



**HAL**  
open science

# L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré

Denitsa Nencheva-Tognini

► **To cite this version:**

Denitsa Nencheva-Tognini. L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP122 . tel-04301942

**HAL Id: tel-04301942**

**<https://theses.hal.science/tel-04301942>**

Submitted on 23 Nov 2023

**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.

# L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré

*Very low field MRI for preterm babies*

## Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 564, Physique en Ile de France, PIF  
Spécialité de doctorat : Physique  
Graduate School : physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **SPEC (Université Paris-Saclay, CEA, CNRS)**  
sous la direction de **Claude Fermon**, directeur de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 12 Octobre 2023, par

**Denitsa NENCHEVA-TOGNINI**

### Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

**Marie POIRIER-QUINOT**

Chargé de recherche, HDR, Présidente  
Biomaps, Université Paris-Saclay

**John GREGG**

Senior fellow, Magdalen College, Rapporteur & Examineur  
Oxford

**Ludovic de ROCHEFORT**

Chargé de recherche, HDR, Rapporteur & Examineur  
CRMBM/UMR, 7339, CNRS-Aix  
Marseille Université

**Reina AYDE**

Research fellow, Université Examinatrice  
d'Aberdeen

**Titre :** « L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré »

**Mots clés :** IRM à très bas champ magnétique, conception d'appareillage, capteurs magnétiques, naissance prématurée, IRM de diffusion

**Résumé :** "L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré" est un projet à l'intersection de la physique et de la médecine, au cours duquel nous avons développé une IRM fonctionnant avec un champ magnétique de 8 mT, destinée spécifiquement aux enfants prématurés. Nous avons développé l'installation en créant un design unique qui permet d'insérer la couveuse du bébé directement dans l'IRM pour un monitoring constant. Le champ principal est généré par deux paires de bobines : grande (diamètre=2.1 m) et petite (diamètre=0.67 m) séparées de 70 cm, laissant ainsi une zone libre pour l'insertion de la couveuse. Les gradients d'encodage spatial qui permettent de créer les images Gx et Gy ont été conçus avec un design adapté à la géométrie ouverte de l'installation : deux paires de bobines rectangulaires 1.1x1.2 cm<sup>2</sup> positionnées symétriquement par rapport au centre de l'installation, créant un champ de 0.475 mT/m. Le gradient Gz reprend la géométrie des bobines du champ B<sub>0</sub>, ainsi produisant un gradient de 0.55 mT/m.

La détection du signal en IRM à très bas champ magnétique étant limitée par la performance de la chaîne de détection, nous avons particulièrement travaillé la conception et l'optimisation de la chaîne de détection, en analysant en détails toutes les sources de pertes. Le capteur optimisé est une antenne accordée surfacique avec une géométrie qui permet de minimiser les pertes et optimiser le niveau de signal mesuré, en proposant le SNR le plus optimal pour la mesure à 10 mT. L'antenne optimisée possède un facteur de qualité Q=800 et une détectivité de 0.04fTHz à 330 kHz.

Notre IRM est actuellement opérationnelle et produit des images en acquisition cartésienne de résolution de 1x1x10 mm<sup>3</sup> en 15 minutes. Nous avons également implémenté la séquence de diffusion pour la détection de l'AVC ischémique et produisons des acquisitions 1D avec 16 % de contraste et conduisons les premiers tests d'imagerie de diffusion 2D sur des fantômes.

**Title :** « Very low field MRI for preterm babies »

**Keywords :** Very low field MRI, installation design, magnetic sensors, preterm birth, diffusion MRI

**Abstract :** "Ultra-low-field MRI for the premature baby" is a project at the intersection of physics and medicine, during which we developed an MRI system operating with an 8 mT magnetic field, specifically designed for premature infants. The main field is generated by two pairs of coils: large (diameter=2.1 m) and small (diameter=0.67 m) separated by 70 cm, leaving a free zone for inserting the incubator.

The spatial encoding gradients used to create the Gx and Gy images were designed to match the open geometry of the installation: two pairs of 1.1x1.2 cm<sup>2</sup> rectangular coils positioned symmetrically in relation to the center of the installation, creating a field strength of 0.475 mT/m. The Gz gradient mirrors the geometry of the B<sub>0</sub> field coils, producing a gradient of 0.55 mT/m. Since signal detection in MRI at very low magnetic fields is limited by the performance of the detection chain, we focused on the design and optimization of the detection chain, analyzing in detail all sources of losses.

The optimized sensor is a surface-tuned antenna with a geometry that minimizes losses and optimizes the measured signal level, offering the most optimal SNR for measurement at 10 mT. The optimized antenna has a quality factor of Q=800 and a detectivity of 0.04fTHz at 330 kHz.

Our MRI is currently operational and produces Cartesian acquisition images with a resolution of 1x1x10 mm<sup>3</sup> in 15 minutes. We have also implemented the diffusion sequence for the detection of ischemic stroke and are producing 1D acquisitions with 16% contrast and conducting the first 2D diffusion imaging tests on phantoms.

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadrant, Monsieur Claude Fermon pour son soutien, sa gentillesse et tout le savoir qu'il m'a transmis pendant les trois ans de mon doctorat durant lesquels j'ai eu la chance de travailler avec lui.

Je voudrais aussi remercier mon jury, dont mes deux rapporteurs : Monsieur John Gregg et Monsieur Ludovic de Rochefort, ainsi que mes deux examinatrices Marie Poirier-Quinot et Reina Ayde pour leurs questions intéressantes, la discussion enrichissante que nous avons eu lors de ma soutenance, ainsi que pour leur gentillesse et leur bienveillance.

Naturellement, j'aimerais remercier l'équipe du LNO et particulièrement l'équipe Capteur, de m'avoir intégrée, soutenue et encouragée pendant les années de mon doctorat. Un grand merci à Aurélie et Myriam pour leurs corrections de mon manuscrit et de ma présentation de soutenance. Je tiens également à remercier Gérald et Gregory qui ont toujours été là pour nous apporter leur aide technique de manière très efficace et rapide. Evidemment, j'aimerais remercier Wanissa pour son amitié, son soutien, pour tous les rires et toutes les discussions et bons moments que nous avons partagés dans notre bureau pendant ces trois ans.

Je tiens à dire aussi un grand merci à la toute première équipe qui m'a accueillie au SPEC pour un stage de Master 1, le SPHYNX. Un grand merci particulièrement à Caroline et à François pour tout le soutien, la bonne humeur et toutes les discussions enrichissantes !

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude envers ma famille, mes parents dévoués, ma sœur toujours aimante et encourageante, mon mari tout simplement excellent en tout point et ma belle famille adorable car ils ont été à mes côtés dans les bons mais aussi les mauvais moments. Ils ont toujours été là pour me soutenir, me redonner le courage, le sourire et la force de poursuivre mes rêves !



# Glossaire

- ADC = Apperent Diffusion Coefficient (Coefficient de diffusion apparent)
- AVC = Accident Vasculaire Cérébral
- BP = Bande Passante
- cUS = Cranial Ultra Sound (Echographie crânienne)
- DWI = Diffusion Weighted Imaging (Séquence pondérée en diffusion)
- EPI = Echo Planar Imaging (Séquence d'Echo Planar)
- FID = Free Induction Decay
- FOV = Field Of View (champ de vue)
- *FLAIR* = Fluid Attenuated Inversion Recovery (Séquence d'inversion-récupération avec suppression du signal liquidien)
- IRM = Imagerie par Résonance Magnétique
- LCR = Liquide Céphalo-Rachidien
- LFMRI = Low Field MRI
- OMS = Organisation Mondiale de la Santé
- PPM = Parties Par Millions
- POM = PolyOxyMéthylène
- PP = PolyPropylène (dans le contexte d'un condensateur à film en polypropylène)
- RMN = Résonance Magnétique Nucléaire
- RF = RadioFréquences
- SAR = Specific Absorption Rate
- SNR = Signal to Noise Ratio (Rapport signal sur bruit ou RSB)
- SPARKLING = Spreading Projection Algorithm for Rapid K-space sampLING
- TFI = Transformée de Fourier Inverse
- $T_1W/T_2W = T_1/T_2$  Weighted (Imagerie pondérée en  $T_1/T_2$ )
- ULFMRI = Ultra Low Field MRI
- US = Ultra Sound / Ultra Son (Examen d'échographie)
- VLFMRI = Very Low Field MRI

# Table des matières

<b>Chapitre N°1 : La base théorique de l'IRM. Etat de l'art.....</b>	<b>7</b>
<b>1. UNE BREVE HISTOIRE DE LA DECOUVERTE.....</b>	<b>8</b>
<b>2. LA THEORIE DERRIERE LE PHENOMENE DE RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE. 8</b>	
2.1. SPIN ET MOMENT MAGNETIQUE.....	8
2.2. PRECESSION DE LARMOR.....	9
2.3. MISE HORS EQUILIBRE.....	10
2.4. LA RELAXATION <b>T1</b> .....	10
2.5. LA RELAXATION <b>T2</b> .....	11
2.6. MESURE DU SIGNAL RMN.....	13
2.7. L'ECHO DE SPIN.....	13
<b>3. DE LA RMN A L'IRM.....</b>	<b>14</b>
<b>4. ACQUISITION DU SIGNAL EN IRM.....</b>	<b>15</b>
4.1. LES GRADIENTS DE CHAMP MAGNETIQUE.....	15
4.2. LA TRANSFORMEE DE FOURIER.....	16
4.3. CODAGE EN FREQUENCE, CODAGE EN LECTURE.....	16
4.4. CODAGE EN PHASE.....	18
4.5. SELECTION DE TRANCHE.....	19
4.6. LES DIFFERENTS PAVAGES DE L'ESPACE DES K.....	20
4.7. RECONSTRUCTION DE L'IMAGE.....	21
<b>5. CONTRASTE ET PONDERATION.....</b>	<b>21</b>
5.1. LE CONTRASTE EN IRM DANS UNE SEQUENCE D'ECHO DE SPIN.....	21
5.2. CONTRASTE EN DENSITE DE PROTONS.....	24
5.3. LE CONTRASTE EN IRM DANS UNE SEQUENCE D'INVERSION-RECUPERATION.....	24
5.4. LA SEQUENCE D'ECHO DE GRADIENT.....	25
<b>6. ETAT DE L'ART.....</b>	<b>25</b>
6.1. IRM A ULTRA-BAS CHAMP MAGNETIQUE.....	26
6.1.1. <i>L'IRM à champ terrestre</i> .....	27
6.2. IRM A BAS CHAMP MAGNETIQUE.....	27
6.3. IRM A ULTRA HAUT CHAMP MAGNETIQUE.....	32
<b>Chapitre 2 : Le champ statique <math>B_0</math> et les gradients.....</b>	<b>36</b>
<b>1. LA CONCEPTION DE L'IRM.....</b>	<b>37</b>
1.1. LE PROGRAMME DE SIMULATION : LE CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE $B_0$ .....	38
1.2. LE PROGRAMME DE SIMULATION : LES GRADIENTS.....	39
<b>2. LE DESIGN DU CHAMP STATIQUE <math>B_0</math>.....</b>	<b>39</b>
2.1. LES DIFFERENTS DESIGNS CONSIDERES.....	39
2.2. LE RESULTAT DES CALCULS POUR LE DESIGN FINAL.....	42
<b>3. LA BASE THEORIQUE DES GRADIENTS MAGNETIQUES.....</b>	<b>45</b>
3.1. LE DESIGN DES TROIS GRADIENTS.....	46
3.1.1. <i>Intensité du gradient</i> .....	47
3.1.2. <i>Linéarité du gradient</i> .....	47
3.1.3. <i>Temps de montée du gradient</i> .....	48

3.1.4. Vitesse de balayage .....	48
3.2. LE DESIGN DES GRADIENTS .....	48
3.2.1. Gradients $G_x, G_y$ .....	48
3.2.2. Gradient $G_z$ .....	51
3.3. LES GRADIENTS CONCOMITANTS .....	53
<b>4. INSTALLATION DE L'IRM. RESULTATS EXPERIMENTAUX .....</b>	<b>55</b>
4.1. CHAMP PRINCIPAL $B_0$ .....	55
4.2. SALLE DE BLINDAGE DE L'IRM .....	59
4.3. LES GRADIENTS .....	61
<b>5. DISCUSSION SUR LES NORMES DE SECURITE DE L'IRM A TRES BAS CHAMP MAGNETIQUE POUR LE BEBE PREMATURE .....</b>	<b>69</b>

<b>Chapitre 3 : Limites de détection et choix du capteur pour l'IRM à très bas champ magnétique .....</b>	<b>73</b>
<b>1. LE NIVEAU DE SIGNAL DANS UNE MESURE D'IRM A TRES BAS CHAMP MAGNETIQUE</b>	<b>74</b>
<b>2. LES SOURCES DE BRUIT DANS UNE ACQUISITION D'IRM .....</b>	<b>75</b>
<b>3. LE SQUID (SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE) .....</b>	<b>76</b>
3.1. SQUID COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX NON-ACCORDE .....	81
3.2. SQUID COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX ACCORDE .....	82
<b>4. LES CAPTEURS GMR .....</b>	<b>86</b>
4.1. LE CAPTEUR MIXTE .....	89
4.2. LE CAPTEUR GMR COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX .....	92
<b>5. LES ANTENNES ACCORDEES .....</b>	<b>92</b>
5.1. ANTENNES VOLUMIQUES .....	96
5.2. ANTENNES DE SURFACE .....	97

<b>Chapitre 4 : L'optimisation de l'antenne de détection. L'antenne d'émission .....</b>	<b>100</b>
<b>1. LES PREMIERS PROTOTYPES DE L'ANTENNE DE RECEPTION .....</b>	<b>102</b>
<b>2. ETUDE DES PERTES ENERGETIQUES DANS LE DETECTEUR .....</b>	<b>105</b>
2.1. LES PERTES DANS LES CONDENSATEURS D'ACCORD .....	105
2.2. LES PERTES PAR EFFET DE PROXIMITE .....	108
<b>3. LES SECONDS PROTOTYPES DE L'ANTENNE DE RECEPTION .....</b>	<b>110</b>
<b>4. LES TROISIEMES PROTOTYPES D'ANTENNE DE RECEPTION .....</b>	<b>115</b>
4.1. ETUDE THEORIQUE .....	117
4.2. MESURES EXPERIMENTALES .....	126
4.2.1. Mesure du bruit ambiant .....	132
4.2.2. Mesure du bruit du corps .....	133
<b>5. LES QUATRIEMES PROTOTYPES D'ANTENNE DE RECEPTION .....</b>	<b>137</b>
5.1. COMPARAISON DE LA PERFORMANCE DU FIL DE LITZ 195 X 0.10 MM ET LE FIL DE LITZ 300 X 0.10 MM .....	137
5.2. COMPARAISON DU DESIGN MONOCOUCHE ET BICOUCHE .....	139
5.3. SOUSTRACTION DU BRUIT ENVIRONNANT .....	141
<b>6. LES PREAMPLIFICATEURS .....</b>	<b>142</b>

<b>7. L'ANTENNE D'EMISSION .....</b>	<b>148</b>
7.1. PROTOTYPE D'ANTENNE D'EMISSION № 1.....	149
7.2. PROTOTYPE D'ANTENNE D'EMISSION № 2.....	151

**Chapitre 5 : Implémentation de la séquence de diffusion à très bas champ magnétique.....156**

<b>1. LA SEQUENCE DE DIFFUSION.....</b>	<b>157</b>
1.1. LE PHENOMENE PHYSIQUE DE LA DIFFUSION.....	157
1.2. LA SEQUENCE DE DIFFUSION – CONSIDERATIONS THEORIQUES ET TECHNIQUES.....	158
1.2.1. <i>L'IRM de diffusion à bas champ magnétique</i> .....	163
1.3. APPLICATIONS PRINCIPALES DE LA SEQUENCE DE DIFFUSION.....	164
1.3.1. <i>L'IRM de diffusion pour le diagnostic de l'AVC</i> .....	165
1.3.2. <i>L'IRM de diffusion en néonatalogie</i> .....	167
<b>2. RESULTATS EXPERIMENTAUX .....</b>	<b>168</b>
2.1. PREMIERS TESTS DE DIFFUSION.....	168
2.1.1. <i>La fabrication du fantôme de diffusion</i> .....	168
2.1.2. <i>La mesure des propriétés de relaxation du fantôme de diffusion</i> .....	171
2.1.3. <i>La mesure des propriétés diffusives du fantôme de diffusion</i> .....	174
2.2. DEUXIEME SERIE DE TESTS DE DIFFUSION.....	187
2.2.1. <i>Le deuxième fantôme de diffusion</i> .....	189

**COMMENTAIRES, PERSPECTIVES ET CONCLUSION.....191**

**Annexe 1 : Le programme Pascal de calcul du champ magnétique.....195**

<b>1. LE PROGRAMME DE CALCUL DU CHAMP MAGNETIQUE.....</b>	<b>196</b>
1.1. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UN FIL.....	196
1.2. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE RECTANGULAIRE/CARREE.....	199
1.3. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE CIRCULAIRE.....	199
1.4. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE SOLENOÏDE.....	201
1.5. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UN POLYGONE.....	201
<b>2. CHOIX DU POINT D'OBSERVATION .....</b>	<b>202</b>
2.1. LE POINT D'OBSERVATION.....	202
2.2. UNE LIGNE D'OBSERVATION.....	202
2.3. UN VOLUME D'OBSERVATION.....	202
<b>3. CALCUL DE L'INHOMOGENEITE DU CHAMP MAGNETIQUE .....</b>	<b>202</b>
<b>4. CALCUL DU GRADIENT ET SON ERREUR DE LINEARITE .....</b>	<b>204</b>
<b>5. PRESENTATION DE L'INTERFACE GRAPHIQUE DU PROGRAMME PASCAL .....</b>	<b>204</b>
5.1. CREER UN DESIGN DE BOBINE.....	204
5.1.1. <i>Bobine rectangulaire/carrée</i> .....	205
5.1.2. <i>Bobine circulaire</i> .....	205
5.2. CALCULER LE CHAMP MAGNETIQUE GENERE PAR LE DESIGN CHOISI.....	205
5.2.1. <i>Le champ magnétique dans un point de l'espace</i> .....	205
5.2.2. <i>Le champ magnétique sur une ligne d'observation</i> .....	205
5.2.3. <i>Le champ magnétique dans un volume</i> .....	206
5.2.4. <i>Calcul de l'erreur de linéarité du gradient</i> .....	206
5.2.5. <i>Fit d'optimisation de l'homogénéité du champ magnétique</i> .....	206

5.3. VISUALISATION DES COURBES.....	206
5.4. CALCUL DE LA RESISTANCE.....	207
<b>Annexe 2 : La séquence de diffusion.....</b>	<b>211</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>213</b>

Le manuscrit actuel présente mon projet doctoral « L'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré » qui est un travail à l'intersection de la médecine et de la physique. Afin de comprendre la motivation derrière ce projet, il convient de présenter tout d'abord le sujet de notre étude – le bébé prématuré.

