ magnétique orthogonal au courant. En effet le champ magnétique \vec{B} orthogonal aux charges se déplaçant avec une densité de courant \vec{J}

$$\vec{J} = q\vec{v}, \tag{D.1}$$

dévie leur trajectoire dans le plan perpendiculaire à \vec{B} . Dans la direction perpendiculaire à \vec{J} , deux répartitions de charges de signe opposé se forment chacune d'un côté, créant un champ électrique \vec{E}_H , s'opposant à la migration des charges. Un équilibre se crée entre les forces de Coulomb et de Laplace, ainsi le champ de Hall vérifie la relation suivante :

$$\vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B}. \tag{D.2}$$

Ce champ se mesure sous la forme d'une tension V_H comme le montre la *Figure D.4*.

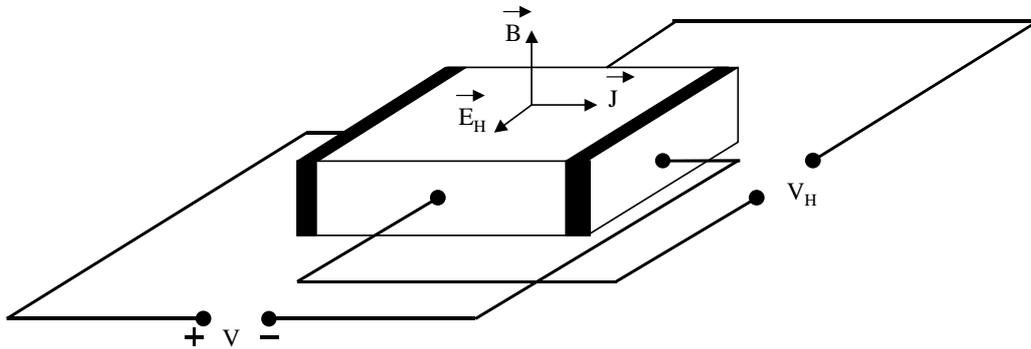


Figure D.4 : Principe d'une sonde à effet Hall (d'après [Permuy, 1990])

Cet effet est principalement créé par le déplacement des électrons dont la mobilité est plus importante que celle des trous. La densité de courant \vec{J} , indispensable à l'apparition de la force de Laplace, est générée en appliquant un champ électrique \vec{E}_L , dans un matériau ayant une densité d'électrons libres n_e de mobilité μ_e . La densité de courant est alors donnée par la loi d'Ohm :

$$\vec{J} = n_e q \mu_e \vec{E}_L. \tag{D.3}$$

L'amplitude du champ de Hall créée dans le matériau est alors :

$$E_H = \mu_e E_L B. \quad (D.4)$$

Elle dépend de la densité de porteurs libres du matériau et de leur mobilité. Ce phénomène existe dans tous les matériaux, mais c'est dans les semiconducteurs qu'il est utilisable, grâce à leur mobilité importante. Les semiconducteurs III-V, comme InSb, InAs et GaAs, présentent une très forte mobilité, meilleure que le Silicium. Par contre ce dernier offre l'avantage de pouvoir intégrer l'amplificateur directement sur le substrat, lors de la fabrication.

Les différents types de sondes à effet Hall mesurent des champs magnétiques dans des gammes d'amplitude s'étendant depuis 10nT jusqu'à 10T. Elles mesurent aussi bien un champ continu qu'un champ variable jusqu'à 1MHz. Ce type de capteur est fréquemment utilisé pour la mesure de déplacement et de rotation. Il offre l'avantage de la miniaturisation, d'une faible consommation de puissance et de supporter des variations importantes de température, dépendant du type de semiconducteur utilisé.

Les sondes les plus sensibles sont réalisés en couvrant le semiconducteur d'un matériau à forte perméabilité afin de concentrer le flux magnétique. Ceci permet d'obtenir des capteurs à effet Hall avec un seuil de sensibilité de l'ordre de $10nT/\sqrt{Hz}$ à 10Hz, dans la zone où la puissance de bruit est en $1/f$, et de l'ordre de $2nT/\sqrt{Hz}$ dans la zone de bruit blanc, au-delà de 1kHz. Sans concentrer le flux magnétique, les sondes à effet Hall atteignent typiquement un seuil de sensibilité constant de l'ordre de $100nT/\sqrt{Hz}$, entre 10Hz et 1MHz. Remarquons que la saturation du matériau magnétique limite la dynamique de la sonde.

Autres magnétomètres à semiconducteurs

Deux autres types de capteurs intégrés, utilisant la déviation de porteurs mobiles induite par la force de Lorentz, sont actuellement étudiés : la magnétodiode et le magnétotransistor [Permy, 1993]. Comme leur nom l'indique ce sont des composants constitués de jonctions pn , dont les porteurs libres sont des électrons et des trous. Un champ magnétique appliqué perpendiculairement à la jonction dévie les deux types de porteurs dans la même direction car ceux-ci sont de charge opposée et se déplacent dans un sens opposé.

Dans la magnétodiode, le champ magnétique rapproche les porteurs soit de la zone de déplétion soit du substrat où ils se recombinent. Ceci augmente ou réduit la densité de porteurs donc la résistance de la jonction.

Le magnétotransistor est un transistor MOS à deux drains ou bipolaire à deux collecteurs. Le champ magnétique dévie alors les porteurs préférentiellement vers l'un des deux drains ou collecteurs. La mesure du champ se fait alors de façon différentielle.

A l'état actuel, les magnétodiodes et les magnétotransistors sont moins performants que les sondes à effet Hall.

Magnétorésistance et magnétorésistance géante

La Magnétorésistance

La magnétorésistance [Hartmann, 1999] est la faculté de modifier la résistivité électrique d'un conducteur ou d'un semiconducteur par l'application d'un champ magnétique. Elle est anisotrope dans le matériau et dépend de l'orientation de l'aimantation du substrat par rapport au courant qui le traverse.

Un matériau ferromagnétique comme le Permalloy, peut présenter un axe de facile aimantation. Cet axe peut être choisi de sorte qu'un courant traversant un film de Permalloy crée une aimantation parallèle au courant. Un champ magnétique externe appliqué perpendiculairement au courant fait alors tourner l'aimantation en direction de ce champ, l'angle de rotation dépendant de l'intensité du champ appliqué. Ce changement de la direction de l'aimantation, diminue la résistance électrique du matériau car les électrons se déplaçant suivant cette direction présentent une plus forte probabilité de diffusion. Cette résistance varie approximativement comme le carré du cosinus de l'angle de rotation de l'aimantation, comme l'illustre La *Figure D.5*.

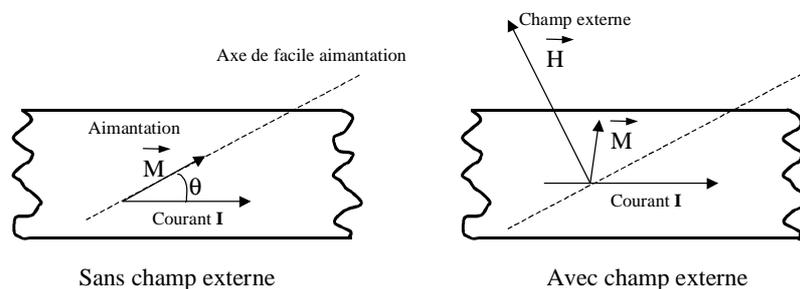


Figure D.5 : Illustration de la magnétorésistance sur une bande fine ferromagnétique.

Le Permalloy est souvent préféré car il a un coefficient de magnétorésistance grand et il est peu sensible à la magnétostriction.

En boucle ouverte, Les capteurs magnétorésistifs mesurent des champs de l'ordre de $1\mu\text{T}$ à 1mT , depuis le continu jusqu'à 1GHz . En boucle fermée, des champs de $0,1\text{nT}$ peuvent être détectés sur une bande passante limitée. Pour réduire la dérive en température de la résolution, un montage en pont de Wheastone est utilisé [Nguyen Van Dau, 1997].