D'après l'organisation mondiale de la santé (OMS) un bébé prématuré est tout bébé né avant la 37<sup>ème</sup> semaine de grossesse. De point de vue physiologique, l'accouchement prématuré représente un arrêt soudain du développement de l'enfant pendant une période clé (24<sup>ème</sup> à la 40<sup>ème</sup> semaine de grossesse). C'est une étape très importante pour le développement du cerveau humain durant laquelle se forme la couche de myéline et l'insolation des axones, indispensables pour le fonctionnement normal du contrôle moteur, de la cognition et du système sensoriel.

Il est important de savoir que la prématurité n'est pas un évènement si rare à l'échelle mondiale. Parmi les 135 millions de nouveaux nés en 2010, il y a eu 14.9 millions de bébés prématurés, ce qui représente 11.1% des naissances totales [1]. La prématurité est la cause directe de décès de 35 % de tous les cas de mort néonatale (1 millions au niveau global) en 2010 [2]. Le taux de mortalité élevé est dû aux multiples complications de santé auxquelles sont sujets les enfants prématurés, parmi lesquelles nous pouvons citer: l'hypothermie, les difficultés à se nourrir, les difficultés respiratoires, les infections dues aux déficiences immunitaires, la cécité ou le développement oculaire anormal, ainsi que les lésions cérébrales qui s'avèrent être une des complications de santé les plus létales dans ce groupe de patients [1], [2], [3]. Ces lésions peuvent être hémorragiques (des saignements dans le cerveau durant l'accouchement ou dans les premiers jours de vie) ou ischémiques, comme l'accident vasculaire cérébral (AVC). Le plus fréquemment, les enfants prématurés souffrent de lésions de la substance blanche, qui peuvent être kystiques ou non-kystiques. Parmi les enfants qui survivent, il y a un pourcentage non négligeable qui aura des séquelles et/ou des handicaps importants à vie, comme la paralysie cérébrale, des troubles du développement et des déficiences intellectuelles.

Il est important à noter qu'approximativement 75 % des bébés prématurés pourraient survivre s'ils avaient accès à des soins souvent basiques. Le nombre d'accouchements prématurés et le taux de survie sont inégalement répartis au niveau mondial et dépendent fortement des conditions socio-économiques des pays. L'OMS estime que 60 % des accouchements prématurés ont eu lieu dans la région sub-Saharienne d'Afrique et en Asie du Sud, où cela représente 9.1 millions d'enfants. Le taux de survie, ainsi que la qualité de vie pour les années à suivre (en cas de survie) de l'enfant prématuré dépendent grandement des soins qu'il reçoit dès les premiers jours après sa naissance. 1 enfant sur 10 survit dans les pays en développement comparé aux pays riches où le taux de survie est de 90 % [1], [2].

Toutes ces raisons ont été une grande motivation derrière notre projet dont le but est de développer une installation d'IRM à très bas champ magnétique qui pourrait être utilisé en tout service de néonatalogie et qui serait adapté aux besoins de notre sujet d'étude - les bébés prématurés. Cette installation possédera un mode opératoire compatible avec les couveuses des

services néonataux modernes et proposera une alternative aux modalités d'imagerie actuellement employées dans les établissements hospitaliers. Notre objectif premier était de proposer un outil d'imagerie destiné au diagnostic des lésions cérébrales, et particulièrement le diagnostic de l'AVC chez le bébé prématuré. D'après l'American Academy of Neurology, ce sont notamment les lésions cérébrales dues au manque d'oxygène dans le cerveau (AVC ischémique) qui sont parmi les lésions les plus fréquentes dans ce groupe de patients [4]. En outre, l'AVC peut se produire à tout moment de la période néonatale (de la deuxième moitié de la grossesse jusqu'au premier mois après la naissance) et la rapidité du diagnostic et de l'administration du traitement du patient est un élément clé pour sa survie et son pronostic. Dans de nombreux cas l'AVC sera asymptomatique chez le prématuré et ne sera décelé que lors d'un examen échographique crânien de routine. Ce type d'imagerie est sensible aux lésions de grande ou moyenne taille mais n'est pas efficace dans le diagnostic de petites lésions. Par ailleurs, l'efficacité de l'examen est très dépendante de l'opérateur et son expérience et peut ne pas fournir des résultats conclusifs. L'examen médical qui a la plus grande spécificité et sensibilité à l'AVC ischémique est l'IRM de diffusion. Malheureusement, les enfants prématurés étant très vulnérables, ils ne peuvent subir un examen d'IRM qu'à l'âge équivalent au terme, donc parfois des semaines, voire des mois après l'apparition des premiers symptômes de l'AVC. Ceci est d'autant plus dommage que le cerveau des enfants prématurés possède une plasticité accrue en comparaison au cerveau adulte, ce qui leur permet d'avoir un meilleur rétablissement et un meilleur pronostic avec des séquelles moins graves. Néanmoins, le diagnostic doit être fait à temps afin d'adapter au mieux le traitement et ainsi minimiser les handicaps en cas de survie.

Afin de mieux apprécier l'importance de l'IRM pour le diagnostic correcte des bébés prématurés, nous proposons une comparaison de la performance et de la fiabilité de l'échographie et de l'IRM comme modalités d'imagerie en néonatalogie. L'échographie crânienne (cUS) étant facilement disponible et non-invasive, est la modalité de premier choix dans les services néonataux de soins intensifs. Des recherches ont démontré que l'ultrason crânien peut être très efficace dans la détection des lésions kystiques, à l'exception des kystes de très petite taille (< 5 mm). A l'opposé, sa capacité de détection est limitée dans le cas des lésions non kystiques/les lésions diffuses de la substance blanche, qui sont plus fréquentes et sont la cause sous-jacente des troubles neurodéveloppementaux. Le cUS a donc une sensibilité de détection de l'ischémie hypoxique de seulement 28% et surtout une sensibilité insuffisante dans la zone périphérique du cerveau et le cervelet. Un inconvénient important est aussi la variabilité des images obtenues en fonction de l'appareil et/ou la sonde à ultrason utilisés. Malgré ces points négatifs, le cUS reste un outil indispensable dans les soins des services néonataux car il est la seule modalité d'imagerie de routine utilisée à présent et il a le mérite important de permettre la différenciation des patients sains de ceux qui présentent des lésions cérébrales [5], [6], [7], [8].

Contrairement à cela, de nombreuses études ont montré que l'IRM donne des renseignements plus précis sur la localisation et l'étendue des lésions cérébrales et est capable de détecter plus de lésions (jusqu'à 56% [9]), mais aussi des anomalies de petites tailles invisibles sur le cUS [6],

[7], [10]. Ceci est d'autant plus important étant donné la forte corrélation entre les lésions de la matière blanche et l'altération de multiples processus de développement du cerveau [10], [11]. Additionnellement, 50 % des nouveaux nés qui ont développé l'infirmité motrice cérébrale avaient des examens d'échographie crânienne normaux pendant la période néonatale. Il a été suggéré que le cUS n'aurait la capacité de diagnostiquer qu'en surface les troubles potentiels de neurodéveloppement. [6], [9].

Néanmoins, l'IRM est un examen long et accablant pour l'enfant prématuré, qui doit être planifié en avance et qui n'est pratiquement jamais réalisé sur des sujets en état de santé instable. D'après les indications cliniques de l'Association Britanniques de médecine périnatale, un examen d'IRM ne peut être réalisé qu'à l'âge équivalent au terme sauf dans des circonstances exceptionnelles où le néonatalogiste le considère nécessaire pour la survie du patient [12]. Habituellement, pour assurer l'immobilité du sujet, une anesthésie est administrée. Néanmoins la pharmacocinétique de la plupart des médicaments utilisés sur les nouveaux-nés n'est pas bien connue. La Food and Drug Administration aux Etats Unis (FDA) a publié en 2016 la "Drug Safety Communication" suggérant qu'une anesthésie de plus de 3 heures chez les enfants de moins de 3 ans pourrait affecter le développement du cerveau de l'enfant. En outre, un examen d'IRM chez l'enfant prématuré ne se déroule pas de la même façon que chez l'adulte et demande des précautions particulières comme la surveillance de la pression artérielle, de la saturation en oxygène, de la fréquence cardiaque et de la respiration chez tous les patients pédiatriques sous sédatif [13].

Récemment, des études ont approuvé des techniques de réalisation d'IRM sans sédation pendant la période néonatale, mais ça reste une procédure à risque élevé destiné aux cas d'exception qui demande une planification et un travail conjoint de toute une équipe médicale. L'enfant doit être immobilisé avec un matelas à vide afin de réduire les artefacts dus aux mouvements. Il doit être nourri 30 minutes avant l'examen pour encourager le sommeil. Des protections auditives et un oxymètre de pouls sont nécessaires. Un médecin néonatalogiste et une infirmière doivent être présents pendant toute la procédure (préparation, transferts et résonance). Le transport vers la salle d'examen est effectué avec un équipement approprié compatible avec l'IRM (incubateur, ventilateur, surveillance de la température, des pompes intraveineuses, une équipe néonatalogiste en cas de besoin de ressusciter l'enfant) [14]. Le taux de réussite de ce protocole varie entre 90 et 97 % [15] mais des événements indésirables comme l'hypothermie et l'instabilité respiratoire sont possibles dans les 24 heures suivant l'examen [16].

On peut donc conclure que l'IRM est un pas nécessaire dans la meilleure prise en charge des bébés prématurés mais cela reste une procédure à risque, qui à présent n'est pas adapté pour des analyses de routine, contrairement à l'échographie crânienne. C'est dans cette optique là que notre projet de recherche espère donner une solution à cette question médicale ouverte de comment rendre l'IRM accessible même à ce groupe de patients très vulnérables ?

Après avoir discuté l'intérêt diagnostique de l'IRM en néonatalogie, il sera intéressant de



présenter notre outil de recherche : l'IRM à très bas champ magnétique. Ce type d'installation possède des caractéristiques intrinsèques, liées notamment à l'utilisation de bas champ magnétique, qui en font une modalité d'imagerie compatible avec le travail avec des bébés prématurés.

L'IRM de très bas champ magnétique a un fonctionnement strictement identique à une IRM standard utilisée en routine clinique. La différence principale des deux types d'installation est notamment l'intensité du champ statique  $B_0$ , ce qui dans le cas de notre projet est seulement 8 mT, soit presque 200 fois inférieure au champ principal des IRM standards de 1.5 T utilisées dans la plupart des centres hospitaliers. Le fait de travailler avec un très bas champ magnétique implique certains avantages.

Premièrement, pour créer un champ  $B_0 = 8 \text{ mT}$ , on n'a besoin d'utiliser que des électroaimants, et non pas des aimants supraconducteurs. Ils ne sont parcourus que par quelques dizaines d'Ampère, donc le refroidissement des bobines s'effectue à l'aide de l'eau froide. On n'a plus besoin d'Hélium liquide, ce qui diminue significativement le prix de l'IRM, ainsi que le coût de maintien. Par ailleurs, notre installation est plus légère et ne requiert pas une grande salle blindée pour être installée car la ligne de 5 Gauss (qui fait référence à la limite de sécurité établie pour l'exposition aux champs magnétiques statiques) ne se situe qu'à 3 mètres du centre de l'IRM. Ainsi notre installation présenterait une alternative peu chère au grand scanner de 1.5 T ou 3 T, ce qui donnerait accès à cette modalité d'imagerie à un plus grand nombre de patients et serait financièrement plus accessible dans des établissements hospitaliers où le prix d'une IRM à haut champ représente un investissement trop important.

Deuxièmement, le travail avec un très bas champ magnétique statique implique que les gradients de notre IRM auraient une intensité significativement inférieure qu'à haut champ. Ceci est un avantage particulièrement intéressant car c'est précisément la commutation des gradients lors d'un examen d'IRM qui provoque le bruit acoustique très fort pouvant aller jusqu'à 100 dBa dans le cas de l'imagerie ultra-rapide. Quand le champ magnétique  $B_0$  est très faible, la force de Lorentz qui est à l'origine du bruit acoustique sera aussi moins forte et donc l'installation reste quasi silencieuse. Ceci est une caractéristique intrinsèque à l'IRM de très bas champ magnétique qui s'avère très utile car premièrement aucune protection des oreilles ne serait nécessaire pour les bébés qui passeraient un examen d'IRM et deuxièmement l'installation est compatible avec les exigences d'un milieu ambiant silencieux et calme des services de néonatalogie.

Troisièmement, le fait de travailler avec un faible champ magnétique signifie que la quantité d'énergie déposée dans le corps du patient sous forme de chaleur lors de l'examen d'imagerie serait significativement diminuée. Cet échauffement des tissus caractérisé par le SAR (Specific Absorption Rate) est un des principaux paramètres surveillés lors d'un examen d'IRM. Le SAR est défini comme :

---

$$SAR = \frac{\sigma A^2 \omega^2 B_1^2 D}{2\rho}$$

---

où  $\sigma$  est la conductivité des tissus,  $A$  est la surface de l'objet,  $\omega$  est la fréquence de Larmor,  $B_1$  est l'intensité du champ d'excitation et  $D$  est le pourcentage de temps pendant lequel le champ  $B_1$  est actif durant la séquence d'acquisition.

Comme nous pouvons constater le niveau de SAR déposé dans le corps dépend de la fréquence de travail, et donc du champ principal  $B_0$ . Il est réglementé que pour la sécurité des patients la température des organes ne doit jamais augmenter de plus de  $1^\circ$  durant l'examen. Dans le cas de l'IRM à très bas champ magnétique, l'échauffement des tissus est bien inférieur à cette limite. Il serait même possible de conduire de longues mesures afin de surveiller à des intervalles réguliers des enfants considérés sous risque d'AVC.

Finalement, un des plus grands avantages de l'IRM à très bas champ magnétique est la possibilité de travailler avec un design complètement ouvert, compatible avec les couveuses des enfants prématurés. Le design ouvert rend possible l'installation de la couveuse dans l'IRM sans la nécessité de déplacer le bébé, en assurant un accès facile à l'enfant à tout moment si une intervention d'urgence est nécessaire.

Notre installation d'IRM vient bien évidemment non seulement avec des avantages, mais aussi avec des problèmes et des complications particuliers au travail à très bas champ magnétique. Néanmoins, ce projet a le potentiel d'introduire une innovation intéressante dans le monde de l'imagerie médicale et pourrait à terme aider les médecins à apporter les meilleurs soins possibles aux bébés prématurés et leur offrir une prise en charge optimisée aux besoins de chacun.

Dans la suite de ce manuscrit nous allons retracer les différentes étapes de mon travail sur le projet. Le premier chapitre propose un rappel rapide des bases de l'IRM, ainsi qu'une présentation de l'état de l'art dans le domaine. Le deuxième chapitre détaillera chaque pas dans le design et la construction des bobines du champ principal  $B_0$  et des gradients magnétiques, en justifiant nos choix par des discussions des contraintes particulières imposées par l'application visée pour notre IRM. Le troisième chapitre proposera une comparaison théorique de trois types de capteurs compatibles avec la mesure du signal à très bas champ magnétique, afin de rendre claire les raisons pour lesquelles nous avons choisi notre détecteur – une antenne accordée. Le quatrième chapitre retracera tout le processus d'optimisation de cette antenne accordée en détaillant les objectifs que nous nous étions posés. Une présentation de l'antenne d'émission du champ d'excitation  $B_1$  sera faite aussi. Finalement, le cinquième chapitre abordera un sujet très intéressant – la séquence de diffusion, le gold standard dans le diagnostic de l'AVC ischémique. Nous raconterons les étapes d'implémentation de cette séquence à notre installation d'IRM, ainsi

que tous les tests qui ont été faits pour vérifier sa faisabilité. Nous finirons ce manuscrit avec une conclusion sur le progrès qui a été fait en trois ans de travail et ferons un commentaire sur l'état actuel de notre installation d'IRM, ainsi que les points qui restent à étudier dans le futur.

# Chapitre N°1 : La base théorique de l'IRM. Etat de l'art.

## Table des matières

<b>1. UNE BREVE HISTOIRE DE LA DECOUVERTE .....</b>	<b>8</b>
<b>2. LA THEORIE DERRIERE LE PHENOMENE DE RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE .</b>	<b>8</b>
2.1. SPIN ET MOMENT MAGNETIQUE .....	8
2.2. PRECESSION DE LARMOR.....	9
2.3. MISE HORS EQUILIBRE .....	10
2.4. LA RELAXATION <b>T1</b> .....	10
2.5. LA RELAXATION <b>T2</b> .....	11
2.6. MESURE DU SIGNAL RMN.....	13
2.7. L'ECHO DE SPIN.....	13
<b>3. DE LA RMN A L'IRM .....</b>	<b>14</b>
<b>4. ACQUISITION DU SIGNAL EN IRM .....</b>	<b>15</b>
4.1. LES GRADIENTS DE CHAMP MAGNETIQUE .....	15
4.2. LA TRANSFORMEE DE FOURIER : .....	16
4.3. CODAGE EN FREQUENCE, CODAGE EN LECTURE.....	16
4.4. CODAGE EN PHASE .....	18
4.5. SELECTION DE TRANCHE .....	19
4.6. LES DIFFERENTS PAVAGES DE L'ESPACE DES K.....	20
4.7. RECONSTRUCTION DE L'IMAGE .....	21
<b>5. CONTRASTE ET PONDERATION .....</b>	<b>21</b>
5.1. LE CONTRASTE EN IRM DANS UNE SEQUENCE D'ECHO DE SPIN .....	21
5.2. CONTRASTE EN DENSITE DE PROTONS .....	24
5.3. LE CONTRASTE EN IRM DANS UNE SEQUENCE D'INVERSION-RECUPERATION.....	24
5.4. LA SEQUENCE D'ECHO DE GRADIENT.....	25
<b>6. ETAT DE L'ART .....</b>	<b>25</b>
6.1. IRM A ULTRA-BAS CHAMP MAGNETIQUE .....	26
6.1.1. <i>L'IRM à champ terrestre</i> .....	27
6.2. IRM A BAS CHAMP MAGNETIQUE.....	27
6.3. IRM A ULTRA HAUT CHAMP MAGNETIQUE .....	32

Dans ce chapitre plusieurs concepts clés seront abordés pour mieux comprendre le mode de fonctionnement de l'IRM. Tout d'abord la physique derrière le phénomène de la résonance magnétique sera présentée, en abordant des notions comme le spin nucléaire et le moment magnétique microscopique et macroscopique, ainsi que l'effet d'un champ statique externe sur un échantillon. Ensuite nous introduisons la notion de fréquence de Larmor – un concept clé à la base du phénomène de la résonance magnétique et qui est étroitement lié à l'excitation du système. On étudiera les deux types de relaxation-  $T_1$  et  $T_2$ , décrits par les équations de Bloch et le signal émis durant cette relaxation, connu comme FID (Free Induction Decay). Ayant exposé le fonctionnement de la RMN et la physique derrière, on passera au niveau d'au-dessus en présentant l'IRM et les parties indispensables pour le fonctionnement d'une telle installation. On examinera les principes de base d'une acquisition d'IRM, basée sur l'encodage spatial et le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel, connu sous le nom « d'espace des  $k$  », assurée par un outil mathématique important – la Transformée de Fourier. Finalement, nous allons présenter brièvement le fonctionnement de trois séquences de base – l'écho de spin, l'inversion-récupération et l'écho de gradient, ainsi que les contrastes qu'elles produisent et les avantages respectifs qu'elles proposent. Pour finir ce chapitre théorique, nous proposons un état de l'art de l'IRM qui sera divisé en trois parties principales centrées sur les trois grands axes de développement et de recherche dans le domaine de l'IRM, notamment l'IRM d'ultra bas champ, bas champ et ultra haut champ magnétique. Nous présenterons les points forts mais aussi les difficultés de ces types d'installation, ainsi que certaines de leurs applications les plus intéressantes et prometteuses. Ce chapitre est une introduction théorique, mais aussi une tentative de présenter le domaine de l'IRM dans un contexte plus large en espérant aider le lecteur d'apprécier mieux la place et de comprendre l'ambition de notre projet d'IRM de très bas champ magnétique pour les bébés prématurés.