La magnétorésistance géante

Le phénomène de magnétorésistance géante a été découvert récemment, puisqu'il date de 1988. Cet effet est observé sur un substrat composé alternativement de couches de matériau ferromagnétique et de matériau conducteur amagnétique. L'épaisseur des couches est inférieure au libre parcours moyen des électrons, soit quelques nanomètres.

Deux couches ferromagnétiques successives, séparées par une couche amagnétique, sont aimantées selon la même direction, mais dans le sens opposé. Les spins des électrons de ces deux couches sont alors parallèles et de sens opposé, empêchant leur diffusion au travers du matériau amagnétique vers la couche ferromagnétique suivante. Ce qui augmente la résistance du substrat au courant.

Lorsqu'on applique un champ externe au matériau, sa direction d'aimantation tourne, comme pour la magnétorésistance classique. Par contre le sens de rotation est le même pour toutes les couches ferromagnétiques. Les électrons présentent alors le même spin, la chute de la résistance du substrat est plus importante.

Ce type de capteur est en pleine évolution. Il semble donc que son seuil de sensibilité permette de réduire le seuil de sensibilité des capteurs magnétorésistifs. Il est capable de mesurer des champs plus importants, jusqu'à 20mT .

La Magnétostriction

La magnétostriction décrit la modification des propriétés mécaniques d'un corps provoquée par la modification de ses propriétés magnétiques [Hartmann, 1999].

La magnétostriction d'un matériau ferromagnétique peut s'expliquer à partir du postulat de Weiss de l'existence d'un champ magnétique moléculaire orientant spontanément les moments magnétiques de spin, qui forment localement des domaines magnétiques séparés par des parois. Une aimantation spontanée se crée dans le matériau qui est la somme des moments de spin des domaines. Sans champ extérieur, cette aimantation est en moyenne nulle car, selon l'hypothèse de

Weiss, deux domaines adjacents sont aimantés à saturation et dans des directions opposées. L'application d'un champ externe provoque l'agrandissement des domaines dont la direction d'aimantation est proche de celle du champ. En augmentant encore l'intensité du champ l'aimantation des matériaux s'oriente parallèlement à la direction de celui-ci.

L'un des phénomènes les plus importants est l'effet de Joule : un barreau ferromagnétique s'allonge ou se raccourcit sous l'action d'un champ magnétique. En général, cet effet n'introduit pas de variation de volume, entre autre si le matériau est isotrope. Généralement l'élongation se fait parallèlement au champ, pour certains matériaux l'effet est transversal. De même que l'induction est limitée par la saturation du matériau, l'élongation atteint une valeur maximale à partir d'une certaine intensité du champ appliqué. Notons que l'amplitude de cet effet est relativement faible : un champ de plusieurs kA/m génère une variation maximale d'élongation ne dépassant pas 0.01%.

La magnétostriction peut aussi se manifester par une variation de volume, un effet de torsion, un effet de flexion ou une variation du module d'Young. La magnétostriction inverse existe également : des contraintes mécaniques peuvent modifier l'aimantation d'un matériau. C'est pourquoi cet effet est souvent utilisé comme principe de mesure de grandeurs mécaniques.

La *Figure D.6* présente un magnétomètre fonctionnant par interférométrie avec une fibre optique monomode sur laquelle est déposé un matériau magnétostrictif. Le faisceau lumineux d'un laser est séparé en deux faisceaux, l'un se propageant dans un milieu aimanté et l'autre dans la fibre optique soumise à un champ magnétique. Le dépôt magnétostrictif sur la fibre provoque des contraintes mécaniques qui modifient son chemin optique. Lorsque ces deux faisceaux, cohérents, sont réunis, ils génèrent une figure d'interférence. Ce dispositif permet de détecter une différence de longueur de l'ordre de 10^{-13} m et un champ de 10^{-2} nT à 10^{-3} T. Il peut mesurer le champ continu et un champ variable jusqu'à une fréquence de 60 kHz. Sa sensibilité dépend de la longueur de la fibre.

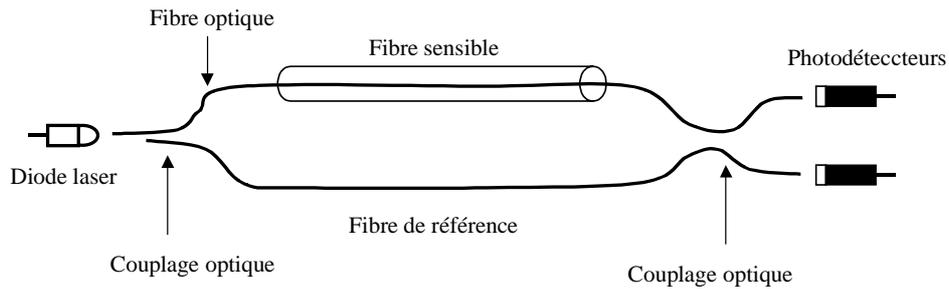


Figure D.6 : Magnétomètre à fibre optique à interférométrie, la fibre sensible est recouverte d'un matériau magnétostrictif.

Ce magnétomètre est sensible à la direction du champ, de sorte que la souplesse des fibres offre la possibilité d'observer la courbure des lignes de champ.

Magnétomètres mesurant la résonance magnétique des protons

Ces magnétomètres sont basés sur la mesure de la fréquence de précession du spin des protons. Cette fréquence, appelée fréquence de Larmor ω_L , est reliée à l'amplitude du champ magnétique ambiant B_0 par le rapport gyromagnétique γ , qui est une caractéristique propre à chaque particule, atome ou molécule :

$$\omega_L = \gamma B_0. \quad (D.5)$$

Le spin des particules s'orientant suivant la direction de celui-ci, ce type de capteur effectue une mesure scalaire du champ. Pour des protons soumis au champ magnétique terrestre, cette fréquence varie entre 0,8 et 3kHz.

Le principe des capteurs consiste à exciter les protons avec un champ radiofréquence. Les spins étant alignés suivant la direction du champ magnétique statique ambiant, l'excitation induit une précession en phase des spins des protons à la fréquence de Larmor. Lorsque l'excitation est coupée, les protons continuent leur précession pendant un certain temps de relaxation, libérant de l'énergie à la fréquence de Larmor pour revenir à leur état d'énergie initial. Durant le temps de relaxation la mesure du champ magnétique statique est possible par la détection de la fréquence de Larmor. Une contre-réaction est appliquée, fixant la fréquence de l'excitation à la fréquence de Larmor, pour que l'apport d'énergie soit maximal. Bien que la mesure du champ soit scalaire, elle

n'est pas isotropique, en effet pour créer la précession, l'excitation ne peut pas être alignée avec le champ statique. Le cas optimal correspond à une direction orthogonale. Les deux principaux types de capteur utilisant ce principe sont le magnétomètre à protons et le magnétomètre à pompage optique.

Dans le cas d'un magnétomètre à protons, l'excitation est générée par un champ magnétique radiofréquence. On mesure le courant induit dans une bobine à la fréquence de Larmor. Le milieu réactif est généralement un hydrocarbure liquide.

Dans le cas d'un magnétomètre à pompage optique, les protons sont excités en créant une différence de population entre deux sous-niveaux magnétiques à l'aide d'un faisceau lumineux convenablement polarisé. La détection se fait généralement par une mesure de l'absorption du faisceau lumière par le milieu avec un photodétecteur. On utilise le plus souvent un gaz d'atomes de césium ou d'hélium.

Ces magnétomètres peuvent mesurer des champs continus dans une dynamique comprise entre 100pT et 0,1mT. Ils sont fréquemment utilisés dans les observatoires géomagnétiques pour mesurer l'intensité du champ magnétique terrestre.

Actuellement ces capteurs présentent une bande passante allant du continu jusqu'à 200Hz approximativement. Leur seuil de sensibilité est de l'ordre de $10pT / \sqrt{Hz}$. Les possibilités des magnétomètres à pompage optique laissent supposer une réduction de leur seuil de sensibilité en dessous de 1pT et une augmentation de leur bande passante jusqu'au kHz.