## 1. Une brève histoire de la découverte

L'histoire de la RMN et de l'IRM commence en 1946 avec le travail de F.Bloch et E.Mills Purcell sur le phénomène de la résonance magnétique. Ils étudient le comportement d'échantillons d'eau et de paraffine mis dans un champ magnétique externe. Ils constatent que les noyaux de certains atomes absorbent et émettent des ondes électromagnétiques quand ils sont placés dans un champ magnétique intense et ils concluent qu'il existe donc un couplage entre le moment magnétique nucléaire des atomes dans les échantillons et le champ magnétique externe. Dans les années qui suivent, la résonance magnétique et ses applications potentielles deviennent un sujet de recherche important. Dans les années 70 apparaît la spectroscopie par résonance magnétique, basée sur la découverte du déplacement chimique en 1950 par Proctor et Yu. Le développement technologique des années 80 et 90, ainsi que l'apparition de l'ordinateur, rendent possible la reconstruction d'image et les acquisitions de signal moins chronophages. Les dates phares dans le domaine de l'IRM sont :

- 1973 : la première acquisition d'IRM in vitro par P.C.Lauterbur
- 1977 : la première acquisition d'IRM in vivo humaine par P.Mansfield
- 1983 : la première image d'IRM à 1.5T

## 2. La théorie derrière le phénomène de résonance magnétique nucléaire

### 2.1. Spin et moment magnétique

Le phénomène de résonance magnétique nucléaire est étroitement lié à la notion du spin nucléaire qui est le moment cinétique intrinsèque des particules quantiques. Ce moment, est quantifié et peut être entier ou demi-entier. Pour les protons et les neutrons, qui constituent les noyaux des atomes, ce nombre est égal à  $s = \frac{1}{2}$ . Le spin pour un atome dépend de la composition du noyau. Il existe des noyaux à nombre de protons et neutrons pairs dont le spin est nul, comme l'isotope de l'oxygène  $^{16}_8\text{O}$ . D'autre part, les noyaux composés d'un nombre total de protons et de neutrons impair ont un spin  $\vec{S}$  non-nul. Un moment magnétique microscopique  $\vec{\mu} = \gamma\vec{S}$  est proportionnel au spin à travers le rapport gyromagnétique  $\gamma$ .

Pour l'IRM, le noyau d'hydrogène est observé grâce à son abondance. Il a un spin  $\frac{1}{2}$  et un rapport gyromagnétique  $\frac{\gamma}{2\pi} = 42.576 \text{ MHz/Tesla}$ .

Pour un spin  $\frac{1}{2}$ , il existe deux états propres possibles, en général notés  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$ . Le spin d'un proton quelconque est une combinaison linéaire (complexe) de ces deux états propres. On peut montrer que cela correspond à une direction quelconque dans l'espace. En appelant l'axe de quantification z, les états  $|+\rangle$  et  $|-\rangle$  correspondent à des spins alignés respectivement suivant z et suivant  $-z$ . Ainsi, un spin pointant suivant x a un état  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle)$  par exemple.

En l'absence de champ magnétique externe, les différents états ont la même énergie et donc les moments nucléaires sont orientés de façon aléatoire. En présence d'un champ magnétique  $\vec{B}_0$ , l'énergie d'interaction appelée énergie Zeemann s'écrit  $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$ . Elle est minimale lorsque le moment magnétique (et donc le spin) est aligné le long du champ magnétique. Pour un spin  $\frac{1}{2}$ , il y a deux niveaux d'énergie distincts dans lesquels les particules se répartissent :  $E = \frac{+\gamma\hbar B_0}{2}$  et  $E = \frac{-\gamma\hbar B_0}{2}$ . La statistique de Maxwell-Boltzmann peut être utilisée pour caractériser la répartition des particules entre ces deux niveaux d'énergie : parallèle et antiparallèle. A

l'équilibre thermique la population  $P_i$  du niveau  $i$  (avec  $i = \frac{-1}{2}$  ou  $i = \frac{+1}{2}$ ) est :  $P_i = \frac{e^{\frac{-E_i}{k_B T}}}{\sum_i e^{\frac{-E_i}{k_B T}}}$ .

Dû à un léger surplus de particules dans l'état parallèle, un moment magnétique macroscopique apparaît :

---


$$M = \frac{N\mu^2 B_0}{k_B T} = \frac{N\gamma^2 \hbar^2 B_0}{4k_B T} \quad \text{Eq.1}$$


---

où N est le nombre de particules,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et T est la température.

## 2.2. Précession de Larmor

A l'équilibre ce vecteur d'aimantation  $\vec{M}$  est colinéaire au champ externe  $\vec{B}_0$ . Hors équilibre, un couple s'exerce sur l'aimantation et l'équation de Bloch nous donne sa dynamique.

---


$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times \vec{B}_0) \quad \text{Eq.2}$$


---

Du point de vue quantique, cette précession est équivalente à la précession de Rabi entre deux niveaux dans le cas d'un état propre non colinéaire. La fréquence de précession, dite de Larmor, est dans le domaine radiofréquentiel. Pour notre champ de 8 mT, elle vaut donc 340 kHz.

### 2.3. Mise hors équilibre

Afin de mesurer un signal, il faut provoquer des transitions énergétiques entre les deux niveaux d'énergie. Il est donc nécessaire de perturber l'équilibre dans lequel se trouve le système. Cela peut être fait de deux façons différentes : soit un changement de la direction du champ principal, soit l'application d'une onde radiofréquence à la fréquence de Larmor.

Le premier cas, ne peut pas être utilisé à haut champ mais à très bas champ, on peut avoir un champ de prépolarisation le long d'une direction par exemple X et un champ de mesure suivant Z.

Le second cas, peut être traité quantiquement ou classiquement. La vision quantique est d'appliquer un champ de radiofréquence qui induit des transitions entre les deux niveaux d'énergie. La vision classique permet de mieux saisir la notion d'impulsion de  $\frac{\pi}{2}$  ou de  $\pi$ . On applique un champ  $\vec{B}_1$  perpendiculaire au champ principal, qui varie à la fréquence de Larmor. Si on se place dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor, le champ  $B_0$  disparaît et le champ  $B_1$  apparaît comme statique. Suivant l'équation de Bloch, une précession autour de  $\vec{B}_1$  se met en place. Si on applique ce champ radiofréquence durant un temps T alors, l'aimantation a basculé d'un angle  $\alpha = \gamma B_1 T$ . On parlera ainsi d'une impulsion de  $\frac{\pi}{2}$  ou de  $\pi$  pour une rotation de  $90^\circ$  de l'aimantation ou de  $180^\circ$ . Pour donner un ordre de grandeur, des champs  $\vec{B}_1$  de l'ordre de quelques mT sont appliqués. Pour 1 mT, un pulse de  $\frac{\pi}{2}$  demande une impulsion d'environ 6  $\mu s$ .

Dès la fin de l'impulsion radiofréquence, le système retourne vers son état d'équilibre de base : l'état parallèle de plus basse énergie. Ce retour à l'équilibre se réalise par échange d'énergie entre le système de spins et le monde extérieur.

### 2.4. La relaxation $T_1$

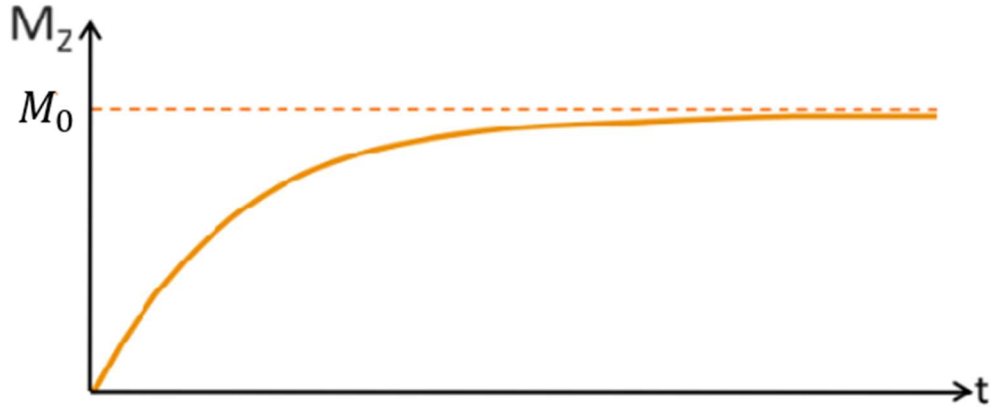
On prendra dans la suite, le champ principal le long de l'axe Oz pour simplifier l'écriture des équations.

Suite à une impulsion  $\frac{\pi}{2}$  par exemple, l'aimantation longitudinale  $M_z$  repousse progressivement pour retrouver sa valeur initiale  $M_0$ . Il s'effectue une émission d'énergie de la même quantité que celle qui a été absorbée durant l'excitation. On appelle ce retour à l'équilibre relaxation longitudinale. La repousse de l'aimantation longitudinale  $M_z$  est sous la forme d'une exponentielle croissante suivant l'équation de Bloch (Eq.3, Fig.1) avec la constante de temps caractéristique de relaxation longitudinale, appelée  $T_1$ .

---


$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times B_0) - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1} \quad \text{Eq.3}$$


---



*Fig. 1* : Représentation schématique de la repousse de l'aimantation longitudinale  $M_z$  durant le retour des spins vers l'état d'équilibre de basse énergie. Elle suit une loi exponentielle croissante caractérisée par la constante de temps  $T_1$ . *Source : manuel de Master 2 Imagerie Biomédicale IBM2, Université Paris Saclay, 2019-2020.*

Chaque tissu possède une valeur caractéristique de  $T_1$  et sa valeur typique varie entre 500 – 1000 ms pour les IRM à 1.5 T (cf. *Tableau 1*).

<i>Tissu :</i>	<i>Temps de relaxation <math>T_1</math> (ms) pour 1.5 T</i>
Graisse	260
Substance blanche	780
Substance grise	920
LCR	2500
Lésion cérébrale	$\approx 900$

*Tableau 1* : Tableau présentant les valeurs du temps de relaxation longitudinale  $T_1$  pour différents types de tissus et lésions cérébrales pour une IRM de 1.5 T.

## 2.5. La relaxation $T_2$

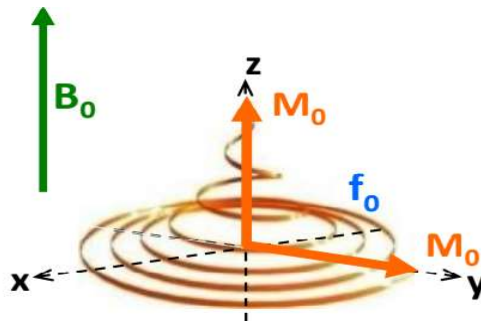
A la fin d'une impulsion de  $\frac{\pi}{2}$ , l'aimantation a été basculée dans un plan orthogonal au champ principal. Cette aimantation transversale va décroître pour un système parfaitement homogène et sans interactions comme la croissance de l'aimantation longitudinale. En pratique cette aimantation décroît plus vite car tous les spins ne voient pas nécessairement le même champ et donc vont précesser à des vitesses légèrement différentes. Il s'ensuit une décohérence de l'aimantation qui peut (ou pas) être exponentielle (cf. *Eq.4*). Si elle l'est, ce qui est souvent le cas des liquides, on va parler de temps de relaxation  $T_2$ , tout en gardant en mémoire que ce n'est pas un temps de relaxation mais un temps de décohérence sans échange d'énergie avec le monde



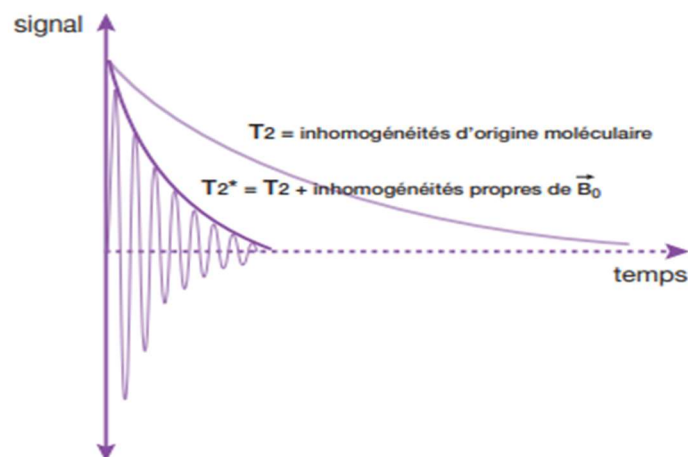
extérieur. Les trois sources principales de décohérence sont les interactions spin-spins, les interactions avec des impuretés paramagnétiques (comme l'hémoglobine ou des agents de contraste) et enfin l'inhomogénéité du champ principal. Nous verrons qu'avec la séquence écho de spin l'effet de l'inhomogénéité du champ principal peut être corrigé pour ne garder que les autres sources, caractéristiques des différences entre les tissus.

$$\frac{dM_{x,y}(t)}{dt} = \gamma(\vec{M}(t) \times B_0) - \frac{M_{x,y}(t)}{T_2} \quad \text{Eq.4}$$

Durant la relaxation transversale le vecteur d'aimantation macroscopique  $\vec{M}$  continue de tourner autour de l'axe du champ principal  $B_0$ . Il effectue donc un mouvement de précession amortie à la fréquence de Larmor  $f_0$ . (Fig. 2).



*Fig. 2* : Lors de la relaxation du système le vecteur d'aimantation macroscopique  $\vec{M}$  effectue une précession amortie autour de l'axe du champ principal  $B_0$ . Source : manuel de Master 2 Imagerie Biomédicale IBM2, Université Paris Saclay, 2019-2020.



*Fig.3* : La composante transversale de l'aimantation  $\vec{M}_{xy}$  décroît de sa valeur maximale vers 0 à cause du déphasage rapide des spins sous l'influence des interactions locales ou du champ magnétique principal  $B_0$ . La transformée de Fourier de cette décroissance donne la distribution des champs locaux. Source : B.Kastler, D.Vetter, Z.Patay, P.Germain; Comprendre l'IRM Manuel d'auto-apprentissage 7e édition entièrement révisée ; 2011, Elsevier Masson SAS ; ISBN : 978-2-294-71044-5

La constante de temps  $T_2$  correspond au moment où l'aimantation a diminué de 63% de sa valeur maximale. Sa valeur varie en fonction de la structure moléculaire de la matière et est caractéristique de chaque tissu. La valeur standard du  $T_2$  varie entre 50 – 100 ms dans les IRM de 1.5 T. On constate que le  $T_2$  est beaucoup plus court que le  $T_1$ . A bas champ magnétique,  $T_1$  et  $T_2$  ont des valeurs plus proches.

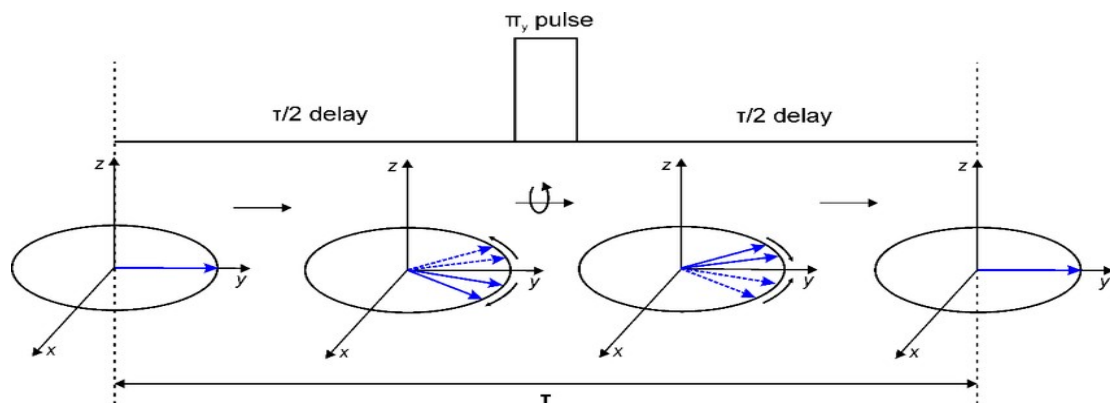
## 2.6. Mesure du signal RMN

Durant la relaxation, la précession de  $\vec{M}_{xy}$  dans le plan transverse induit une onde de radiofréquence. Ce signal est appelé communément FID (Free Induction Decay). Il est mesuré par une antenne de réception qui le transforme en signal électrique mesurable. Ceci est le signal de base de la RMN.

Il est important de noter que la mesure de la composante longitudinale  $\vec{M}_z$  est extrêmement difficile car elle est typiquement de l'ordre du pico Tesla dans un champ statique  $B_0$  de 1 T. Il est néanmoins possible d'accéder à la mesure indirecte de  $\vec{M}_z$  en utilisant une séquence d'IRM d'inversion-récupération, qui sera présentée dans la suite de ce chapitre.

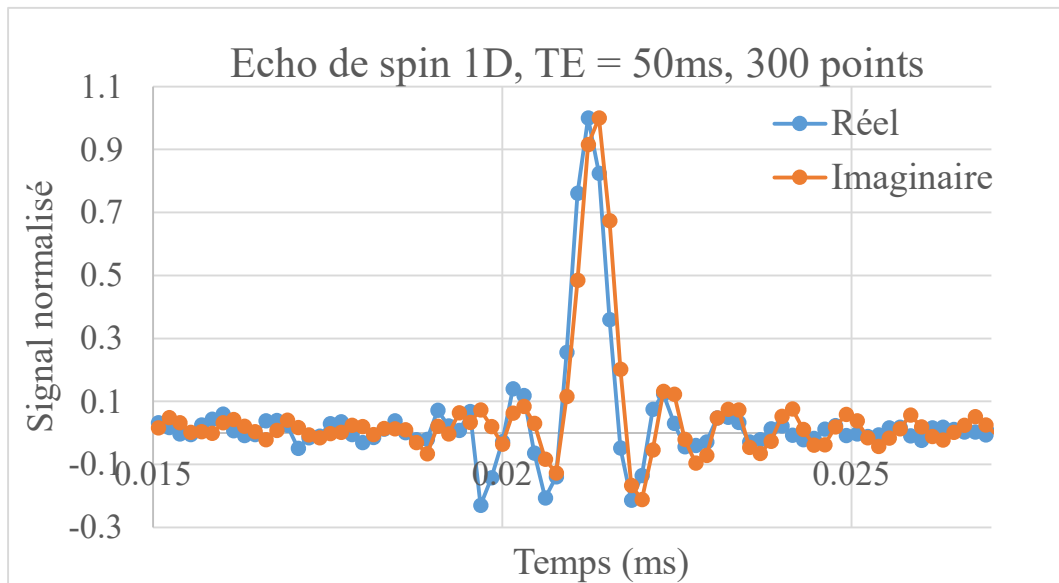
## 2.7. L'écho de spin

L'écho de spin ou écho de Hahn consiste à appliquer une séquence composée d'une impulsion de  $\frac{\pi}{2}$  servant à mettre le système hors équilibre et après un temps d'attente appliquer une impulsion de  $\pi$  qui renverse les aimantations comme illustré à la Fig. 4.

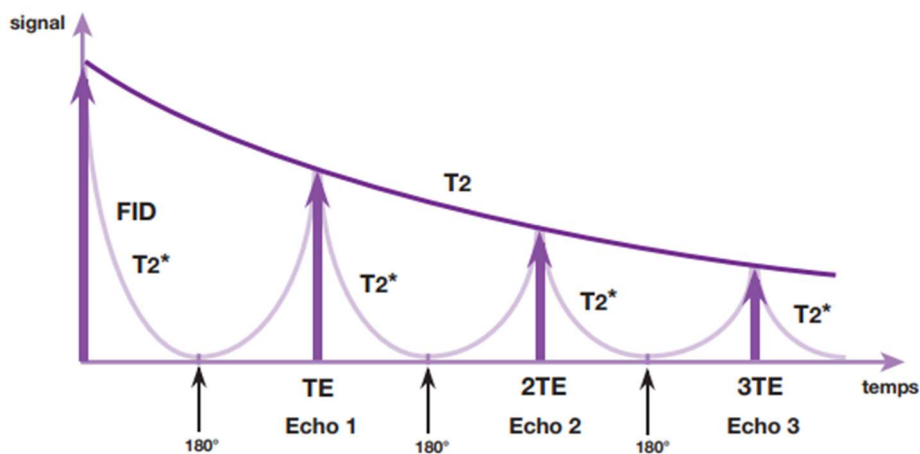


*Fig. 4* : Après une impulsion de  $\frac{\pi}{2}$ , les spins se mettent à précesser dans leur champ local, après un temps donné, ici  $\tau$ , on a une dispersion des aimantations locales dues aux inhomogénéités de champ. Si une impulsion de  $\pi$  est appliquée à  $\frac{T_E}{2}$ , on réalise une inversion temporelle et le signal se refocalise à  $T_E$ . Source: Rudraksha Dutta Majumdar; *A nuclear magnetic resonance spectroscopic investigation of the molecular structure and aggregation behavior of asphalttenes*.

L'intérêt de l'écho de spin est triple. Tout d'abord, il permet de s'affranchir des inhomogénéités de champ statique, ensuite il permet de mesurer le signal en dehors de la présence d'impulsion ce qui est particulièrement utile et enfin, il est possible avec des impulsions de  $\pi$  régulières de réaliser plusieurs échos. La Fig.5 montre un écho réalisé sur notre expérience.



*Fig. 5* : Acquisition 1D, séquence écho de spin avec  $T_E = 50 \text{ ms}$ , 300 points fait sur notre IRM à très bas champ magnétique de 8 mT.



*Fig. 6* : Multi écho montrant la différence entre le  $T_2^*$  dû à l'inhomogénéité du champ et le  $T_2$  dû aux interactions locales. Source : B.Kastler, D.Vetter, Z.Patay, P.Germain; *Comprendre l'IRM Manuel d'auto-apprentissage 7e édition entièrement révisée* ; 2011, Elsevier Masson SAS ; ISBN : 978-2-294-71044-5

### 3. De la RMN à l'IRM

La spectroscopie RMN est utilisée pour déterminer la structure moléculaire de la matière au niveau atomique. Elle est entièrement basée sur le phénomène de la résonance magnétique. Une installation de RMN est constituée à minima de :

- Bobines qui créent le champ statique  $B_0$  le plus homogène possible.
- Antenne d'émission créant le champ oscillant  $B_1$

- Une antenne de réception du signal brut
- Console électronique et informatique pour générer les impulsions radiofréquence, acquérir et traiter le signal afin d'obtenir des données exploitables.

A cela s'ajoute :

Un blindage : Le blindage est utilisé, d'une part pour isoler l'installation des champs externes qui viendraient perturber l'acquisition, et d'autre part pour confiner le champ statique  $B_0$  au sein d'un périmètre de sécurité réglementé. Il existe deux types principaux de blindage :

- Blindage des ondes RF : Elle empêche les ondes de radiofréquence, produites par tout appareil électronique d'être capté par les antennes de réception.
- Blindage de champ magnétique : Ce type de blindage est nécessaire afin de confiner les lignes du champ magnétique au plus près de l'installation et donc de rapprocher la ligne de 5 Gauss à la salle de l'IRM (5 Gauss est la valeur du champ magnétique à partir de laquelle il est possible de dérégler un pacemaker). Le blindage peut être passif : des poutres en acier ou de fer entourant l'aimant ; ou actif : bobinage inversé qui produit un contre champ magnétique dont les lignes de champ s'opposent à celles du champ permanent.

Shimming/correcteur de champ : Le shimming sert à compenser les inhomogénéités du champ permanent  $B_0$ . Il peut être passif ou actif (des bobines résistives, voire les gradients mêmes dans le cas de l'IRM à très bas champ magnétique).

Le signal RMN se présente sous la forme d'une FID qui nous renseigne sur :

1. L'amplitude du signal.
2. Le couplage entre les spins (cela est la base de la spectroscopie RMN).
3. La distribution du champ principal.

Afin d'obtenir des images 2D ou 3D de l'échantillon, il est nécessaire d'ajouter une information spatiale au signal acquis et donc passer vers l'étape suivante : l'IRM. La clé de l'IRM est de réaliser un codage spatial à travers la fréquence de résonance des noyaux mesurés. Ainsi si le champ magnétique n'est plus constant mais varie linéairement avec la position le long d'une direction donnée, la fréquence de résonance sera directement reliée à la position des noyaux correspondants. L'IRM va donc consister à rajouter à la RMN des gradients de champ linéaires dans les trois directions de l'espace. Le fonctionnement exact des gradients sera exposé dans la suite de ce chapitre.

## 4. Acquisition du signal en IRM

La localisation du signal en IRM se fait grâce à l'utilisation conjointe de deux outils : les gradients de champs magnétiques et la Transformée de Fourier.

### 4.1. Les gradients de champ magnétique

Les gradients génèrent des champs magnétiques linéaires qui viennent s'ajouter au champ magnétique principal  $B_0$  dans la direction de leur application et modifient la fréquence de précession des spins comme suit :

---

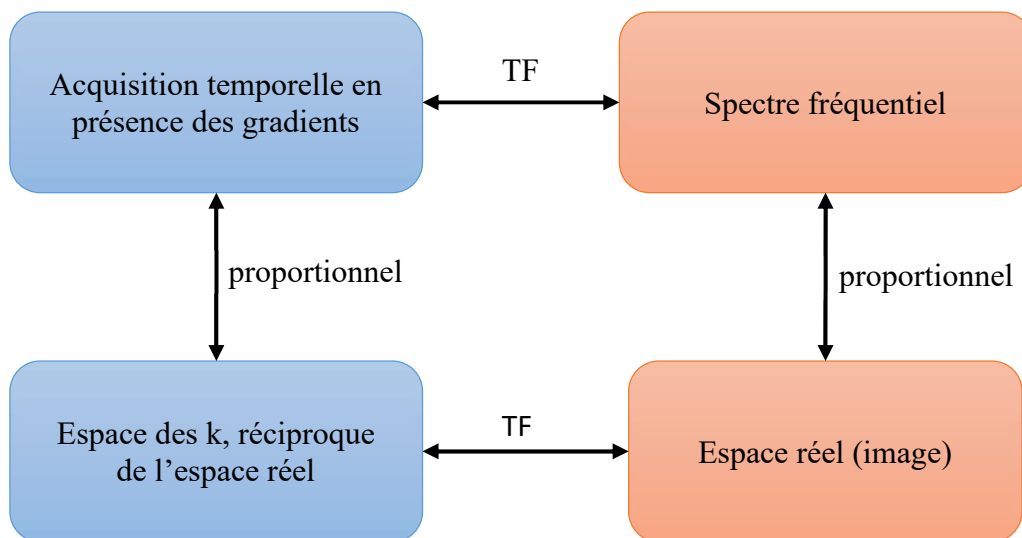

$$\omega = \gamma B = \gamma(B_0 + G_i \cdot i) \quad \text{avec } i = x, y \text{ ou } z \quad \text{Eq.5}$$


---

A chaque valeur de champ magnétique correspond maintenant une fréquence de résonance spécifique. On effectue donc une localisation spatiale en fonction de la fréquence.

#### 4.2. La transformée de Fourier :

La transformée de Fourier est un outil mathématique qui permet d'analyser le spectre fréquentiel d'un signal temporel composite en extrayant les différentes fréquences individuelles qu'il contient. La transformée de Fourier est basée sur les séries de Fourier – la théorie que tout signal, aussi complexe qu'il est, peut être décrit par une somme de fonctions simples. Ainsi, le signal brut peut être décrit aussi par son amplitude en fonction de la fréquence, et non pas son amplitude en fonction du temps, en passant donc du domaine temporel au domaine fréquentiel.

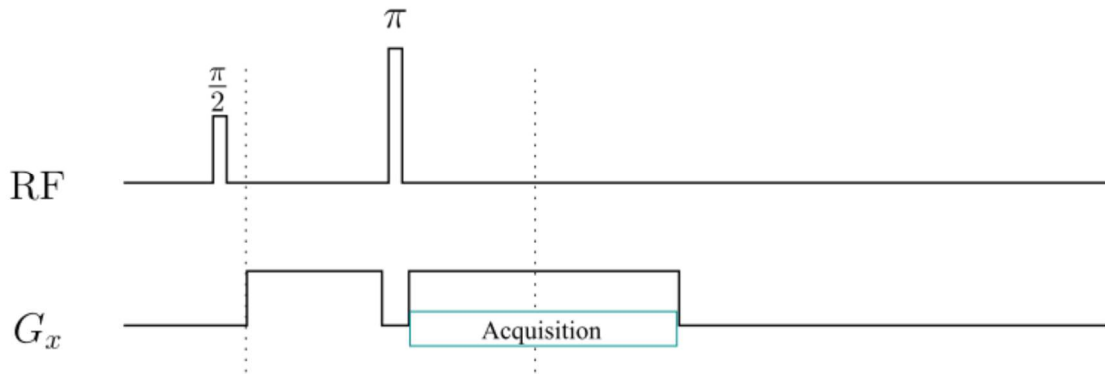


*Fig. 7* : Diagramme permettant de visualiser la relation entre l'acquisition temporelle et l'espace réel. La réciproque par transformée de Fourier de l'espace réel est appelé espace des k. Il est proportionnel grâce aux gradients à l'acquisition temporelle.

#### 4.3. Codage en fréquence, codage en lecture

Afin de comprendre comment une image se construit et analyser les implications à bas champ magnétique, nous allons tout d'abord considérer une image unidimensionnelle.

Nous réalisons la séquence suivante :



*Fig. 8* : Séquence appliquée pour une image 1D avec un écho de spin.

A ce moment, comme nous avons le même gradient de part et d'autre de l'impulsion  $\pi$ , il est en quelque sorte transparent mais lors de l'acquisition, nous aurons dans le spectre en fréquence l'image unidimensionnelle suivant  $x$  de notre échantillon. La durée de l'acquisition doit être plus courte ou de l'ordre du temps  $T_2$ . Ceci n'est pas une contrainte à haut champ magnétique mais cela devient très important à bas champ.

Cette durée donne le pas en fréquence de l'image. Ainsi, si l'acquisition dure  $50\text{ ms}$ , chaque point dans le spectre fréquentiel sera séparé de  $20\text{ Hz}$ . De même, la vitesse d'échantillonnage va donner la fréquence spectrale maximale obtenue. Ainsi, si on réalise  $500\text{ points}$  pendant les  $50\text{ ms}$ , cela fait une fréquence d'acquisition de  $10\text{ kHz}$  et le signal pourra être observé entre  $\pm 5\text{ kHz}$  de la fréquence de Larmor.

La force du gradient va déterminer la taille de l'image observable dans cette bande de fréquence. Ainsi, si on applique un gradient de  $1\text{ mT/m}$  par exemple, deux objets séparés de  $20\text{ cm}$  verront un champ ayant  $200\ \mu\text{T}$  de différence et donc des fréquences de résonance séparées par  $8.5\text{ kHz}$ . On appelle *FOV* (Field of view) la taille de l'image observable.

On peut résumer dans le tableau ci-dessous les grandeurs typiques que nous utiliserons à très bas champ

Résolution (mm)	FOV (cm)	$T_E$ (ms)	Nbre de points	Fréquence d'acquisition (kHz)	Gradient (mT/m)	$\delta f/\text{point}$
1	10	50	100	2	0.4698	20
1	20	50	200	4	0.4698	20
2	10	50	50	1	0.2349	20
2	20	50	100	2	0.2349	20
2	30	50	150	3	0.2349	20
1	10	20	100	5	1.1745	50
2	20	20	100	5	0.5873	50
1	10	30	100	3.33	0.7822	33.3
2	20	30	100	3.33	0.3911	33.3

Tableau 2 : Paramètres d'acquisition pour le codage en fréquence durant l'acquisition. En gras, les données d'entrée et ensuite les paramètres appliqués.

Nous allons maintenant nous placer dans l'espace de  $k$ . A  $t = 0$ , juste après l'impulsion de  $\frac{\pi}{2}$ , nous sommes au centre de l'espace des  $k$ . L'application d'un gradient constant  $G_x$  pendant un temps  $\tau$  revient à se déplacer de façon régulière le long de  $k_x$ . Le lien est donné par :

$$\vec{k} = \gamma t \vec{G}. \quad \text{Eq.6}$$

Pour le signal temporel, après l'impulsion de  $\pi$ , on se déplace aussi de façon régulière mais dans l'autre sens à cause de l'inversion temporelle donnée par l'impulsion  $\pi$ .

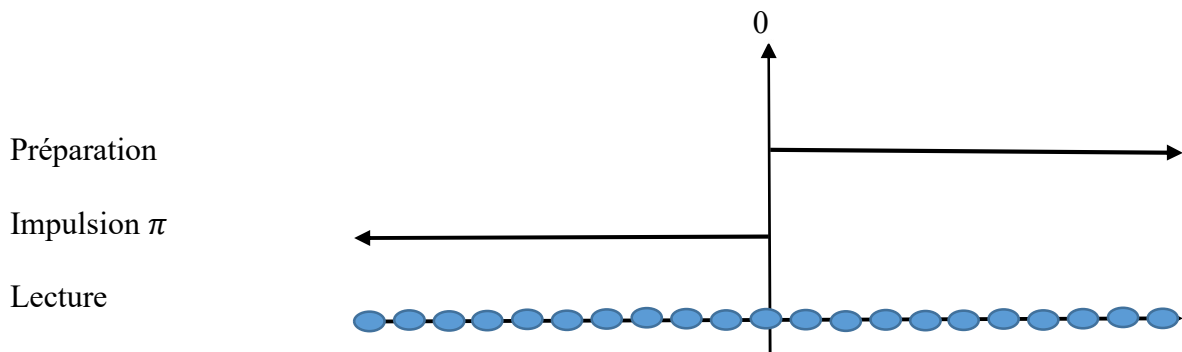
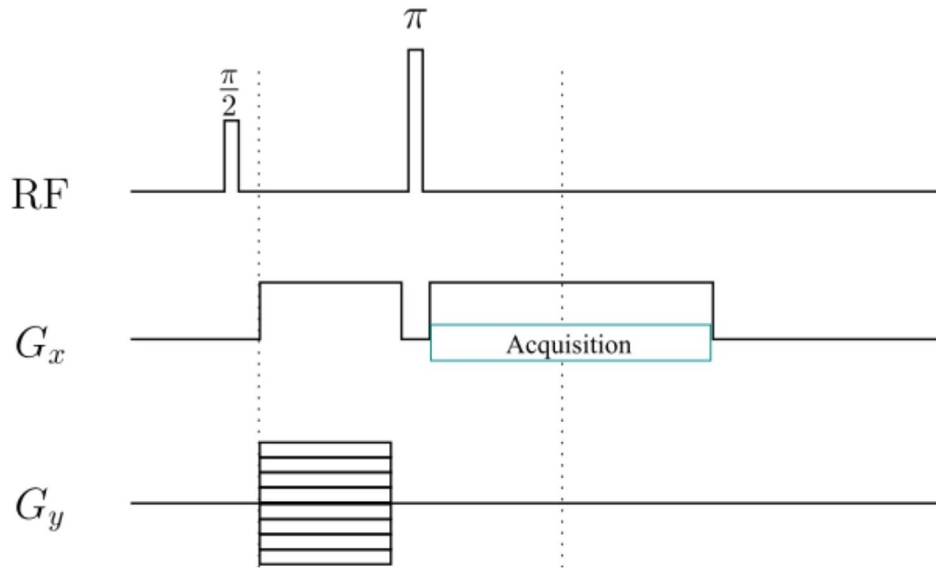


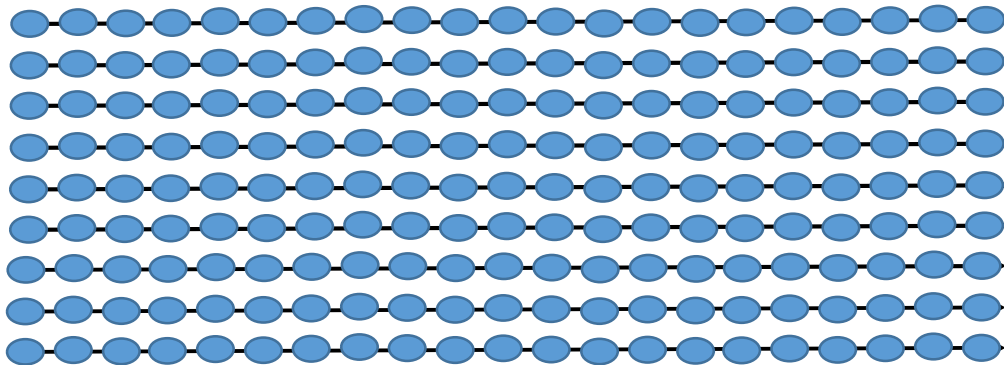
Fig. 9 : Visualisation de la trajectoire dans l'espace des  $k$ . La préparation amène le système à un  $k_{max}$ , l'impulsion de  $\pi$  renverse le temps et donc les  $k$  parcourt une ligne le long de  $k_x$  pendant la lecture.