Annexe E : Seuil de sensibilité de quelques capteurs inductifs

Nous présentons ici le seuil de sensibilité de quelques capteurs inductifs, tirés des publications techniques des fabricants et représentatifs de la limite actuelle de mesure du champ magnétique. En particulier, nous présentons le spectre d'un certain nombre de barres fluxmètres, réalisées pour des applications terrestres, à partir desquels nous avons défini la courbe du minimum de sensibilité atteint par ce type d'instruments. A titre comparatif, nous avons ajouté les courbes de boucles sans noyau et de deux magnétomètres à SQUID, représentatifs des performances obtenues avec les supraconducteurs HTS et LTS.

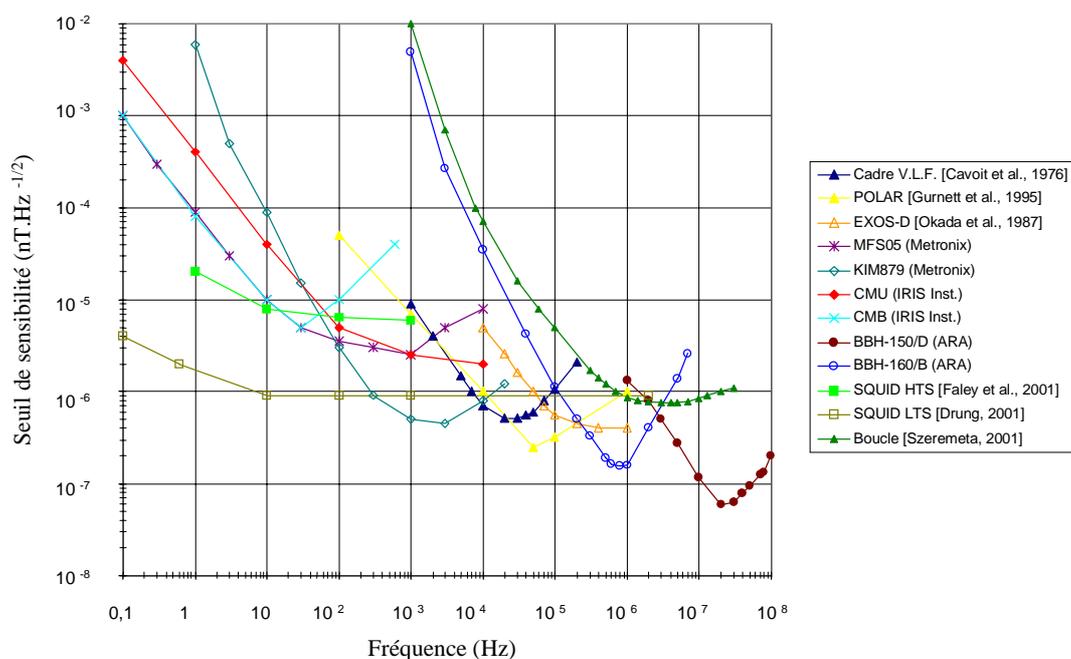


Figure E.1 : Seuil de sensibilité des capteurs inductifs répertoriés dans la littérature scientifique et technique, comparé avec celui de notre capteur.

Boucles sans noyau :

Nous reprenons les capteurs présentés au chapitre 2, Cadre V.L.F. [Cavoit et al., 1976], POLAR [Gurnett et al., 1995], EXOS-D [Okada et al., 1987] et nous avons repris le seuil de notre capteur présenté à la Figure 5.44 (p.275) Boucle [Szeremeta, 2001] .

Barres fluxmètres :

CMB [IRIS Inst., a], CMU [IRIS Inst., b] : société IRIS Instruments, Orléans, France,

Ce sont des barres fluxmètres, respectivement de 1m et 1,2m de long, ayant une contre-réaction de flux.

IRIS Instruments, SAMTEC 2, IRIS Instruments, Orléans, France, a

IRIS Instruments, MELIS, IRIS Instruments, Orléans, France, b

(URL : [http : //www.iris-instruments.fr](http://www.iris-instruments.fr))

MFS05 [Metronix, 1997a], KIM879 [Metronix, 1997b] : société Metronix Meßgeräte und Elektronik GmbH, Braunschweig, Allemagne

Barres flux mètres de 1,1m et 91cm de long.

(URL : <http://www.metronix.de/METRONIX/ENGLISCH/GEO/GEO.HTM>)

BBH-160/B, BBH-150/D [A.R.A.] : société A.R.A. (Antenna research Associates), Beltsville, Maryland, USA (URL : [http : //www.ara-inc.com](http://www.ara-inc.com))

Ce sont des barres fluxmètres de 64cm de long.

A.R.A., Magnetic field Antennas, Antenna research Associates, Beltsville, Maryland, USA

SQUID :

[Faley et al., 2001] (Institut für Festkörperforschung), Jülich, Allemagne :

Il est intéressant de noter que ce magnétomètre supraconducteur est un HTS DC-SQUID (fonctionnant à 77°K), dont le seuil se rapproche de celui des SQUID LTS.

(URL : [http : //www.kfa-juelich.de/iff/Institute/imf/supra3-d.shtml](http://www.kfa-juelich.de/iff/Institute/imf/supra3-d.shtml))

[Drung, 2001] :

SQUID LTS, présentant le seuil le plus performant actuellement.

Annexe F : Exemple d'un satellite ayant emporté une boucle à air : le satellite POLAR

Nous présentons le satellite POLAR, lancé en février 1996, comme un exemple récent de satellite ayant embarqué une mission de géophysique externe, dédiée à l'étude de la magnétosphère et plus précisément des zones aurorales, situées au-dessus des pôles terrestres. La *Figure F.1* montre l'emplacement de la boucle à air à bord de ce satellite, lorsqu'il est déployé.

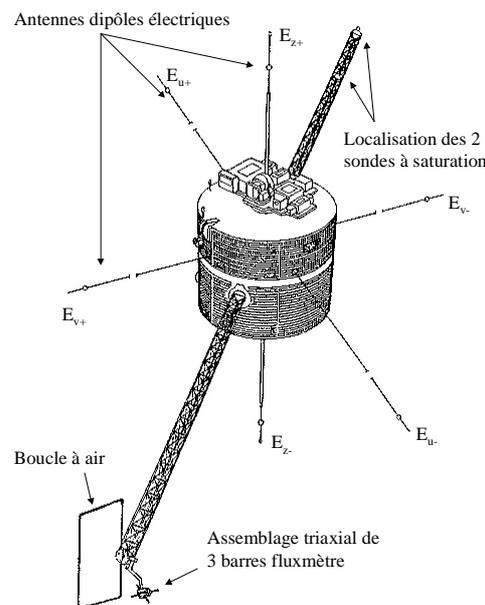


Figure F.1 : Position des capteurs de champ électrique, 3 antennes dipôles, et des capteurs de champ magnétique situés à l'extrémité de bras de 6m de long : 2 sondes à saturation, 3 barres fluxmètres en montage triaxial et une boucle à air de 1m^2 de surface, d'après Gurnett et al. [1995] et Harten and Clark [1995].

Les capteurs présentés sur cette figure, à l'exception des sondes à saturation, constituent l'expérience « onde » PWI (Plasma Wave Instrument), qui a pour objectif la mesure des ondes plasma dans la bande 0,1Hz – 800kHz.

Les antennes électriques sont 3 antennes dipôles disposées en trièdre, couvrant une bande allant du continu jusqu'à 1,25MHz. Chacune des antennes est constituée de deux sphères de 8cm de diamètre. Suivant les directions E_u et E_v , situées dans le plan de rotation du satellite, les sphères sont distantes respectivement de 130m et 100m. Suivant E_z , axe de spin du satellite, les sphères sont

distantes de 14m. La force centrifuge du satellite permet de relier les dipôles situés dans son plan de rotation par de simple câbles. Par contre suivant l'axe de spin, des mâts rigides sont nécessaires. Les antennes suivant E_z sont donc plus courtes.

Les capteurs de champ magnétique sont de deux types différents : 3 barres fluxmètres identiques, disposées en trièdre, couvrent une bande passante de 0,1Hz à 50kHz et une seule boucle à air de 1m^2 de section couvre la bande 25Hz – 800kHz. Bien que ce ne soit pas clairement indiqué dans l'article de Gurnett [1998], qui décrit les deux types de capteurs de champ magnétique couramment embarqués, la barre fluxmètre et la boucle à air, on peut supposer que la boucle embarquée sur POLAR est une boucle à air en court-circuit, utilisant le même principe que notre capteur. Par contre cette boucle ne fonctionne pas avec une contre-réaction de flux.