#### 4.4. Codage en phase

A partir de la séquence précédente, on peut en déduire qu'en appliquant des gradients dans les trois directions de l'espace, il est possible d'une part de définir un point de départ quelconque dans l'espace des  $k$  durant la préparation et ensuite de suivre une trajectoire quelconque pendant l'acquisition. Le principe de l'IRM est de couvrir l'espace des  $k$  en minimisant le nombre d'acquisitions tout en gardant une couverture suffisante pour assurer une bonne qualité d'image.



*Fig.10* : Séquence d'image IRM 2D cartésienne. Des trajectoires linéaires sont parcourues le long de  $k_x$  et une préparation permet de décaler le départ le long de  $k_y$ . Le pavage du plan XY de l'espace des k est alors régulier.



*Fig.11* : Pavage régulier de l'espace des k pour une acquisition cartésienne.

Dans le cas d'un pavage cartésien qui est le plus facile à réaliser, une image de  $100 \times 100$  points demande donc 100 acquisitions avec chacune une valeur différente du gradient  $G_y$ . Une image 3D peut être faite en réalisant un double codage de phase en Y et Z. On réalise ainsi un grand nombre de trajectoires linéaires le long de X avec un départ qui pave le plan YZ. Une image 3D de  $100 \times 100 \times 100$  points demanderait ainsi de réaliser 10000 trajectoires !

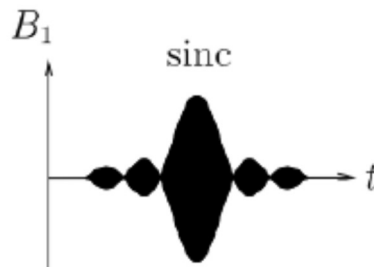
#### 4.5. Sélection de tranche

Pour réaliser une image 3D, une sélection de tranche est souvent utilisée et ensuite une image 2D est réalisée dans cette tranche. La sélection de tranche consiste à appliquer un gradient durant les impulsions couplées à des impulsions dont la forme permet de n'exciter qu'une bande de fréquence précise. Ainsi seuls les noyaux de cette tranche sont mis hors équilibre et



participent au signal. L'avantage est de pouvoir intercaler les tranches et donc de ne pas avoir à attendre un temps de relaxation  $T_1$ . Le désavantage par rapport au double encodage de phase est que l'ensemble de l'échantillon ne contribue pas au signal.

En pratique, l'impulsion envoyée a la forme d'un  $\frac{\sin(x)}{x}$  (cf. *Fig.12*) car sa transformée de Fourier est à ce moment-là un rectangle en fréquence :



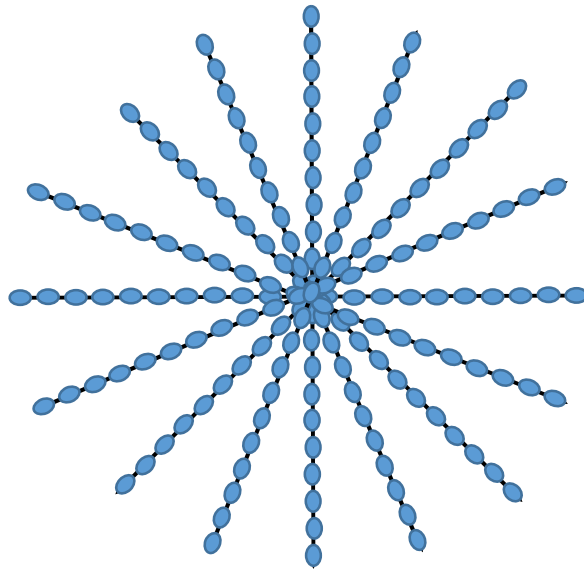
*Fig.12* : La forme d'une impulsion sinus cardinal utilisée pour réaliser une excitation sélective dans une bande de fréquence.

Si on désire par exemple, exciter une bande de fréquence de 1 *kHz*, le sinus cardinal doit avoir une largeur de 1 *ms*. Pour cette raison, nous arrivons à un problème, à très bas champ magnétique, qui n'existe pas à haut champ. En raison, de la faiblesse des gradients, la bande de fréquence sélectionnée typique doit être inférieure à 100 *Hz* pour avoir une résolution de tranche suffisante. Il faut donc réaliser des impulsions dont la largeur à mi-hauteur est de 10 *ms* et un sinus cardinal demande au moins 30 *ms* pour être précis. Cela n'est pas compatible avec le temps de relaxation  $T_2$  car une bonne partie du signal serait perdu dans la longueur des impulsions. A 8 *mT*, il faut donc soit utiliser des gradients très forts ce qui n'est pas facile dans la configuration pour les bébés prématurés, soit faire des tranches très épaisses mais cela limite beaucoup l'intérêt clinique. Pour cette raison, un double encodage de phase est préférentiel.

#### 4.6. Les différents pavages de l'espace des $k$

Le pavage cartésien décrit ci-dessus est le plus classique et permet de réaliser une transformée de Fourier multidimensionnelle très rapidement. Un autre pavage a été développé et est encore beaucoup utilisé il s'agit du pavage radial (cf. *Fig.13*).

Le pavage radial présente une densité de point forte vers le centre de l'espace des  $k$  et donc la forme globale des objets se voit rapidement mais en contrepartie, les grandes valeurs de  $k$ , qui correspondent au détails des images sont moins bien couvertes.



*Fig.13* : Pavage radial représenté ici avec 8 trajectoires.

#### 4.7. Reconstruction de l'image

Dans le cas, d'un pavage régulier, la reconstruction de l'image se réalise à l'aide d'une transformée de Fourier rapide. Dans le cas d'un pavage non régulier des méthodes de régularisation, comme la régularisation parcimonieuse, par exemple la transformée en ondelettes, ou la régularisation spatiale, comme les modèles de Markov, sont utilisées. Des méthodes basées sur le machine learning ou des approches combinant les deux sont aussi développées.

### 5. Contraste et pondération

L'intensité du signal en fonction de la position est, tout d'abord, proportionnel à la densité de protons locale. Souvent cela ne suffit pas à distinguer les différents tissus car par exemple entre graisse et muscle la densité de protons est très proche. Pour cette raison, on réalise en général des images qui utilisent la différence de temps de relaxation entre les différents tissus. On parlera d'image pondérée en  $T_1$  ou en  $T_2$ . A très bas champ magnétique, il est donc important de connaître les temps de relaxation moyens pour ajuster les séquences permettant d'avoir le meilleur contraste. Dans le cas du bébé prématuré, nous n'avons pas pour l'instant de mesure de temps de relaxation à très bas champ. La seule indication disponible est à haut champ magnétique où un allongement des temps de relaxation, en particulier du cerveau, est observé. Cela est expliqué par la présence de plus d'eau dans le cerveau en développement au stade néonatal qu'à la l'âge adulte.

#### 5.1. Le contraste en IRM dans une séquence d'écho de spin

En fonction des paramètres choisis ( $T_R$  et  $T_E$ ), une séquence d'écho de spin peut produire des images avec des contrastes différents. Le temps de répétition  $T_R$  d'une séquence conditionne le temps de récupération de l'aimantation longitudinale  $M_z$  et détermine le niveau maximal initial

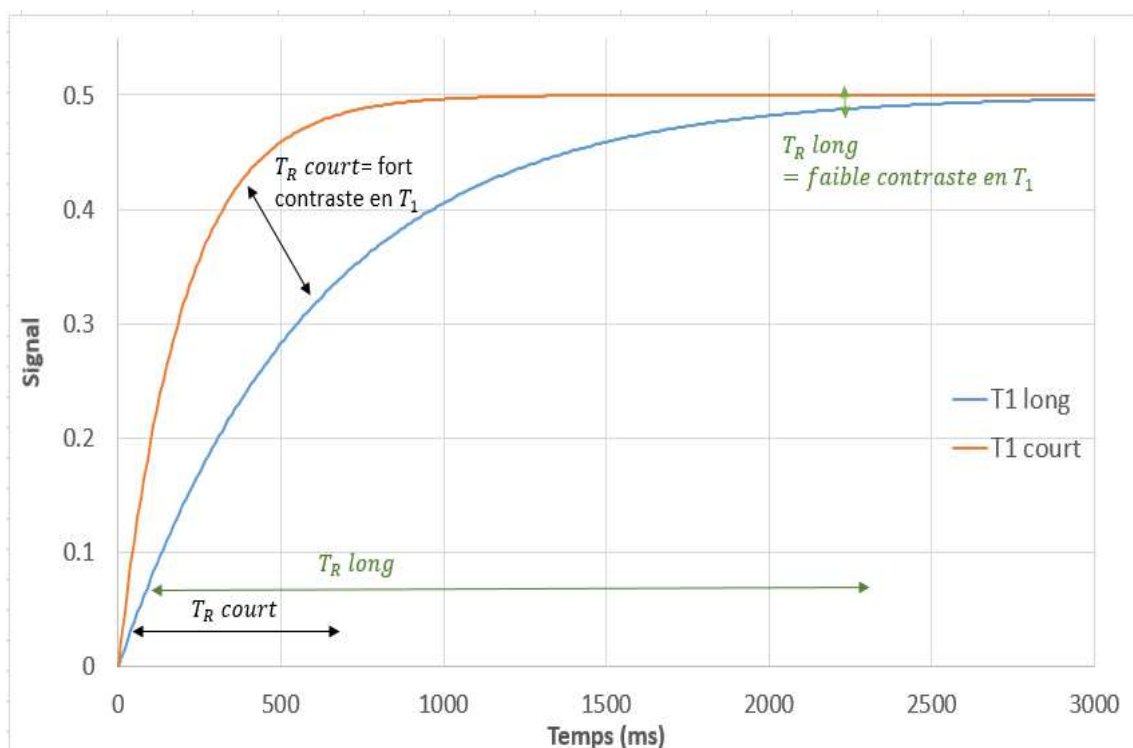
à partir duquel le signal va décroître au début de chaque acquisition. C'est notamment le  $T_R$  qui conditionne la pondération en  $T_1$  d'une séquence. Quand  $T_R$  est long, l'aimantation longitudinale  $M_z$  de tous les tissus aura le temps de complètement récupérer. Les différents échantillons ne sont plus différenciables. Si l'image doit être pondérée en  $T_1$ , il est nécessaire de travailler avec un  $T_R$  court qui ne laissera  $M_z$  récupérer que partiellement et donc produira un contraste visible en  $T_1$  entre les tissus (cf. *Fig.14*).

Le temps d'écho  $T_E$  étant le moment où on mesure le signal, il est important de l'adapter aux temps de relaxation  $T_2$  des échantillons afin de pouvoir obtenir un bon contraste. Si le  $T_E$  est trop court, les échantillons n'ont pas le temps de relaxer suffisamment pour mettre en évidence leur différence de vitesse de relaxation. Il n'est donc pas possible d'obtenir un contraste en  $T_2$ . En revanche, plus on rallonge le  $T_E$ , plus la différence de contraste entre les échantillons sera apparente car le signal de l'échantillon à  $T_2$  plus long sera plus élevé, en accord avec l'*Eq.4*. En conclusion, le temps d'écho est le paramètre qui détermine le niveau de pondération en  $T_2$  de la séquence.

En conclusion, afin d'obtenir une image pondérée principalement en  $T_1$ , il faut :

- Appliquer un  $T_R$  court afin de favoriser le contraste en  $T_1$ .
- Utiliser un  $T_E$  court afin de défavoriser le contraste en  $T_2$ .

C'est donc une séquence de courte durée et l'échantillon qui a le temps de relaxation  $T_1$  le plus court sera en hypersignal sur l'image. Ce contraste est appelé « anatomique » car une séquence d'écho de spin « courte » produit une image sur laquelle la substance blanche et la graisse apparaissent blanches, la substance grise-grise, le LCR (liquide céphalo-rachidien) -noir, en accord avec leurs valeurs de  $T_1$ .



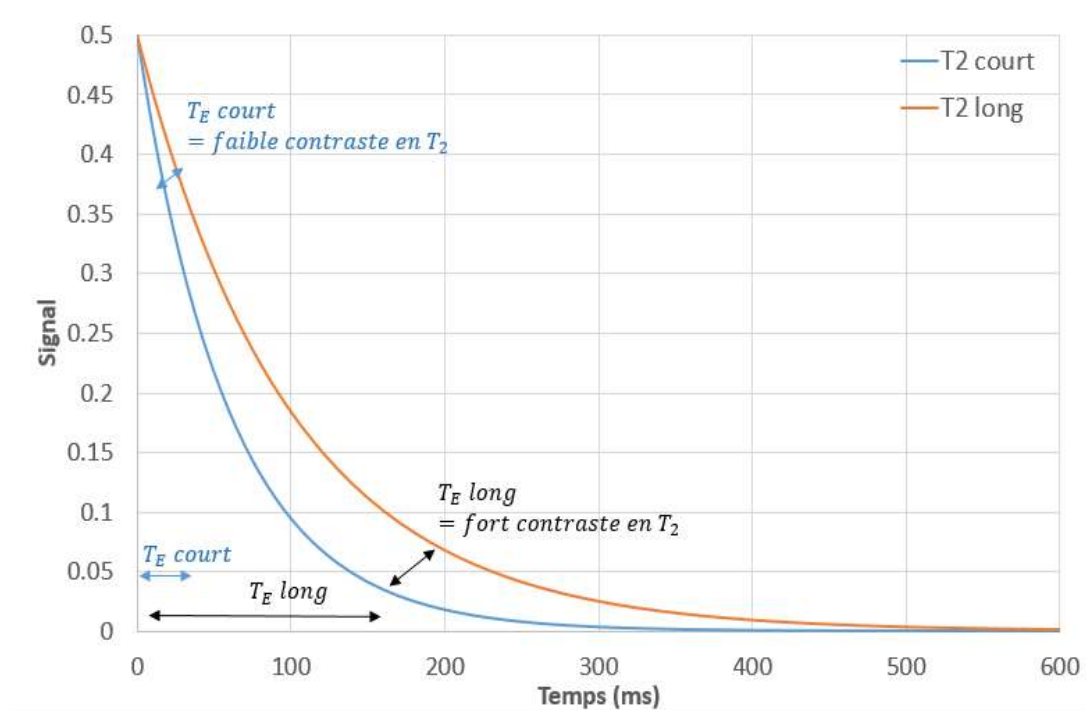
*Fig. 14* : Courbe d'atténuation du signal en  $T_1$ . Représentation théorique montrant la dépendance de la pondération de la séquence en  $T_1$  en fonction du temps de répétition  $T_R$ . Plus  $T_R$  est long, plus l'aimantation longitudinale  $M_z$  a le temps de relaxer et atteindre sa valeur initiale. Pour des  $T_R$  très longs le signal émis par les différents échantillons est identique et ils ne peuvent pas être différenciés en fonction de leur temps de relaxation  $T_1$ . La séquence n'est donc pas pondérée en  $T_1$ . En revanche pour des  $T_R$  courts la séquence a un fort contraste en  $T_1$ .

Les lésions cérébrales, ayant des temps de relaxation longitudinaux longs, apparaissent en hyposignal sur les images pondérées en  $T_1$  car elles contiennent de l'eau libre à forte agitation moléculaire. Par ailleurs, il existe une petite différence de  $T_1$  entre les tissus cérébraux et les lésions (cf. *Tableau 1*) ce qui résulte en faible contraste sur l'image produite en écho de spin. En outre, il existe toujours une pondération en  $T_2$  résiduelle dans ce type de séquence car il y a une limite à la minimisation du temps d'écho  $T_E$ , ce qui détériore davantage le contraste. Afin de produire des images à fort contraste en  $T_1$  il faut appliquer une séquence d'inversion-récupération présentée dans la suite.

Inversement, afin d'obtenir une image principalement pondérée en  $T_2$  il faut :

- Appliquer un  $T_E$  long afin de favoriser le contraste en  $T_2$ .
- Utiliser un  $T_R$  long pour minimiser le contraste en  $T_1$ .

C'est une séquence longue qui offre un bon contraste, mais dû à l'acquisition tardive du signal, le rapport signal sur bruit est plus faible. L'échantillon qui possède le  $T_2$  le plus long apparaîtra en hypersignal sur une image pondérée en  $T_2$ , donc le contraste est inversé par rapport à une image pondérée en  $T_1$ .



*Fig.15* : Courbe d'atténuation du signal en  $T_2$ . Représentation théorique montrant la dépendance de la pondération de la séquence en  $T_2$  en fonction du temps d'écho  $T_E$ . Pour des  $T_E$  longs, la différence de la vitesse de relaxation des deux échantillons devient apparente. Le signal de l'échantillon à  $T_2$  plus long délivre un signal plus fort. On obtient donc un bon contraste en  $T_2$  entre les deux échantillons. Le  $T_E$  est donc le paramètre qui conditionne le niveau de pondération en  $T_2$  de la séquence.

## 5.2. Contraste en densité de protons

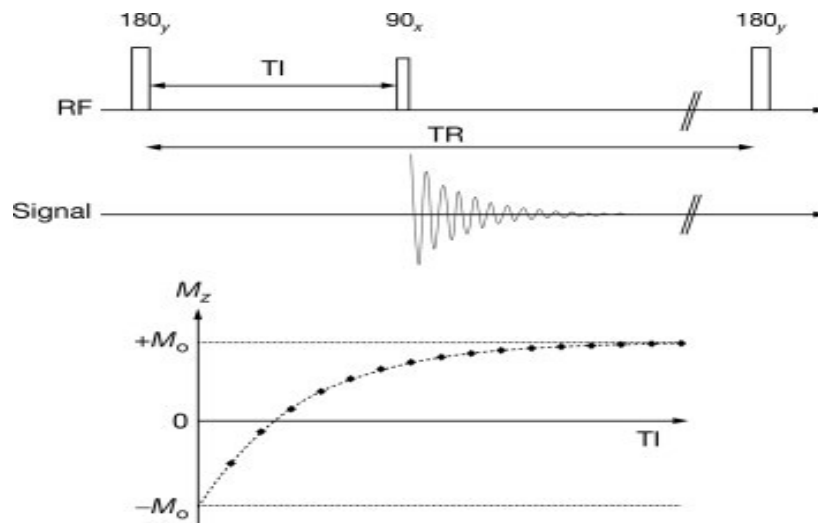
Un autre type de contraste en IRM est le contraste en densité de protons. Pour cela, il faut appliquer une séquence d'écho de spin avec un  $T_E$  court (minimiser le contraste en  $T_2$ ) et un  $T_R$  long (minimiser le contraste en  $T_1$ ). De cette manière, le vecteur d'aimantation longitudinale  $M_z$  de tous les tissus relaxent complètement et retrouvent sa valeur initiale  $M_0$ . S'il existe une différence de concentration d'eau (donc de protons) dans les tissus, leur valeur de  $M_0$  correspondante sera différente, ce qui produira un contraste. Ce contraste n'est pas fort ( $\approx 10\%$ ). Il est intéressant de noter que dans une séquence d'écho de spin pondérée en  $T_2$ , dû au temps de répétition  $T_R$  long, l'image contient aussi un contraste en densité de protons, en plus de la pondération en  $T_2$ . Cela peut présenter un intérêt clinique, car en adaptant les temps d'écho, il est possible d'obtenir deux images-une pondérée en  $T_2$  et l'autre en densité de protons, pour la même durée d'examen. Ainsi, en comparant les différents contrastes on obtient plus d'information sur les tissus à étudier.