Les signaux des capteurs sont filtrés, échantillonnés et numérisés par 5 récepteurs permettant différents modes d'acquisition. Deux analyseurs multicanaux font une acquisition spectrale dans la bande 5,6Hz – 311kHz pour les signaux des antennes électriques et de la boucle et dans la bande 5,6Hz – 10kHz pour les signaux des barres fluxmètres. Quatre récepteurs, possédant plusieurs filtres fractionnant la bande passante des capteurs, permettent une acquisition de la forme d'ondes des signaux, c'est-à-dire une acquisition temporelle, avec une fréquence d'échantillonnage différente pour chaque filtre.

Le satellite POLAR est un laboratoire qui a emporté au total 12 instruments constitués de 27 capteurs [Harten and Clark, 1995]. Parmi ceux-ci, il y a deux autres expériences électromagnétiques : EFI (Electric Field Instrument) mesure le champ électrique du continu jusqu'à 1,25MHz utilisant les mêmes antennes électriques mais une chaîne d'acquisition propre, et MFE (Magnetic Field Experiment) mesure le champ magnétique entre 0 et 10Hz à l'aide de deux sondes à saturation disposées à une distance différente du corps du satellite pour tenir compte de son influence (*Figure F1*). Sept instruments mesurent la masse, l'énergie et la direction des électrons et des ions entre 0,1eV et 60MeV. Il y a également 3 expériences d'imagerie des régions aurorales : un instrument captant les photons X d'énergie comprise entre 3 et 60keV, des caméras observant dans le visible entre 308 et 732nm et dans l'ultraviolet lointain entre 130 et 190nm.

La boucle à air n'est donc qu'un instrument parmi toute cette technologie développée. Notons que ce satellite, comme tous les autres, a été soumis à des tests de compatibilité électromagnétique. Dans le cas de POLAR, la cohabitation avec les expériences d'imageries et de particules n'est pas favorable aux magnétomètres, c'est pourquoi d'une part ils ont été disposés à 6m du corps et d'autre part deux sondes à saturation ont été installées.

Annexe G : Principe de mesure du champ électrique : exemple du dipôle électrique

Supposons un champ électrique sinusoïdal $\vec{E}_{ext}(E_0, \lambda)$ régnant dans le vide, d'amplitude E_0 et de longueur d'onde λ , dirigé suivant l'axe z . Nous considérons ce champ dans un espace restreint dans lequel nous pouvons négliger son atténuation due à sa propagation dans l'espace, son intensité s'écrit alors :

$$\|\vec{E}_{ext}\| = E_0 \cos\left(2\pi \frac{z}{\lambda} + \varphi_0\right) \cos\left(\frac{2\pi c_0 t}{\lambda} + \varphi_t\right) \quad (G.1)$$

Où φ_t est la phase du champ à $t=0$, φ_0 à $z=0$ et c_0 est la célérité de la lumière dans le vide.

Typiquement la mesure d'un champ électrique $\vec{E}_{ext}(E_0, \lambda)$ se fait par la mesure de la différence de potentiel ΔV entre deux conducteurs, séparés par une distance D , sur lesquels ce champ induit une distribution des charges électriques. Considérons le cas où les conducteurs sont deux sphères, d'un diamètre petit devant la distance D séparant leur centre, de sorte qu'elles puissent être vues comme deux charges ponctuelles et que le courant circulant entre elles soit uniforme. Si D est très inférieur à λ , l'amplitude du champ est constante à l'échelle de D . Si les deux sphères sont alignées parallèlement au champ, la différence de potentiel mesurée est simplement :

$$\Delta V = \|\vec{E}_{ext}\| D \quad (G.2)$$

Cette équation permet de définir dans le schéma électrique équivalent de l'antenne la force électromotrice e , induite par le champ électrique incident et alimentant l'antenne. Pour des géométries plus complexes, on définit la longueur efficace de l'antenne D_{eff} , proportionnelle à la longueur réelle de l'antenne D , pour aboutir à l'équation (G.3), similaire à l'équation (G.2) :

$$e = \|\vec{E}_{ext}\| D_{eff} \quad (G.3)$$

La *Figure G1-a* montre le principe de fonctionnement d'une antenne électrique dipôle, de type double brin, fréquemment utilisée en physique des plasmas spatiaux ([Béghin, 1996] et [Gurnett, 1998]). Les deux brins de l'antenne sont des fils conducteurs identiques, longs de plusieurs dizaines de mètres, d'un diamètre très inférieur à leur longueur, de l'ordre du centimètre. Pour les besoins du schéma, la distance entre les deux brins a été exagérée. Dans la réalité, l'intervalle est négligeable : aussi la longueur totale de l'antenne peut-elle être assimilée à la somme

des longueurs des brins. Un champ électrique extérieur génère le maximum de signal lorsqu'il est parallèle aux brins ; les charges se répartissent sur toute la longueur des brins ; nous devons donc considérer la longueur totale de l'antenne comme la distance D . Le calcul de la longueur effective du dipôle double brin, dont la démonstration peut être trouvée dans Béghin [1996], montre que cette longueur est égale à $D/2$. Ceci équivaut à considérer la charge totale de chaque brin comme localisée en son milieu.

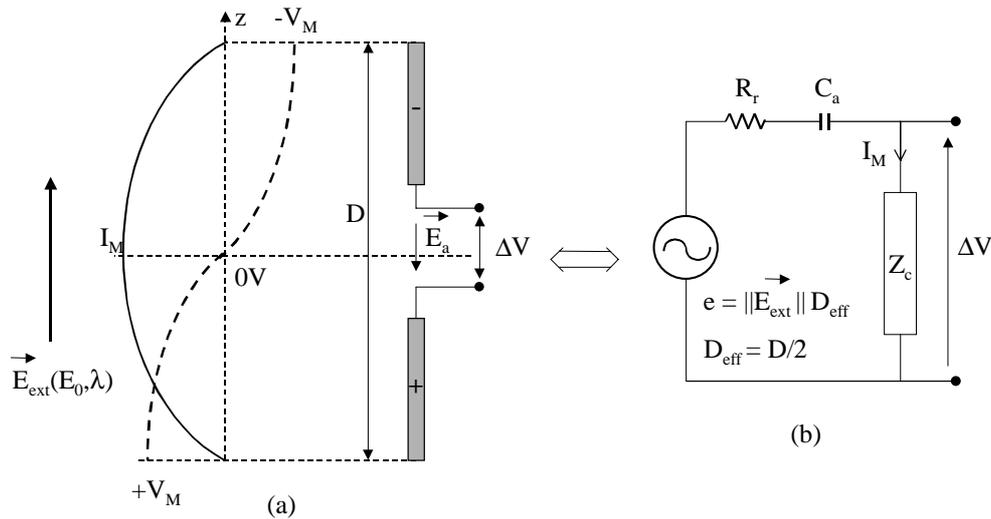


Figure G.1 : Schéma du principe de fonctionnement d'une antenne électrique, de type double brin, placée dans un champ uniforme lentement variable ($D \ll \lambda$) (a) et schéma électrique équivalent (b).

On distingue deux modes de fonctionnement d'une antenne électrique. Ces deux modes sont définis en considérant le rayonnement émis par l'antenne. Dans son voisinage, en zone de champ proche, elle rayonne un champ purement électrique, c'est un fonctionnement quasi-électrostatique. En zone de champ lointain, le champ rayonné devient électromagnétique, constitué de la composante électrique, d'origine quasi-électrostatique, à laquelle s'ajoute la composante magnétique, induite par le courant circulant dans l'antenne. Par réciprocité, on peut distinguer deux comportements différents en réception, selon que $D \ll \lambda$, équivalent au rayonnement en champ proche, ou que $D \approx \lambda$, comparable au rayonnement en champ lointain. Dans la description du fonctionnement de l'antenne qui suit, nous considérons une antenne dans le vide soumise à un champ électrique sinusoïdal, d'amplitude E_0 et de longueur d'onde λ , orienté parallèlement à l'antenne.