## 5.3. Le contraste en IRM dans une séquence d'inversion-récupération

La séquence d'inversion-récupération consiste à envoyer initialement une impulsion RF de  $180^\circ$  qui va inverser l'aimantation longitudinale ( $+M_{z0} \rightarrow -M_{z0}$ ). Ensuite elle va repousser, en passant par 0, pendant un temps donné, appelé temps d'inversion  $T_I$ . A  $t=T_I$  la séquence se poursuit par un écho de spin standard – bascule de  $M_z$  dans le plan transverse par une impulsion RF de  $90^\circ$ , suivi par une impulsion de  $180^\circ$  à  $t=\frac{T_E}{2}$  et acquisition du signal à  $t=T_E$ . Dans une séquence d'inversion-récupération le temps de répétition  $T_R$  sépare deux impulsions initiales de  $180^\circ$  consécutifs qui font basculer  $M_{z0}$  dans le plan longitudinal. Ce type de séquence est fortement pondérée en  $T_1$  et offre un excellent contraste entre les tissus cérébraux, comparé à un simple écho de spin. Cela s'explique par le fait que l'aimantation longitudinale  $M_{z0}$  effectue un « double parcours » qui accentue les différences des vitesses de relaxation longitudinales des tissus.

La séquence d'inversion-récupération est donc une version modifiée de la séquence d'écho de spin. Son intérêt médical est basé sur la possibilité d'atténuer les signaux des tissus choisis en adaptant les paramètres de la séquence. Plus particulièrement, en appliquant l'impulsion RF de  $90^\circ$  au moment de la repousse de l'aimantation longitudinale  $M_z$  où elle est égale à 0, aucun signal ne sera généré car la composante transversale  $M_{xy}$  sera nulle. Comme chaque tissu a son propre temps de relaxation  $T_1$ , il suffit d'adapter le temps d'inversion  $T_I$  (temps entre l'impulsion de  $180^\circ$  de bascule initial et l'impulsion de  $90^\circ$ ) afin d'annuler le signal non-

désirable du tissu choisi. Des exemples d'application sont les séquences STIR (atténuation du signal de la graisse) ou FLAIR (atténuation du signal liquidien, comme le LCR).



*Fig.16 : Représentation schématique de la séquence d'inversion-récupération. Source: Magnetic Resonance Imaging and Spectroscopy, P.G Morris, A.N. Price, in Comprehensive Biomedical Physics, 2014*

#### 5.4. La séquence d'écho de gradient

L'écho de gradient est une séquence assez semblable à la séquence écho de spin avec une différence principale : On n'utilise pas un pulse RF de 180° pour rephaser les spins dans le plan transverse. Le rephasage est assuré par une inversion du gradient appliqué. L'intérêt est de pouvoir répéter rapidement les inversions de gradient et donc de pouvoir couvrir rapidement l'espace des k. En revanche, le gradient de rephasage ne compense pas les inhomogénéités du champ statique  $B_0$  et la relaxation transversale s'effectue avec un temps caractéristique  $T_2^*$ . Cette séquence est donc très sensible aux inhomogénéités de champ et le signal recueilli est plus faible que le signal d'une séquence d'écho de spin.

A part la rapidité, la séquence écho de gradient présente le bénéfice de d'avoir un SAR (Specific Absorption Rate) plus faible que l'écho de spin car on n'utilise pas d'impulsion RF pour rephaser les spins. Ceci est un grand avantage dans le cas des IRM de haut champ, où la minimisation de l'échauffement des tissus durant l'acquisition présente un grand défi. A très bas champ, nous n'avons pas de différence entre un écho de spin ou un écho de gradient car comme montré plus haut, le temps de lecture est obligatoirement long pour avoir une résolution spatiale suffisante en raison de la faiblesse des gradients. Le SAR est aussi extrêmement faible.

## 6. Etat de l'art

Afin de mieux comprendre la place de ce projet et de l'IRM à très bas champ magnétique en général dans le domaine de l'imagerie médicale, une brève présentation des différents types d'IRM sera faite, avec leurs avantages, difficultés et leurs applications correspondantes. Nous

pouvons différencier quatre grands types d'installation déterminés par le champ statique  $B_0$  utilisé :

- L'IRM à ultra bas champ magnétique :  $B_0$  entre  $50 \mu T$  et  $1 mT$ .
- L'IRM à très bas et à bas champ magnétique :  $B_0$  entre  $1 mT$  et  $0.5 T$ .
- L'IRM clinique standard à haut champ magnétique :  $B_0$  entre  $1 T$  et  $3 T$ .
- L'IRM à ultra haut champ magnétique :  $B_0 \geq 7 T$ .

Cette catégorisation n'est pas strictement définie. Par ailleurs, parmi les installations d'IRM à plus bas champ magnétique qui n'utilisent pas des aimants supraconducteurs, nous pouvons différencier plusieurs catégories aussi (cf. *Tableau 3*).

Champ $B_0$	Approche	Détection
$50\mu T-1mT$ (ULF)	Bobines à air	SQUIDs, capteurs mixtes
$1mT-10mT$ (VLF)	Bobines à air	Capteurs mixtes, bobines inductives
$30mT-70mT$	Aimant permanents	Bobines inductives
$>100mT$	Electro-aimants, aimants supraconducteurs	Bobines inductives.

*Tableau 3* : Résumé des sous-catégories d'installations d'IRM à bas champ magnétique en fonction du champ statique  $B_0$  et le type de détecteur utilisés.

### 6.1. IRM à ultra-bas champ magnétique

Les IRM à ultra bas champ magnétique sont des installations qui utilisent un champ permanent  $B_0 \leq 1 mT$  généré par des bobines à air. Ces valeurs de champ imposent des fréquences de Larmor très basses, de l'ordre des centaines de Hz, ainsi qu'un moment magnétique total très faible, un bas niveau maximal de signal détectable et des temps d'acquisition longs. Dans ce contexte il existe deux techniques mises en place pour augmenter le rapport signal sur bruit (SNR) :

1. Utiliser des capteurs non-accordés à très haute sensibilité de bas bruit intrinsèque (SQUID, magnétomètres atomiques, GMR).
2. Appliquer un champ pulsé de prépolarisation  $B_p$  ( $\sim$  centaines de mT) lors de la phase de préparation de l'échantillon pour une durée de quelques millisecondes. La résolution de l'image dépend uniquement de l'intensité du champ prépolarisant :  $R \propto \left(\frac{B_N}{B_p}\right)^2$ , avec  $B_N$  étant l'amplitude du bruit de mesure [17].

Parmi les grands désavantages de l'IRM à ultra bas champ magnétique nous pouvons citer :

- Le SNR extrêmement faible.



- La nécessité de minimiser le bruit ambiant. Il est obligatoire de placer ce type d'installation dans une cage de blindage en aluminium pour l'isoler des radiofréquences. Or, l'utilisation d'un champ pulsé ( $B_p$ ) dans une cage de blindage conductrice est compliquée car des variations temporelles importantes du champ magnétique  $\frac{\partial B_p}{\partial t}$  induisent des courants de Foucault qui à leur tour génèrent des champs magnétiques transitoires (pour plus de détail cf. Réf. [17]). Ces champs affectent la dynamique des spins dans l'échantillon et réduisent ainsi la qualité de l'image.
- La saturation des détecteurs SQUIDS provoquée par les champs magnétiques transitoires ce qui impose un temps mort proche de 100 ms. Or, les temps de relaxation pour  $B_0 < 1 \text{ mT}$  sont proches de 100 ms et donc quasiment tout le signal est perdu. Il existe donc une limite de  $B_p$  maximal qu'on peut appliquer :  $\sim 100 \text{ mT}$  sur le volume entier de l'échantillon.
- Les champs concomitants : Dans le cas de l'IRM à ultra bas champ magnétique, l'intensité des gradients s'approchent à celle du champ principal  $B_0$ . Pour des valeurs standards,  $B_0 \sim 10^{-4} \text{ T}$  et  $G \sim 10^{-4} \text{ T/m}$ , la variation de la fréquence  $\delta f$  approche 10 % de  $B_0$ . Cet effet provoque des artefacts de déplacement et de distorsion. [18]

L'utilisation d'un ultra bas champ magnétique propose tout de même des avantages comme la réduction des artefacts de susceptibilité, des contrastes intéressants entre les tissus, la possibilité d'acquérir des images en présence de métaux, mais aussi la compatibilité avec la MEG (Magnétoencéphalographie). En termes d'utilité clinique l'IRM à ultra bas champ magnétique reste un outil expérimental de laboratoire. A cause de son faible SNR intrinsèque et l'épaisseur de coupe  $\sim 1 \text{ cm}$  il présente un intérêt clinique faible [19]. Néanmoins il peut être utile en tant que dispositif industriel pour le contrôle de substances dans l'industrie agroalimentaire (détection de contaminants ou étude de qualité) et dans le domaine de la sécurité (détection d'explosifs ou autre substances dangereuses) [20] [21].

### 6.1.1. L'IRM à champ terrestre

Dans le domaine de l'IRM à ultra bas champ magnétique, il existe une catégorie d'installation intéressante – l'IRM à champ terrestre ( $\sim 50 \mu\text{T}$ ). Ce type de système n'utilise pas d'aimant pour polariser l'échantillon, mais exploite le champ magnétique terrestre, qui a le bénéfice d'être très homogène. La principale difficulté est la variation temporelle du champ terrestre. On observe des changements temporels avec des fréquences différentes provoqués par les courants électriques dans l'ionosphère :  $2.5 \times 10^{-8} \text{ T/an}$ ,  $5 \times 10^{-8} \text{ T/jour}$ ,  $10^{-9} \text{ T/25 s}$  [3]. Ces variations introduisent des décalages en fréquence et des dérives de la phase dans des lignes successives de l'espace de Fourier, ce qui résulte en artefacts dans l'image reconstruite. L'IRM à champ terrestre est donc utilisée seulement comme un dispositif d'enseignement académique pour illustrer les principes de l'IRM [23].

## 6.2. IRM à bas champ magnétique

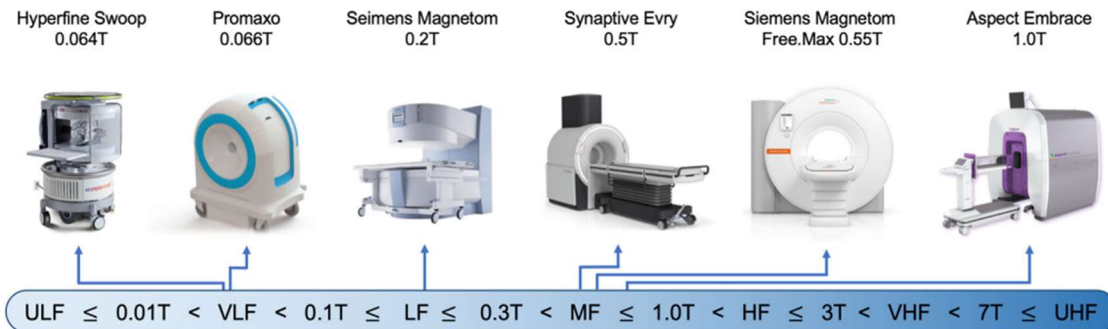
Une IRM à bas champ magnétique est toute installation fonctionnant avec un champ statique  $B_0$  compris entre  $1 \text{ mT}$  et  $0.5 \text{ T}$ . Nous pouvons distinguer deux sous-catégories :

- L'IRM à très bas champ magnétique (VLFMRI) avec  $B_0$  ente  $1 \text{ mT}$  et  $10 \text{ mT}$  où des bobines à air génèrent le champ principal. Ces installations restent des manips de



laboratoires qui servent principalement pour la recherche scientifique sans application médicale pour le moment.

- L'IRM à bas champ magnétique (LFMRI) avec  $B_0$  ente 30 mT et 70 mT ou plus, utilisant des aimants permanents pour la création du champ statique. Il existe plusieurs installations de ce type qui ont été commercialisées et approuvées pour des applications-test en routine clinique (cf. Fig.17).

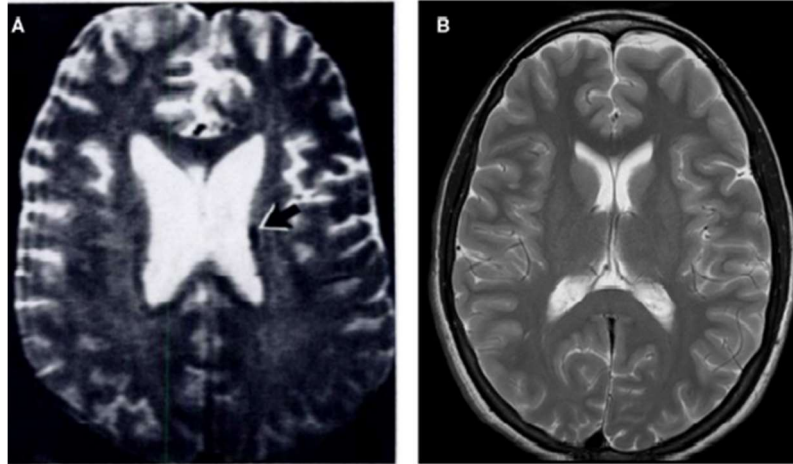


*Fig. 17* : Quelques exemples d'IRM à bas champ magnétique commercialisées pour des applications médicales. *Source: Arnold TC, Freeman CW, Litt B, Stein JM. Low-field MRI: Clinical promise and challenges. J Magn Reson Imaging. 2023 Jan;57(1):25-44. doi: 10.1002/jmri.28408. Epub 2022 Sep 19. PMID: 36120962; PMCID: PMC9771987.*

Il est intéressant de remarquer que l'IRM à bas champ magnétique provoquait autant d'intérêt dans les années 80 que l'IRM à haut champ. Dans les années qui ont suivi, l'IRM à haut champ a prévalu grâce à son meilleur SNR par unité de temps, les images de meilleure résolution acquises plus rapidement et la grande variété de séquences disponibles. De nos jours on observe une 'renaissance' de l'IRM à très bas champ magnétique pour diverses raisons :

- Le moindre coût de l'installation grâce à l'utilisation d'aimants résistifs ou permanent qui n'ont besoin que d'un système de refroidissement simple, ainsi que les faibles exigences spatiales pour l'aménagement de l'installation.
- La répartition inéquitable à l'échelle mondiale : L'IRM est une technologie principalement utilisée dans les pays à revenu élevé avec ~13 000 IRM pour 330 millions de personnes aux Etats Unis et seulement 84 installations disponibles pour une population de 372 millions en Afrique de l'Ouest en 2016 [24].
- Les avancées technologiques du hardware et du software utilisés, ainsi que le développement de séquence d'acquisition adaptées spécifiquement pour l'IRM à très bas champ magnétique permettent des améliorations importantes de la qualité d'image [25]. En fait, le vrai paramètre à prendre en considération n'est pas la qualité de l'image seule mais le temps nécessaire pour acquérir une image donnée d'une qualité donnée (cf. Fig.18). Le SNR intrinsèquement plus faible de l'IRM à bas champ magnétique peut être compensé par un moyennage du signal ( $n$  répétition résultent en  $\sqrt{n}$  augmentation du SNR). Il est possible d'acquérir des images de bonne résolution même à bas champ magnétique, mais le temps d'acquisition est significativement plus long. Avec des

techniques d'accélération de l'acquisition et une optimisation du hardware il serait possible d'obtenir des images de qualité potentiellement diagnostique.



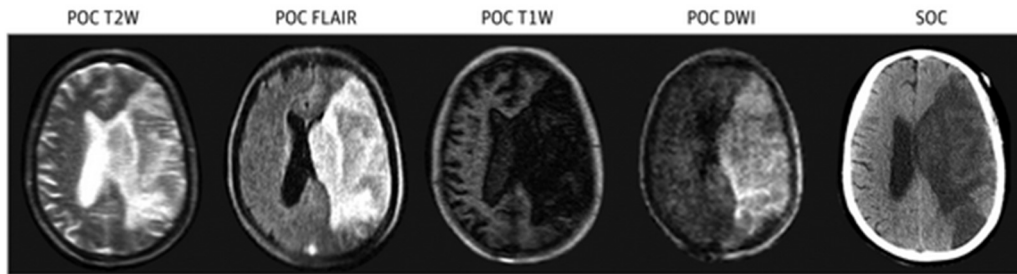
*Fig. 18* : Des images du cerveau pondérées en  $T_2$  et acquises avec une IRM de 1.5 T. La première image (A) date de 1986, le deuxième (B) de 2009. C'est une preuve du concept que la qualité de l'image ne dépend pas uniquement de l'intensité du champ magnétique statique. *Source: Réf. [10].*

Dans le domaine de l'IRM à bas champ magnétique il existe des projets dont l'objectif est de rendre l'IRM une modalité d'imagerie mobile, capable d'être déplacée jusqu'au lit du patient. Les installations sont conçues avec des aimants permanents qui éliminent le besoin d'alimentation. Ces IRM présentent deux inconvénients principaux : le champ généré n'est pas homogène, ce qui crée des artefacts difficiles à corriger dans l'image finale, et le champ n'est pas stable en fonction de la température. La nécessité de déplacer ce type d'IRM implique aussi le besoin d'éliminer les cages de protection électromagnétique, ce qui génère davantage des artefacts. Des techniques innovatrices de traitements de données, autres que la Transformée de Fourier sont donc développées : le sous-échantillonnage de l'espace des  $k$ , l'acquisition comprimée, le deep learning et etc.

Il est possible de créer des installations mobiles à bobines résistives aussi. Elles sont beaucoup plus énergivores mais plus flexibles car le champ peut être éteint à tout moment et donne la possibilité de générer des champs magnétiques plus élevés [26].

Ces systèmes de bas champ magnétique peuvent être utilisés pour l'imagerie cérébrale, notamment dans la prise en charge des patients avoir subi des AVC et des hémorragies cérébrales. Chez ces patients le diagnostic rapide et exacte est essentiel pour le choix de traitement adapté. Actuellement les deux modalités d'imagerie principalement utilisées sont le CT-scan et l'IRM à haut champ magnétique. L'avantage du CT-scan est sa haute disponibilité et la rapidité de l'examen tandis que l'IRM n'irradie pas le sujet et propose un meilleur contraste des tissus mous. Néanmoins, il existe des contraintes et contrindication à l'examen d'IRM : des patients difficilement déplaçables, des sujets ayant des bypass ou des implants métalliques, etc. Dans ces situations l'IRM à bas champ magnétique peut être une modalité complémentaire. Une étude publiée en 2020 [27] a conduit des tests avec l'IRM portable de 64 mT d'Hyperfine

[28] au chevet de patients gravement malades à Yale New Haven Hospital à New Haven, Connecticut. Dans 97% des patients examinés en neuroimagerie à bas champ magnétique des anomalies ont été détectées et une comparaison des images obtenues avec une IRM à 1.5 T a montré 90% d'équivalence, prouvant ainsi l'efficacité du diagnostic.



*Fig. 19* : Des images d'un patient souffrant d'un grand infarctus de l'artère cérébrale moyenne gauche avec transformation hémorragique. Les images ont été produites avec l'IRM de 64 mT Hyperfine avec des séquences de pondérations différentes. Ceci est une preuve expérimentale du potentiel diagnostique de l'IRM à bas champ magnétique. *Source* : *Réf [11]*.

Grâce à son faible dépôt d'énergie intrinsèque l'IRM à bas champ magnétique est utilisé aussi dans les protocoles opératoires et préopératoires pour le cathétérisme cardiaque droit guidé (le Magnetom Free.Max de 0.55 T de Siemens [29]) ou pour le guidage des biopsies de la prostate (IRM ouvert Proximo de 66 mT [30]), ainsi que dans la localisation de tumeurs lors de la radiothérapie en combinaison avec un accélérateur de particules linéaire (ViewRay 0.35 T de MRIdian [31]).

L'IRM à bas champ magnétique trouve des applications dans le domaine de l'orthopédie et l'imagerie musculosquelettique aussi. La présence des implants métalliques dans le corps du patient est incompatible avec un examen d'IRM à haut champ magnétique car il existe un risque de déplacement, échauffement des tissus ou des distorsions des images acquises. Actuellement des fabricants comme FONAR, Esaote et Paramed proposent des IRM à faible champ magnétique destinés à ces applications.

Pour finir cette discussion sur l'IRM à bas champ magnétique, nous proposons une liste des installations en cours de développement ou déjà commercialisées.

1. **IRM de très bas champ magnétique, 6.5 mT à Martinos Center for Biomedical Imaging, USA** [25]: Une IRM de 6.5 mT à design ouvert, utilisant un électroaimant et capable de produire des images 3D du cerveau humain de résolution  $2,5 \times 3,5 \times 8,5 \text{ mm}^3$  en seulement 6 minutes. La détection est assurée par une antenne volumique spiraloïde adaptée à la forme de la tête humaine avec un facteur de qualité  $Q=30$ .
2. **IRM de 8.9 mT compatible avec la MEG** [32] : Un des rares projets qui combine une IRM à très bas champ magnétique (8.9 mT) avec une MEG (magnétoencephalographie) dans le même dispositif. L'installation est conçue comme une alternative aux projets combinant une IRM d'ultra bas champ magnétique et la MEG et propose quelques avantages comme une augmentation du SNR, une diminution du temps d'acquisition,

absence de champs concomitants et compatibilité avec les séquences standard de haut champ. Le SNR obtenu sur un fantôme d'eau est de 70 pour une seule acquisition et de 149 pour 16 acquisitions ex-vivo sur un cerveau de lapin.

3. **IRM de 50.4 mT à l'Université de Leiden** [33] : Une IRM de faible coût basée sur un réseau d'aimants de Halbach homogène réservée à une utilisation en neuro-imagerie pédiatrique. Le tunnel a un diamètre de 27 cm, une intensité moyenne de champ de 50,4 mT et une homogénéité de 2500 ppm sur un volume sphérique de 20 cm de diamètre. L'IRM a produit des images 3D d'un fantôme avec un SNR~35 et une résolution de  $3.5 \times 3.5 \times 3.5 \text{ mm}^3$  sur un champ de vue de  $22 \times 22 \times 22 \text{ cm}^3$  en utilisant une séquence d'écho de spin.
4. **IRM de 50.9 mT à aimant permanent à l'Université de Hong Kong** [34] : Une IRM cérébrale à aimant permanent de seulement 350 kg, avec des bobines de gradient bi-planaires. L'installation a été utilisée dans un environnement hospitalier afin de tester ses performances dans la détection et le suivi de l'AVC. Les images obtenues possèdent une résolution spatiale de  $1.5 \times 2.0 \times 10 \text{ mm}^3$ .
5. **IRM mobile de 55 mT à aimant permanent à l'Université de Chongqing** [35] : Une IRM cérébrale à bas champ magnétique de 55 mT, produit par un aimant permanent en samarium-cobalt. L'installation est alimentée seulement à l'aide d'une prise de courant alternatif standard. Un point intéressant de ce projet est que l'installation ne nécessite pas un blindage magnétique ou de radiofréquence car des algorithmes d'apprentissage profond effectuent une annulation des interférences électromagnétiques. Le scanner utilise des séquences de neuro-imagerie clinique standards pour le diagnostic (pondérations  $T_1$ ,  $T_2$ , FLAIR et DWI).
6. **64 mT Hyperfine Swoop head scanner** [28] : une IRM portable de seulement 200 kg, qui ramène le scanner au chevet du lit du patient. Le système est alimenté par une prise électrique standard et produit des images du cerveau en quelques minutes. Le design étant ouvert et compacte, il donne la possibilité de transporter l'imageur facilement. Il est particulièrement adapté pour les services de soins intensifs, les urgences ou bien les services pédiatriques. Il utilise les séquences  $T_1$ ,  $T_2$ , FLAIR et DWI. Ce projet d'IRM à bas champ magnétique a été révélé en 2019 par la start-up américaine Hyperfine.
7. **66 mT Promaxo prostate scanner**: [30] IRM à design ouvert, dédiée aux examens de la prostate. L'installation peut facilement être accommodée dans un cabinet médical grâce à sa taille optimisée et propose un SNR élevé, une reconstruction hybride des données qui n'est pas basée sur la Transformée de Fourier, ainsi qu'une acquisition comprimée (compressed sensing).
8. **IRM de bas champ magnétique 80 mT** [36] : Un projet commun développé par le Martinos Center for Biomedical Imaging, le MIT et l'université de Harvard. Ils ont développé un prototype de scanner portable pour le cerveau. Il utilise un aimant permanent léger (seulement 122 kg) conçu en forme d'un cylindre d'Halbach qui ne nécessite pas de refroidissement cryogénique, ni d'alimentation. L'IRM possède un gradient de champ de lecture intégré, résultat du positionnement optimisé de plusieurs petits aimants, ce qui réduit consécutivement le bruit acoustique durant l'acquisition. L'installation produit des images cérébrales pondérées en  $T_1$ ,  $T_2$  et densité de protons avec une résolution spatiale de  $2,2 \times 1,3 \times 6,8 \text{ mm}^3$ .

9. **0.5 T Synaptive Evry intraoperative scanner** [37] : Une IRM de champ magnétique moyen qui permet le diagnostic et la meilleure prise en charge de patients ayant subi un AVC aigu.
10. **0.55 T Siemens Magnetom Free.Max general purpose scanner** [29].

Une dernière catégorie d'installations à bas champ magnétique qui est à part mais mérite d'être mentionnée est l'IRM à champ cyclique.

**IRM à champ cyclique pour le diagnostic et le suivi du traitement du cancer, des accidents vasculaires cérébraux, de l'arthrose et des œdèmes** [38] : Une équipe de l'Université d'Aberdeen a construit une IRM à bas champ cyclique pour le corps entier utilisable dans le diagnostic et le suivi de traitement chez l'humain. Le système est basé sur la relaxométrie, une technique qui mesure le temps de relaxation longitudinale  $T_1$  des tissus à plusieurs intensités de champ magnétique. La valeur du  $T_1$  dépend du champ statique appliqué et varie de manière non-linéaire. Cette dépendance peut être exploitée pour caractériser les différents tissus à travers de biomarqueurs spécifiques aux pathologies. La relaxométrie est d'autant plus efficace que le champ permanent est bas. Cela est dû au fait que la fréquence de Larmor pour ces intensités de champ s'approche à la fréquence des vibrations moléculaires, ce qui facilite les échanges spin-réseau. Cela contribue à la dispersion des temps de relaxation  $T_1$ , comparé aux valeurs à champ clinique. Malgré les bénéfices pour le diagnostic que cette technique pourrait amener, elle n'est pas utilisée dans la pratique clinique à cause du temps prolongé nécessaire pour le balayage des différentes valeurs du champ magnétique. L'équipe qui a conduit ce projet a créé un système innovateur et a réussi à faire commuter le champ statique entre 50  $\mu$ T et 0.2 T en 12.5 secondes, ainsi produisant des images in vivo exploitables (cartes de dispersion de  $T_1$ ) en temps raisonnable- 35 à 50 minutes.

### 6.3. IRM à ultra haut champ magnétique

De l'autre côté du spectre se trouvent l'IRM à ultra haut champ magnétique, donc tout dispositif dont le champ permanent  $B_0$  est au-delà de 7 T. Actuellement ce type d'installations est utilisé dans la recherche scientifique, avec seulement une qui a été homologuée en 2017 par la FDA (Food and Drug Administration aux Etats Unis) pour l'imagerie de la tête, des jambes et des bras. L'intérêt principal de travailler à haut champ magnétique est l'augmentation du moment magnétique total de l'échantillon, ainsi repoussant les limites du SNR atteignable en IRM. Les premières IRM à ultra haut champ datent de la fin des années 90 et ont été conçues à l'Université de Minnesota (7 T) et à l'Université d'Ohio (8 T). Depuis, plus de 70 dispositifs de 7 T ou plus sont utilisés dans la recherche scientifique pour l'étude du cerveau humain, parmi lesquels nous pouvons citer [39] :

- Université de Minnesota aux Etats Unis : IRM de 10.5 T destinée à l'étude structurale et fonctionnelle du cerveau humain, ainsi que le corps entier [40].
- Neurospin, CEA de Saclay en France : 11.7 T. C'est un outil technologique qui promet des avancées majeures dans les domaines des neurosciences et la recherche médicale afin de mieux comprendre et diagnostiquer le cerveau humain. En 2021 l'IRM a produit des images d'un potimarron avec une résolution spatiale de  $400 \mu m \times 400 \mu m \times 400 \mu m$  ! [41]
- Projet commun entre les Etats Unis et l'Europe : Collaboration internationale pour le design et la construction d'une IRM de 20 T pour l'étude du cerveau humain [42].

Les principaux avantages de l'IRM à ultra haut champ sont donc les temps d'acquisitions courts et l'augmentation du SNR plus que linéaire en fonction de  $B_0$ , qui permet d'acquérir des images avec une très haute résolution, ainsi rendant visibles des détails structuraux du cerveau jamais observés au paravent. Néanmoins ce type d'installation vient avec certaines difficultés :

- L'effet physiologique du haut champ magnétique : il a été suggéré qu'au-delà de 14 T il existe une limite pour le champ magnétique statique au-delà de laquelle il serait possible d'endommager le corps du patient examiné (problèmes cognitifs, des dommages sur l'ADN, etc.). Des études ont montré que le champ statique peut provoquer des effets transitoires (la nausée, le vertige ou un goût métallique dans la bouche) qui disparaissent assez rapidement, mais il n'existe aucune preuve fiable indiquant la nécessité de modifier la pratique actuelle pour le moment [43], [44]. Par ailleurs, il existe des régulations sur la durée maximale d'exposition afin d'éviter d'autres effets indésirables comme la stimulation des nerfs périphériques pendant la commutation des gradients, ou l'échauffement des tissus dû au pulse RF d'excitation.
- La diminution de la longueur d'onde : A haut champ magnétique on observe naturellement une diminution de la longueur d'onde, qui se rapproche à la taille de l'objet étudié, et donc le régime quasi-statique n'est plus applicable. D'un côté, on constate une augmentation de l'échauffement local des tissus qui implique la nécessité de raccourcir le  $T_R$  et une diminution du nombre de coupes acquises. D'un autre côté, il est nécessaire d'adapter les méthodes d'excitation conventionnelles car la distribution du champ  $B_1$  dans les tissus biologiques devient inhomogène. La solution est d'utiliser la transmission parallèle où une bobine d'émission multicanaux permet de transmettre  $N$  pulses RF indépendants à des  $N$  canaux en créant une superposition complexe d'ondes électromagnétiques [39], [45].

Les applications de l'IRM à ultra haut champ magnétique sont très intéressantes et souvent innovatrice. Nous pouvons citer tout d'abord l'imagerie structurale cérébrale à haute résolution qui pourrait faire le lien entre l'imagerie in vivo et la microscopie invasive. En 2017 les images cérébrales avec la plus haute résolution in-vivo ont été publiées, notamment  $250 \mu m \times 500 \mu m \times 1 mm$  faites en 7h au total. Le problème principal dans ce domaine d'application est la petite taille des voxels, ce qui rend cette technique d'imagerie tellement sensible aux mouvements qu'on arrive à la limite de la résolution biologique où même les mouvements de respiration ou le cycle cardiaque sont suffisants pour introduire des artefacts dans une image cérébrale.

Un autre domaine classique d'application est l'imagerie de susceptibilité magnétique qui utilise l'information de la phase pour apporter des données complémentaires, afin d'améliorer le contraste des images. Les changements de phase étant proportionnels à  $B_0$ , ils sont davantage prononcés à très haut champ, ce qui rend possible la délimitation de structures cérébrales de petite taille qui restait invisible en IRM clinique. L'imagerie de susceptibilité à haut champ magnétique est très utile aussi dans le diagnostic du cerveau pathologique qui repose sur la susceptibilité fortement paramagnétique du sang désoxygéné pour la détection d'hémorragies et de micro-saignements.

Une application plus innovatrice qui utilise l'IRM à très haut champ magnétique est l'imagerie de noyaux X, qui sont des noyaux autre que l'hydrogène  $^1H$ , qui possèdent un spin magnétique

non-nul :  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{39}\text{K}$ . Cette technique d'imagerie était au paravent impossible à cause du faible signal produit par ces noyaux ( $S \propto I(I + 1)\gamma^3$ ) à faible concentration naturelle et des rapports gyromagnétiques bien inférieurs à celui de l'hydrogène. Ce type d'imagerie présente un intérêt diagnostique important pour l'étude du métabolisme cellulaire où un changement des concentrations intracellulaires de ces ions est un marqueur précoce de nombreux processus pathologiques (tumeurs cérébrales, AVC ischémique, maladie d'Alzheimer, épilepsie, sclérose en plaques, etc.) [39].

Dans ce premier chapitre nous avons expliqué la base théorique et le fonctionnement de l'IRM, en partant du phénomène de la résonance magnétique, en passant par les séquences de base et l'acquisition de données pour finir avec un état de l'art du domaine de l'IRM. Dans ce comparatif de l'IRM à différents champs magnétiques trois principales catégories ont été présentées, avec leurs avantages, difficultés et applications. Tout d'abord sur ce spectre se trouve l'IRM à ultra bas champ magnétique avec  $B_0 \leq 1 \text{ mT}$ . La nécessité de pré-polarisation, ainsi que la très faible résolution des images acquises, rendent ce type d'installations incompatible avec les besoins cliniques et ses applications restent plus alternatives, p.ex. dans l'industrie. D'un autre côté, l'IRM à bas champ magnétique (entre 1 mT et 0.5 T) contient deux sous-catégories : l'IRM à très bas champ magnétique (1 mT à 10 mT) utilisant des bobines résistives et l'IRM à bas champ magnétique ( $30 \text{ mT} \leq B_0 \leq 0.7 \text{ T}$  jusqu'à 0.5 T) où le champ principal est créé par un aimant permanent. C'est notamment dans ce dernier groupe d'installation qu'il y a un nombre important de projets d'imageurs portables parmi lesquels certains ont été déjà homologués. La résolution des images cliniquement pertinente, combinée avec les dernières méthodes de reconstruction basées sur les techniques de deep learning, font de ce dispositif un vrai outil de diagnostic qui aura sa place dans la routine médicale de demain. A l'autre bout du spectre existe l'IRM à ultra haut champ magnétique. Ses avantages uniques lui ont ouvert la voie pour des applications très innovatrices et pointues dans la recherche neuroscientifique. En vue des dernières avancées technologiques dans le domaine de l'IRM, il semble intéressant d'explorer les capacités diagnostiques de chaque type d'installations en prenant profit de leurs particularités pour les adapter à des applications spécifiques. Comme proposé dans [10], dans le futur on pourrait envisager de répondre à ces objectifs spécifiques en différenciant plusieurs types d'IRM pour des applications précises, au lieu d'utiliser un seul type de système standard. Par exemple, d'autres modalités d'imagerie, comme l'échographie et les scanners à rayons X, ont été adaptées pour relever des défis dans différentes disciplines. Ainsi des modèles variés ont été commercialisées pour des utilisations ciblées. Contrairement à cela l'IRM, n'a pratiquement pas été modifiée depuis son apparition sur le marché et les scanners à tout usage restent la norme. Une voie de développement possible dans l'imagerie médicale serait donc la conception d'une nouvelle génération d'IRM axée sur la spécialisation et la spécification qui serait accessible pour une plus grande partie de la population et qui répondrait aux besoins concrets des professionnels de la recherche et de la médecine.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter toutes les étapes de la création de notre installation d'IRM à très bas champ magnétique. Tout d'abord nous détaillerons les calculs derrière le programme de simulation conçu spécifiquement pour trouver la meilleure configuration de bobines qui répond aux critères imposés par l'application cible de notre projet. Ensuite, nous présenterons le design final qui a été choisi, ainsi que tous les paramètres qui ont

été pris en compte dans le design de notre IRM. Finalement, nous exposerons toutes les étapes de la mise en place de l'installation et le calibrage nécessaire pour rendre l'IRM opérationnel.