Dans le premier mode de fonctionnement, $D \ll \lambda$, l'amplitude du champ électrique incident peut être considérée comme constante sur toute la longueur de l'antenne, c'est un fonctionnement quasi-électrostatique, présenté sur la *Figure G.1*. Le champ incident, d'amplitude E_0 , induit une migration des électrons entre les deux brins, l'un se polarisant positivement et l'autre négativement, le milieu de l'antenne étant neutre. Le plan perpendiculaire à l'alignement des brins, passant par le milieu, est une surface équipotentielle de potentiel nul et également un plan de symétrie (en valeur absolue).

Comme le champ électrique est nul dans un conducteur parfait, la polarisation de l'antenne se fait de façon à générer à la surface de l'antenne un champ $\vec{E}_a(E_0, \lambda)$, de même amplitude et longueur d'onde, qui annule le champ extérieur. Il s'ensuit une variation du potentiel sur l'antenne, maximal aux extrémités, de valeur absolue V_M , mais de signe opposé sur les brins. Parallèlement à la répartition de la charge sur chaque brin, le potentiel est quasi constant sur leur longueur, puis décroît (en valeur absolue) pour devenir nul au milieu. La migration des électrons induit un courant dans l'antenne, nul aux extrémités et maximal au milieu, de valeur I_M . La différence de potentiel ΔV est donc mesurée au maximum du courant, aux bornes de l'impédance de charge Z_c .

La migration des charges sur les antennes est induite par couplage capacitif entre le milieu ambiant et chaque brin. En terme d'impédances, le fonctionnement de l'antenne se schématise par la présence d'une capacité C_a , dépendant des caractéristiques géométriques de chaque brin et de la permittivité du milieu ambiant, et d'une résistance de rayonnement R_r , qui traduit l'intensité du courant traversant les brins. C'est-à-dire que cette résistance, fonction du rapport de la longueur effective de l'antenne sur la longueur d'onde du champ extérieur, définit la puissance réelle disponible à l'émission ou à la réception. Ainsi l'impédance de l'antenne peut-elle être décrite comme la mise en série de C_a et de R_r .

Pour des brins de longueur D , de diamètre a , plongés dans le vide dont la permittivité est ϵ_0 :

$$C_a = \frac{1}{2} \frac{\pi \epsilon_0 D}{Ln \frac{D}{a} - 1} \quad (\text{G.4})$$

L'impédance totale du dipôle double brin est la mise en série des deux brins. La capacité totale de l'antenne est donc la moitié de la capacité de chaque brin, d'où le facteur 1/2. Par contre, pour la résistance de rayonnement de l'antenne, on ne peut pas simplement additionner les résistances des brins car elle sont modifiées par le fort couplage mutuel des brins. Pour l'antenne double brin cette résistance s'écrit :

$$R_r = 20\pi^2 \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{G.5})$$

L'impédance Z_a de l'antenne s'écrit :

$$Z_a = R_r + \frac{2}{j\omega C_a} \quad (\text{G.6})$$

Notons que pour une longueur d'onde voisine de la longueur de l'antenne, ou supérieure, il faut prendre en compte l'inductance propre des brins qui n'est plus négligeable. Sur la *Figure G.1-b*, elle se schématiserait en série avec la résistance de rayonnement et la capacité de l'antenne, constituant un circuit RLC série, ainsi l'association de la capacité C_a avec l'inductance définit une résonance en courant dans la réponse de l'antenne, aux fréquences où D n'est plus négligeable devant λ .

Comme dans le cas de la boucle à air, le signal mesuré aux bornes de l'impédance de charge s'écrit :

$$\Delta V = \frac{Z_c}{Z_c + Z_a} e \approx \frac{C_a}{C_c + C_a} e \quad (\text{G.7})$$

La différence de potentiel est égale à la force électromotrice générée dans l'antenne si $Z_c \gg Z_a$. Mais dans le cas d'une antenne électrique, la réactance de ces deux impédances est capacitive, la capacité de charge C_c constitue alors un pont diviseur avec C_a .

Lorsque $D \approx \lambda$, le courant induit par la composante magnétique dans le dipôle n'est plus négligeable par rapport à celui d'origine électrique. Mais comme nous voulons estimer la sensibilité au champ électrique d'une boucle à air, nous ne décrirons ici que le comportement de la composante électrique du champ électromagnétique. Dans ce second mode de fonctionnement, la longueur de l'antenne étant comparable à la longueur d'onde du champ électrique incident, son amplitude n'est plus uniforme sur toute la longueur de l'antenne. Les distributions du potentiel et du courant dans l'antenne sont alors décrites par analogie avec le comportement d'une onde dans une ligne de transmission qui a la même longueur que l'antenne.

L'antenne peut alors être décrite comme une ligne de transmission de longueur D , ouverte à ses deux extrémités, c'est-à-dire bornée, dans laquelle circulent des ondes de tension et de courant. La ligne étant bornée, des ondes stationnaires y sont générées : une onde circulant est réfléchiée aux extrémités, elle s'additionne ou se soustrait à l'onde incidente en fonction de leur différence de phase. Indépendamment du temps, les extremums et les points où l'amplitude de l'onde s'annule restent à la même position dans la ligne, mais l'amplitude de ces extremums change. La ligne de transmission étant un conducteur électrique, l'impédance vue par la ligne à ses extrémités est

infinie, c'est-à-dire que le courant est nul en ces points et la tension y atteint son maximum. De même dans l'antenne dipôle double brin, la tension et le courant y sont stationnaires. En réception, le potentiel aux extrémités est induit par l'amplitude du champ électrique extérieur au voisinage de l'antenne. En comparant la longueur de l'antenne à la longueur d'onde du champ électrique extérieur, on remarque deux cas extrêmes, comme on peut le voir sur la *Figure G.2*. Nous supposons être à un instant t tel que $\|\vec{E}_{ext}\| = +E_0$ en $z = +D/2$, l'origine de l'axe étant prise au milieu de l'antenne.

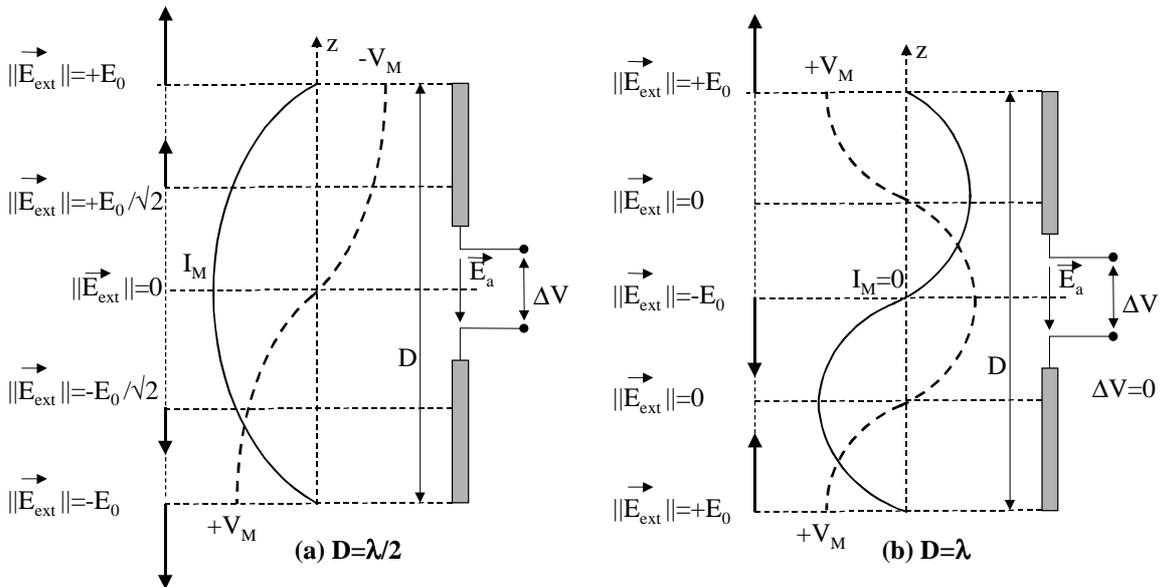


Figure G.2: Distribution du courant et du potentiel dans une antenne électrique où $D = \lambda/2$ (a) et dans une antenne où $D = \lambda$ (b).

Lorsque $D = \lambda/2$ (*Figure G.2-a*), la longueur de l'antenne est adaptée pour capter cette onde. En effet, le champ électrique extérieur atteint son amplitude maximale aux extrémités de l'antenne et à chacune d'elles il est de sens opposé, donc la différence de potentiel entre les deux extrémités est maximale. Le courant dans l'antenne atteint son maximum au milieu de l'antenne où il est mesuré. L'antenne a également une longueur adaptée pour mesurer les ondes dont la longueur est un multiple entier impair de $\lambda/2$.

Lorsque $D = \lambda$ (*Figure G.2-b*), le champ électrique extérieur atteint également son amplitude maximale aux extrémités de l'antenne, mais il a le même sens. Ainsi les deux extrémités de l'antenne sont au même potentiel. Le courant est toujours nul aux extrémités, mais il l'est également au centre de l'antenne. La différence de potentiel ΔV , mesurée au milieu de l'antenne, est

donc nulle. Pour mesurer un signal, il faut prélever le courant à une distance $D/4$ de l'une des extrémités, où il est le plus intense. Le même phénomène apparaît pour les ondes dont la longueur d'onde est un multiple entier de λ .

A partir de la *Figure G.2-a*, il est possible de considérer seulement la moitié du dipôle double brin, en matérialisant le plan équipotentiel zéro volt par un plan de masse. Nous obtenons alors une antenne simple brin de longueur $D' = D/2 = \lambda/4$. La mesure de la tension ΔV n'est plus différentielle mais asymétrique, elle est faite par rapport au plan de masse. Nous avons ainsi une antenne $\lambda/4$, qui est la plus grande longueur de l'onde stationnaire qui puisse s'y établir sachant que la répartition optimale du courant et du potentiel sur l'antenne est la même que dans un brin d'un dipôle double brin.

Nous pouvons donc retenir du principe de la mesure du champ électrique les points suivants que nous allons appliquer à la boucle à air. Un champ électrique régnant dans l'espace induit la migration des charges à la surface d'un dipôle conducteur. L'induction électrique est maximale lorsque le dipôle est parallèle au champ. Dans le cas d'un dipôle double brin, les dipôles sont des fils conducteurs alignés dans le champ. Ainsi, le champ incident induit une répartition des charges telle qu'elles génèrent à la surface de l'antenne, plus précisément jusqu'à une profondeur δ appelée « épaisseur de peau », un champ s'opposant à celui qui l'a induit. A la surface des brins, le champ électrique total, parallèle à celle-ci, est nul, assurant ainsi la continuité du champ parallèle à la traversée de la surface de l'antenne, qui est également nul à l'intérieur, car les brins sont conducteurs. Le champ induit également sur l'antenne une répartition stationnaire du potentiel qui est maximal aux extrémités. De même la migration des charges crée un courant stationnaire dans l'antenne, nul aux extrémités et maximal au milieu, dans le cas électrostatique et dans le cas d'une longueur de l'antenne proche d'un multiple impair de la moitié la longueur de l'onde mesurée. La mesure du signal de l'antenne est faite à l'endroit où le courant est maximal. Si la mesure est faite en un point de l'antenne où le courant est nul, aucun signal n'est mesuré. L'intensité maximale du courant dépend de la résistance de rayonnement de l'antenne qui définit la puissance réelle de rayonnement ou de réception, c'est-à-dire la puissance utile de l'antenne.

MEASUREMENTS OF THE MAGNETIC FIELD FLUCTUATIONS IN THE SOLAR ORBITER PROJECT

V. Krasnoselskikh, J.-L. Pinçon, F. Lefeuvre, H.C. Seran, F. Szeremeta

LPCE/CNRS - Université d'Orléans
3A, av. de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2
e-mail: vkrasnos@cnrs-orleans.fr / jlpincon@cnrs-orleans.fr

H. St. C. Alleyne

Automatic Control and systems Engineering Department
University of Sheffield, U.K.

ABSTRACT

We estimated the characteristic amplitudes and frequencies of different kinds of waves in the Solar wind on the characteristic distance of the order of 0.2 AU that corresponds to the orbit of the Solar Orbiter. These estimates are based on the measurements of Helios 1 and 2 satellites. On this basis we have evaluated the experimental requirements for the magnetic field sensors onboard of the Solar Orbiter. We present the characteristics of the search coil magnetometers that are developed in the LPCE. In addition to traditional search coils we present the new magnetic loop antenna characteristics that can be used for the high frequency wide band magnetic field fluctuations measurements in the range 10 kHz-20 MHz.

INTRODUCTION

Although much is known concerning the waves which exist in the solar wind near the orbit of the Earth, many questions remain concerning the waves which occur much closer to the Sun. At the present time the closest measurements to the Sun have been obtained from the Helios 1 and 2 spacecraft at approximately 0.3 AU. Based on these observations, hereafter is a short presentation of the characteristics of the plasma waves expected to be present at 0.2 AU.

ELF/VLF waves & turbulence:

The wave measurements onboard of the Solar Orbiter have to account for several scientific objectives. Recent studies of the old data of particle distributions onboard of the

Helios (Tu and Marsch, 2001) have evidenced the process of pitch angle diffusion of protons. It takes place in the solar wind on the characteristic distances of the supposed orbit of the Solar Orbiter. This results to the conclusion that the Alfvén turbulence and Ion-Cyclotron Waves play an essential role in heating and acceleration of the solar wind. Though these characteristics are implicit they give strong argument that the process of the plasma heating due to the wave activity continues to be effective on quite large distances from the Sun. To study the problem of plasma heating one should have the measurements of the wave activity of low frequency waves. These waves are generated below and at the local proton gyrofrequency, respectively. At 0.2 AU the value of the proton cyclotron frequency (S^+) can be estimated to be about 1 Hz (Gurnett, D.A., 1978). Actually the corresponding frequencies observed in the spacecraft frame can be Doppler shifted up to the kilohertz range. The maximum strength for Alfvén waves and ion-cyclotron waves should be of the order of $10^{1.2} \text{ nT}/(\text{Hz})^{1/2}$.

The radio-emissions registered on the Earth are those whose traces come to the Earth. There can exist many types of emissions that we can not observed from the Earth. Between those are all the waves reflected or damped while propagating from the Sun to the Earth: in particular modes like slow extraordinary, whistlers, in addition to electron and ion cyclotron harmonics.

Above the proton gyrofrequency, the next resonant frequency to be encountered is the electron gyrofrequency (S^- . 2 kHz at 0.2 AU). For frequencies between S^+ and S^- the only electromagnetic mode which can propagate is the right-hand polarized whistler mode. Measurements from Helios have shown that a whistler turbulence is

present in the solar wind at frequencies up to S . The intensity of such waves can be comparable or even stronger than the wave intensity in the solar wind observed by WIND and ULYSSES satellites on the distances of the order of 1 AU. Helios observations stressed the trend for most solar wind wave modes to increase in intensity at smaller heliocentric distances. In particular this is the case for ion-acoustic waves, and whistler mode waves. Based on these trends one can roughly estimate the whistler mode emissions at 0.2 AU to extend from 10^{-5} nT/(Hz) $^{1/2}$ up to 10^{-1} nT/(Hz) $^{1/2}$ (see Gurnett, 1991).

Ion-Acoustic Waves & Solar Radio waves:

Sensitive electric field measurements with the Helios spacecraft revealed the occurrence of ion-acoustic-like electrostatic waves in the solar wind at frequencies between the electron and ion plasma frequencies (at 0.2 AU, $f_{pi} = 4$ kHz and $f_{pe} = 200$ kHz). Although the ion-acoustic mode propagates at frequencies below f_{pi} the observed wave frequencies are mainly determined by the Doppler shift which is much larger than the ion plasma frequency. From Helios observations one can estimate that a sensitivity equal to 10^{-6} nT/(Hz) $^{1/2}$ will be required at 0.2 AU to identify without ambiguity whether the observed waves are electromagnetic or electrostatic.

The importance of the magnetic field measurements was pointed out by Kellogg et al. (1999), who have shown that in many cases the wave modes observed onboard the WIND satellite in the solar wind that were supposed to be electrostatic actually belonged to the electromagnetic extraordinary mode. The estimate of the amplitude of the magnetic field component amplitude is large enough (several units 10^{-4} nT/(Hz) $^{1/2}$) and they can be easily registered by the instrument we propose (see Table 1).

At and above the electron plasma frequency intense electron plasma oscillations and solar radio waves are expected. Helios observations show that wave intensities associated with type III burst increase very rapidly with decreasing radial distance from the Sun. Intense emission could extend up to 10^{-4} nT/(Hz) $^{1/2}$.

One important aspect of the mission is related with the possibility to carry out systematic study of the waves in the frequency range that cannot penetrate through the ionosphere. This range comes up to 20 MHz. To cover this frequency band we propose to use very sensitive magnetic loop developed in LPCE that allows to perform the measurements of the magnetic field component of these emissions.

SOLAR ORBITER MAGNETIC FIELD SENSORS

Two set of sensors are necessary to cover the frequency band between 1 Hz and 10 MHz. Within the ELF/VLF frequency range, the three components of the fluctuating magnetic field can be easily measured with a 3-axial search coil magnetometer arranged in a compact configuration and mounted on a short boom which should also point into the anti-solar direction. This boom is required for magnetic cleanliness reasons and could be shared with the magnetometer as long as a minimum distance between the two sensors is respected. There is a strong heritage at LPCE and CETP for the 3-axial Search Coil instrument from GEOS, AUREOL 3, INTERBALL 2, and Cluster satellites (Lefeuvre et al., 1998; Cornilleau-Wehrin et al., 1997). Antenna and preamplifier design will benefit of the work done for the DEMETER and Solar probe missions to reduce the mass. See Figure 1 for a description of the 3-axial search coil. Two designs are considered. The first one is based on an existing individual sensor available at LPCE. The second option is based on a smaller and lighter sensor to be developed. The total mass of the corresponding 3-axial search coil is estimated to be 500 g or 380 g depending on which option is chosen.

Above 10 kHz, due to the constraints of the mission, we propose to measure one component only. The loop antenna is based on a technique developed by Cavoit et al. (1976). The characteristic parameters are derived from Szeremeta (2001). See Figure 2 for a description of the HF magnetic loop.

The characteristic parameters of both instruments are given in Table 1.

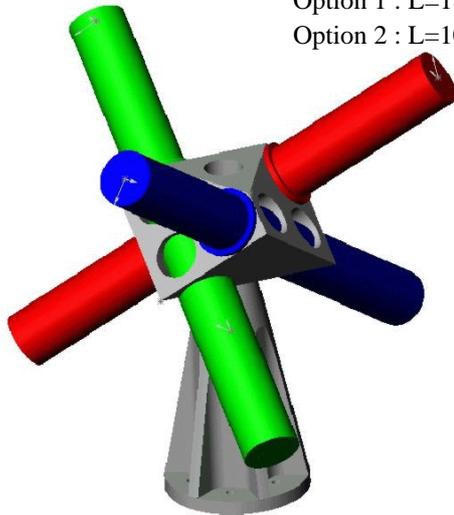
| | 3-axial Search coil | Magnetic loop |
|---------------------------------|--|--------------------------------|
| Bandwidth | 1 Hz – 10 kHz | 10 kHz–10 MHz |
| Sensitivity nT/(Hz) $^{1/2}$ | 10^{-5} at 1 kHz | 10^{-6} at 1 MHz |
| Size (individual sensor) | a) $l=18$ cm; $\dot{i} = 2$ cm or b) $l=10$ cm; $\dot{i} = 1.4$ cm | $\dot{i} = 20$ cm |
| Mass | sensors: a) 3×100 g b) 3×60 g preamp: 200g | sensor: 400 g preamp: 200 g |
| Power | 200 mW | 200 mW |

Table 1 : Instruments characteristics

The associated electronic box must include a system for waveform capture below a few hundreds of Hz, and a spectrum analyzer for higher frequencies. The data

processing can be performed in the same way as it was done for the Cluster mission (Woolliscroft et al., 1997).

Sensor: Bandwidth : [1 Hz - 10 kHz] ; Sensitivity : 1 kHz \sphericalangle 10×10^{-6} nT/Hz^{1/2}
 Option 1 : L=180 mm ; \dot{i} =20 mm ; Mass=100 g (cable included)
 Option 2 : L=100 mm ; \dot{i} =14 mm ; Mass=60 g (cable included)



Preamplifier
 Dimensions : 70×60×40 mm
 Power supply : 200 mW
 Mass : 200 g

Total mass :
 option1 \sphericalangle 500 g
 option2 \sphericalangle 380 g

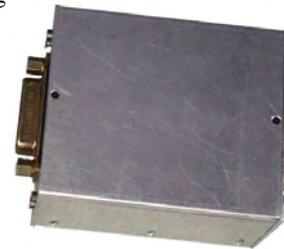


Figure 1: SOLAR ORBITER 3-axial Search Coil + Preamplifier

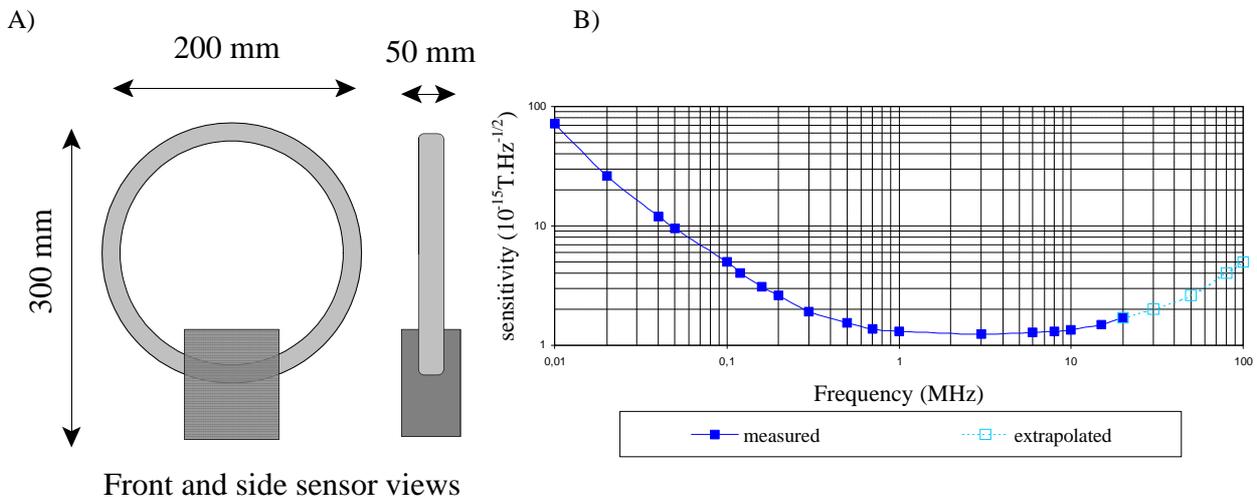


Figure 2: HF magnetic loop. A) Front and side sensor views. B) sensitivity.

REFERENCES

Cavoit, C., G. Clerc, J.-P. Decriaud, Capteurs magnétométriques VLF à cadre et à contre-réaction de flux (1 kHz – 200 kHz), NoteCRG/CMD/05/1976. Cent. Rech. Geophys., CNRS, Garchy, 1976.

Cornilleau-Wehrin, N., P. Chauveau, S. Louis, A. Meyer, J.M. Nappa, S. Perraut, L. Rezeau, P. Robert, A. Roux, C. De Villedary, Y. de Conchy, L. Friel, C.C. Harvey, D.

Hubert, C. Lacombe, R. Manning, F. Wouters, F. Lefeuvre, M. Parrot, J.-L. Pinçon, B. Poirier, W. Kofman, and Ph. Louarn, The Cluster Spatio-Temporal Analysis of Field Fluctuations (STAFF) experiment, Space Science Reviews, 79, 107-136, 1997.

Gurnett, D.A., A close up to the Sun, M. Neugebauer and R.W. Davies, eds., JPL Publ. 78-70, 1978.

Gurnett, D.A., Physics of the inner Heliosphere, Springer-

Verlag, Berlin, p.135, 1991.

Kellogg, P.J., K. Goetz, S.J. Monson, and S.D. Bale, Langmuir waves in a fluctuating solar wind, *J. Geophys. Res.*, 104, 17069 - 17078, 1999.

Lefeuvre, F., M. Parrot, J.L. Rauch, B. Poirier, A. Masson and M. Mogilevsky, Preliminary results from the MEMO multicomponent measurements of waves on-board INTERBALL 2, *Ann. Geophys.*, 16, 1117–1136, 1998.

Szeremeta, F., capteur de champ magnétique: optimisation dans la bande [10 kHz – 100 MHz] pour applications

spatiales, Thèse, Université d'Orléans, 2001.

Tu, C.-Y, and E. Marsch, Wave dissipation by ion cyclotron resonance in the solar corona, *A&A*, 368, 1071-1076, 2001.

Woolliscroft, L.J.C., H.ST.C. Alleyne, C.M. Dunford, A. Sumner, J.A. Thompson, S.N. Walker, K.H. Yearby, A. Buckley, S. Chapman, M.P. Gough, The digital wave-processing experiment on Cluster, *Space Science Reviews*, 79, 209-231, 1997.

Résumé

La mesure du champ magnétique est essentielle dans l'étude des plasmas spatiaux, sièges d'une intense activité électromagnétique. La connaissance complète des ondes électromagnétiques suppose la mesure *in situ* des composantes électrique et magnétique, couplées différemment que dans le vide aux fréquences inférieures à la fréquence plasma locale, qui approche 20MHz près de la Terre et 100MHz à un rayon solaire. Les missions spatiales géophysiques ont embarqué jusqu'à présent des instruments mesurant les champs magnétiques depuis le continu jusqu'au MHz, avec un seuil de sensibilité de $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ dans la gamme 10kHz–1MHz. La mesure à proximité du Soleil nécessite un magnétomètre étendant ces performances à plus haute fréquence, 100MHz idéalement. Nous présentons l'étude d'un capteur adapté dans la bande 10kHz-100MHz devant avoir le même seuil de sensibilité, pour satisfaire les besoins scientifiques sans accroître la masse et la consommation électrique, limitées à bord d'un satellite. L'état de l'art de la magnétométrie montre qu'une boucle sans noyau est la mieux adaptée. A partir de la description détaillée des constituants du capteur, l'antenne et le préamplificateur, nous modélisons sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité et définissons des critères d'optimisation. Nous comparons notre modèle au prototype réalisé, mesurant son impédance, sa réponse au champ magnétique et son seuil de sensibilité. L'étude de la méthode de bobinage permet de réduire les capacités parasites du transformateur torique. Nous appliquons une contre-réaction de flux pour conserver le rapport signal à bruit du capteur en boucle ouverte. L'optimisation aboutit à un instrument fonctionnant jusqu'à 30MHz et satisfaisant la spécification de seuil de sensibilité entre 700kHz et 20MHz. Il prolonge d'une décade la gamme des instruments existants.

Abstract

Magnetic field measurement is important for the study of space plasmas, where an intensive electromagnetic activity occurs. The full knowledge of electromagnetic waves needs *in situ* measurements of electric and magnetic components, coupled differently from free space below plasma frequency. The latter approaches 20MHz in the vicinity of Earth and 100MHz at one solar radius. In up-to-day geophysical space missions, magnetic sensors measured fields from DC to 1MHz, with a $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ magnetic noise density between 10kHz and 1MHz. Measurement near the Sun necessitates a magnetometer extending these performances to higher frequencies, 100MHz at best. We design a sensor in the 10kHz-100MHz band, with the same noise level, to satisfy the scientific need without increasing mass and power consumption, limited onboard satellites. Magnetometry state-of-the-art shows that a loop antenna is better. Describing sensor's antenna and preamplifier, we modelled its transfert function and its equivalent magnetic noise, thus obtaining optimisation criteria. We compare this modelling to the prototyp realised by impedance, magnetic field response and noise measurements. Studying winding method, we reduce the toroidal transformer parasitic capacitances. Using a flux feedback, we keep the signal-to-noise ratio of the open loop sensor. The optimisation leads to an instrument working upto 30MHz and satisfying noise specification between 700kHz and 20MHz, extending magnetic field measurement in space.

Mots clefs

Capteur magnétique directionnel, Antenne cadre magnétique, Hautes fréquences, Magnétomètre, Application spatiale, Bruit électrique, Contre-réaction de flux, Transformateur de courant, Modélisation, Etalonnage.

Résumé

La mesure du champ magnétique est essentielle dans l'étude des plasmas spatiaux, sièges d'une intense activité électromagnétique. La connaissance complète des ondes électromagnétiques suppose la mesure *in situ* des composantes électrique et magnétique, couplées différemment que dans le vide aux fréquences inférieures à la fréquence plasma locale, qui approche 20MHz près de la Terre et 100MHz à un rayon solaire. Les missions spatiales géophysiques ont embarqué jusqu'à présent des instruments mesurant les champs magnétiques depuis le continu jusqu'au MHz, avec un seuil de sensibilité de $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ dans la gamme 10kHz–1MHz. La mesure à proximité du Soleil nécessite un magnétomètre étendant ces performances à plus haute fréquence, 100MHz idéalement. Nous présentons l'étude d'un capteur adapté dans la bande 10kHz-100MHz devant avoir le même seuil de sensibilité, pour satisfaire les besoins scientifiques sans accroître la masse et la consommation électrique, limitées à bord d'un satellite. L'état de l'art de la magnétométrie montre qu'une boucle sans noyau est la mieux adaptée. A partir de la description détaillée des constituants du capteur, l'antenne et le préamplificateur, nous modélisons sa fonction de transfert et son seuil de sensibilité et définissons des critères d'optimisation. Nous comparons notre modèle au prototype réalisé, mesurant son impédance, sa réponse au champ magnétique et son seuil de sensibilité. L'étude de la méthode de bobinage permet de réduire les capacités parasites du transformateur torique. Nous appliquons une contre-réaction de flux pour conserver le rapport signal à bruit du capteur en boucle ouverte. L'optimisation aboutit à un instrument fonctionnant jusqu'à 30MHz et satisfaisant la spécification de seuil de sensibilité entre 700kHz et 20MHz. Il prolonge d'une décade la gamme des instruments existants.

Abstract

Magnetic field measurement is important for the study of space plasmas, where an intensive electromagnetic activity occurs. The full knowledge of electromagnetic waves needs *in situ* measurements of electric and magnetic components, coupled differently from free space below plasma frequency. The latter approaches 20MHz in the vicinity of Earth and 100MHz at one solar radius. In up-to-day geophysical space missions, magnetic sensors measured fields from DC to 1MHz, with a $1 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ magnetic noise density between 10kHz and 1MHz. Measurement near the Sun necessitates a magnetometer extending these performances to higher frequencies, 100MHz at best. We design a sensor in the 10kHz-100MHz band, with the same noise level, to satisfy the scientific need without increasing mass and power consumption, limited onboard satellites. Magnetometry state-of-the-art shows that a loop antenna is better. Describing sensor's antenna and preamplifier, we modelled its transfert function and its equivalent magnetic noise, thus obtaining optimisation criteria. We compare this modelling to the prototyp realised by impedance, magnetic field response and noise measurements. Studying winding method, we reduce the toroidal transformer parasitic capacitances. Using a flux feedback, we keep the signal-to-noise ratio of the open loop sensor. The optimisation leads to an instrument working upto 30MHz and satisfying noise specification between 700kHz and 20MHz, extending magnetic field measurement in space.

Mots clefs

Capteur magnétique directionnel, Antenne cadre magnétique, Hautes fréquences, Magnétomètre, Application spatiale, Bruit électrique, Contre-réaction de flux, Transformateur de courant, Modélisation, Etalonnage.