# Chapitre 2 : Le champ statique $B_0$ et les gradients.

## Table des matières

<b>1. LA CONCEPTION DE L'IRM .....</b>	<b>37</b>
1.1. LE PROGRAMME DE SIMULATION : LE CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE $B_0$ .....	38
1.2. LE PROGRAMME DE SIMULATION : LES GRADIENTS .....	39
<b>2. LE DESIGN DU CHAMP STATIQUE <math>B_0</math> .....</b>	<b>39</b>
2.1. LES DIFFERENTS DESIGNS CONSIDERES .....	39
2.2. LE RESULTAT DES CALCULS POUR LE DESIGN FINAL .....	42
<b>3. LA BASE THEORIQUE DES GRADIENTS MAGNETIQUES .....</b>	<b>45</b>
3.1. LE DESIGN DES TROIS GRADIENTS .....	46
3.1.1. <i>Intensité du gradient</i> .....	47
3.1.2. <i>Linéarité du gradient</i> .....	47
3.1.3. <i>Temps de montée du gradient</i> .....	48
3.1.4. <i>Vitesse de balayage</i> .....	48
3.2. LE DESIGN DES GRADIENTS .....	48
3.2.1. <i>Gradients <math>G_x, G_y</math></i> .....	48
3.2.2. <i>Gradient <math>G_z</math></i> .....	51
3.3. LES GRADIENTS CONCOMITANTS.....	53
<b>4. INSTALLATION DE L'IRM. RESULTATS EXPERIMENTAUX.....</b>	<b>55</b>
4.1. CHAMP PRINCIPAL $B_0$ .....	55
4.2. SALLE DE BLINDAGE DE L'IRM.....	59
4.3. LES GRADIENTS.....	61
<b>5. DISCUSSION SUR LES NORMES DE SECURITE DE L'IRM A TRES BAS CHAMP MAGNETIQUE POUR LE BEBE PREMATURE .....</b>	<b>69</b>

Dans le premier chapitre, nous avons vu la base théorique et le mode de fonctionnement d'une IRM. Maintenant nous allons présenter le design, les étapes de conception de l'installation, la calibration du champ principal et des gradients. Le chapitre commence avec une présentation détaillée des critères et des contraintes que nous avons respectées dans le choix du design qui ont été imposés par l'application particulière de notre IRM. Le fait de travailler avec des bébés prématurés placés dans des couveuses exige un design ouvert. De plus, comme pour toute installation d'IRM, nous avons cherché à optimiser la géométrie des bobines afin de générer le champ statique  $B_0$  le plus homogène possible et des gradients  $G_x, G_y, G_z$  très linéaires dans la zone d'intérêt -  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ . Afin de pouvoir tester de différentes configurations de bobines et évaluer leur performance nous avons créé un programme codé en Pascal objet (IDE Lazarus), basé sur le théorème de Biot-Savart pour le calcul du champ magnétique. Son fonctionnement complet sera présenté dans une notice jointe dans la partie « Annexes ». Le programme donne la possibilité de créer des designs de bobines de géométries différentes dont les dimensions et la position sont au choix de l'utilisateur. Il est possible d'optimiser automatiquement ces designs afin d'améliorer l'homogénéité (pour le champ statique) ou la linéarité (pour les gradients). Par la suite nous détaillons le design final choisi pour notre IRM. Dans la dernière partie de ce chapitre nous présentons les caractéristiques de chaque partie de notre installation et nous finissons la discussion par un survol des normes de sécurité appliquées lors d'un examen d'IRM.

## 1. La conception de l'IRM

Notre projet d'IRM a été conçu autour de l'idée de proposer aux services de néonatalogie un outil d'imagerie qui rendrait possible l'examen au sein du service-même, sans déplacer les bébés, voire de permettre une mesure en continu. Afin d'accomplir cet objectif ambitieux, l'installation doit respecter certaines contraintes imposées par cette application particulière. Tout d'abord l'IRM doit obligatoirement avoir un design ouvert, donc sans tunnel, de taille adaptée à la couveuse Babyleo TN500 de Draeger [46] utilisée dans le service de néonatalogie de l'hôpital Robert Debré à Paris, qui est notre partenaire dans ce projet.

Deuxièmement, l'installation doit obligatoirement permettre l'accès facile et rapide au patient si des soins d'urgence doivent être apportés à l'enfant.

Troisièmement, comme on a vu dans le chapitre précédent, le rapport signal sur bruit en IRM est proportionnel à l'aimantation totale des tissus. La qualité de l'image acquise dépend donc de l'intensité du champ principal  $B_0$  et de son homogénéité, d'autant plus qu'on travaille à très bas champ magnétique. Il serait logique de travailler avec un champ permanent plus fort pour améliorer la qualité de nos images. Néanmoins, en vue de l'application visée de cette installation, elle ne peut pas avoir des demandes d'alimentation très élevées et il n'est pas possible d'utiliser un système de refroidissement autre que de l'eau froide. Cela impose une limite au champ nominal fixée en dessous de 10 mT.



*Fig. 1* : Photo de la couveuse Babyleo TN500 de Draeger, utilisée au service de néonatalogie à l'hôpital Robert Debré à Paris. Cette couveuse est utilisée comme référence du design de notre installation.

**Caractéristiques techniques :**

Longueur x Largeur :

1 154 mm x 690 mm

Hauteur (capot fermé/ouvert) :

1 850 à 2 250 mm

Dans le chapitre précédent nous avons proposé un état de l'art en IRM, ainsi qu'une présentation des installations de bas champ magnétique commercialisées ou en cours de développement dans la recherche. Dans le paysage actuel nous pouvons constater que notre projet est basé sur une idée innovatrice et différente qui demande un design non-conventionnel. Intégrer tous ces critères n'était pas une tâche triviale et une configuration de bobines traditionnelles ne répondait pas aux limites d'homogénéité visées. Il était indispensable de pouvoir tester les différentes géométries de bobines, étudier le champ magnétique qu'elles génèrent, et visualiser son profil dans un volume correspondant au champ de vue (FOV) de travail. Nous avons donc créé un programme pour concevoir le design le plus optimisé.

**1.1. Le programme de simulation : le champ magnétique statique  $B_0$**

*Le fonctionnement, les calculs et les principes sur lesquels le programme est basé sont détaillés en Annexe.*

Le langage de programmation choisi Pascal est un environnement de développement facile à utiliser et très rapide. Notre objectif était de créer un logiciel qui donnerait à l'utilisateur un haut degré de liberté dans le design des configurations qu'il voudrait étudier. Nous avons donc codé un programme, basé sur la loi de Biot-Savart, qui calcule le champ magnétique généré par une configuration d'antennes quelconque décrite comme une somme finie d'éléments de courants linéaires. L'utilisateur peut déterminer :

- Le nombre de bobines ;
- L'emplacement des bobines dans l'espace ;
- La géométrie, qui peut être circulaire, rectangulaire/carré ou polygonale (dont le type est aussi au choix de l'utilisateur).

Une fois que l'utilisateur a déterminé les paramètres des bobines qui généreraient le champ magnétique, il a la possibilité de calculer l'intensité et l'homogénéité de ce champ à des endroits d'intérêt différents. Il a le choix parmi :

- Un point d'observation défini par ses trois coordonnées X, Y, Z ;

- Une ligne suivant un des trois axes  $O_x$ ,  $O_y$ ,  $O_z$  ;
- Un volume dont la taille est au choix de l'utilisateur.

A cela s'ajoute trois lignes d'observation suivant chaque axe de l'espace.

A partir de ces paramètres, le programme peut calculer et afficher les valeurs extrêmes, ainsi que la moyenne en Tesla du champ magnétique qu'on mesurerait à l'endroit d'observation choisi, ainsi que son niveau d'inhomogénéité exprimé en partie par million (ppm). Si le champ magnétique ne répond pas à nos objectifs d'homogénéité, il est possible d'optimiser le design grâce à un algorithme mis en place qui cherche le minimum. Il suffit de choisir le/s paramètre/s du design qui peuvent varier et le programme les ajustera dans les limites du possible pour minimiser l'inhomogénéité du champ magnétique. Si on a trouvé une configuration de bobines qui nous intéressent, il est possible de la sauvegarder dans un format propre à notre programme (.BOB) qui est un fichier texte, la recharger et modifier par la suite. Le programme permet aussi de visualiser en 1D les différentes composantes du champ magnétique, ainsi que son module, projetés sur les trois axes de l'espace dans un volume choisi par l'utilisateur. Ainsi nous pouvons étudier le profil du champ suivant les différentes lignes d'observation.

## 1.2. Le programme de simulation : les gradients

Le programme a été utilisé pour déterminer aussi le design optimal des trois gradients  $G_x$ ,  $G_y$ ,  $G_z$ . On utilise la même méthode de design que pour le champ principal  $B_0$ . La géométrie des bobines est donc déterminée par l'utilisateur et nous pouvons calculer et visualiser les composantes du champ magnétique généré par une configuration de bobines donnée dans les différents plans de l'espace. Spécialement pour les gradients, nous avons créé la possibilité de calculer l'erreur sur la linéarité dans un champ de vue dont la taille est déterminée par l'utilisateur. Avec cet outil, nous pouvons optimiser rapidement le design du gradient en utilisant le même type d'optimisation présenté précédemment.

## 2. Le design du champ statique $B_0$

Le champ statique  $B_0$  est la première étape importante du processus de design d'une installation d'IRM. Un champ magnétique homogène permet une préparation uniforme des spins des protons du sujet/objet d'étude et est à la base d'une imagerie de bonne qualité. En cas d'inhomogénéité la précession inégale des spins peut provoquer une perte de signal, une modification des temps de relaxation, ainsi que des artefacts et des distorsions dans l'image finale. A présent nous détaillerons toutes les étapes dans la conception du design optimisé de notre champ principal  $B_0$ .

### 2.1. Les différents designs considérés

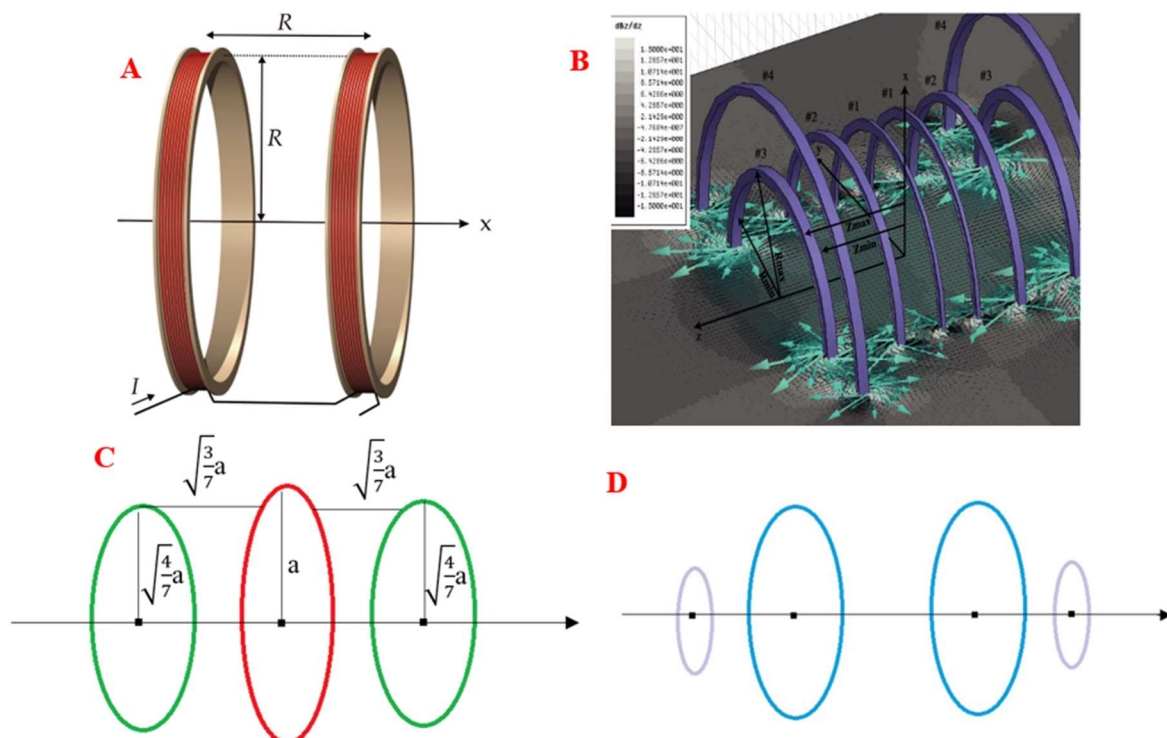
Les critères à respecter dans le design de notre installation d'IRM étaient :

- Un design ouvert donnant un accès facile au bébé dans la couveuse.
- Des dimensions permettant d'insérer la couveuse entre les bobines générant le champ statique : séparation entre les bobines d'au moins 70 cm et une hauteur supérieure à 1,8 m.
- Une intensité du champ la plus grande possible avec comme limite un refroidissement à eau et un poids < 500kg.

- Une homogénéité très élevée (meilleure que 10 ppm) dans un champ de vue de la taille du bébé :  $FOV = 10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ .

Tout d'abord nous avons fait des simulations sur des géométries déjà connues pour tester leur applicabilité dans le cas de notre projet :

- Les bobines de Helmholtz : une configuration de deux bobines circulaires parallèles et du même rayon  $R$ , séparées d'une distance égale à  $R$ . Elles sont parcourues par des courants électriques ayant la même intensité et qui circulent dans le même sens. Leur particularité est de générer un champ magnétique uniforme au centre du dispositif dans un volume petit comparé à la taille des bobines.
- La configuration de Garett [47] : une configuration de trois paires de bobines à blindage actif assuré par une quatrième paire (comme présenté dans l'article de référence). Ce design est conçu pour générer un champ très uniforme et de haute intensité dans l'iso-centre des bobines. Nous avons adapté ce design pour un autre projet de notre laboratoire pour générer le champ statique  $B_0$  dans l'installation d'IRM de très bas champ magnétique pour l'étude du cerveau installé à Neurospin. [48]
- Les bobines de Maxwell [49] : une configuration de trois bobines, qui est une optimisation des bobines de Helmholtz. Elle est constituée d'une petite bobine centrale de rayon  $a$  et de deux plus grandes bobines de rayon  $\sqrt{4/7} a$  positionnées symétriquement par rapport au point central à une distance  $\sqrt{3/7} a$  du centre de la petite bobine. Les deux bobines aux extrémités sont parcourues par des courants électriques de la même intensité et sens de circulation. Le courant parcourant la bobine centrale circule aussi dans le même sens mais est de plus faible intensité.
- La configuration quadruple circulaire [50] [51] : une configuration de deux paires de bobines circulaires – grandes et petites, qui sont disposées de telle manière qu'elles génèrent un champ magnétique très uniforme dans un volume sphérique.



*Fig. 2* : Représentation schématique des différentes configurations de bobines : (A) Bobine de Helmholtz, (B) Bobine de Garrett, (C) Bobines de Maxwell, (D) Configuration quadruple circulaire. *Source* : (A) Wikipédia, (B) Réf. [47].

Les résultats de ces simulations sont présentés dans le *Tableau 1*.

	<b>Rayon R (mm)</b>	<b>Distance entre les bobines (mm)</b>	<b>Courant parcourant les bobines (A.tours)</b>	<b>Champ B<sub>0</sub> généralisé (mT)</b>	<b>Inhomogénéité sur FOV= 10x10x30 cm<sup>3</sup> (ppm)</b>
<b>Bobine de Helmholtz</b>	900	450	10 000	9.98	936
<b>Bobine de Garrett</b>	516 (pour les trois paires de bobines)	165.1 (1 <sup>ère</sup> paire) 548.1 (2 <sup>d</sup> paire) 1226.6 (3 <sup>ème</sup> paire)	1300 (1 <sup>ère</sup> paire) 2000 (2 <sup>d</sup> paire) 4500 (3 <sup>ème</sup> paire)	10.6	589
<b>Bobine de Maxwell</b>	1000 (1 <sup>ère</sup> paire) 1305 (bobine centrale)	1046 (1 <sup>ère</sup> paire) La troisième bobine est placée au centre	11 448 (1 <sup>ère</sup> paire) 1750 (bobine centrale)	10.8	389
<b>Design quadruple</b>	1000 (1 <sup>ère</sup> paire) 392 (2 <sup>d</sup> paire)	768 (1 <sup>ère</sup> paire) 1156 (2 <sup>d</sup> paire)	10 000 (1 <sup>ère</sup> paire) 1129 (2 <sup>d</sup> paire)	10.8	20

*Tableau 1*: Tableau résumant les résultats des simulations des champs magnétiques calculés pour de différentes configurations de bobines.

Nous pouvons conclure que les trois premières configurations ne répondent pas aux critères établis, mais la configuration quadruple semble une option intéressante. Le calcul de l'inhomogénéité a été fait pour un système ayant cette géométrie qui a déjà été implémenté au cours d'un autre projet développé dans notre laboratoire par Hadrien Dyvorne pendant sa thèse doctorale [50]. Le design a été basé sur un article de Rinard et al. [51] qui ont construit une installation d'IRM pour l'imagerie paramagnétique électronique à faible champ magnétique. L'équipe a développé une géométrie de bobines générant un champ magnétique très homogène en se référant à des calculs qui reposent sur une expansion harmonique sphérique du champ magnétique (cf. Réf.[52] pour la méthode détaillée) La méthode repose sur l'équation de Laplace pour le champ magnétique :  $\vec{\nabla}^2 \vec{B} = 0$ , dont les solutions peuvent être exprimées comme des harmoniques sphériques. Pour les configurations constituées de plusieurs bobines, les courants, les rayons et les emplacements des bobines sont déterminés en fixant les coefficients harmoniques à zéro. En ajustant correctement ces paramètres nous pouvons éliminer des harmoniques de plusieurs ordres, ainsi optimisant l'homogénéité du champ

magnétique généré. Par ailleurs, les bobines à symétrie axiale peuvent fournir des régions d'uniformité importantes en annulant les harmoniques jusqu'à un certain ordre par symétrie. Les bobines de Helmholtz illustrent ce principe car elles sont un système du quatrième ordre. Comme cité dans *Réf.[51]* l'ordre d'une configuration optimisée est égal à  $2n$  avec  $n$  étant le nombre de bobines. L'article conclut que la présence d'une deuxième paire de bobines par rapport à la configuration de Helmholtz améliore significativement l'homogénéité du champ magnétique généré et par ailleurs un système quadruple peut atteindre le même niveau d'homogénéité de champ en utilisant des bobines dont le rayon est inférieur à un quart du rayon des bobines de Helmholtz, ainsi rendant ce type de système significativement plus compacte.

En se basant sur ce raisonnement, les résultats obtenus dans la thèse d'Hadrien Dyvorne, ainsi que les calculs de notre programme (cf. *Tableau 1*), nous avons conclu que la configuration quadruple serait la plus adaptée pour notre projet d'IRM. Néanmoins son design doit être obligatoirement optimisé. Premièrement l'homogénéité du champ magnétique peut être amélioré et deuxièmement, les bobines nécessitent un trop grand apport énergétique. Nous avons utilisé cette géométrie comme base dans la conception du design de notre installation d'IRM et l'avons adaptée en se servant du programme Pascal décrit ci-dessus pour optimiser tous les paramètres. Dans le processus d'optimisation nous avons pris en compte quelques règles. Tout d'abord, la résolution nécessaire et atteignable pour le diagnostic des lésions cérébrales en IRM à très bas champ magnétique est d'environ 1-2 mm. Cette résolution est directement liée au champ statique  $B_0$  dans lequel baignent les tissus. Or, dans un volume d'intérêt de taille réduite, comme le cas d'un bébé prématuré, le signal disponible diminue. Comme l'intensité et l'homogénéité du champ magnétique créé sont liés au diamètre des électroaimants et à leur distance de séparation, ces paramètres-là jouent un rôle premier dans la conception du design. Or, pour une valeur d'alimentation fixée, toute augmentation de la taille des bobines provoque une diminution du champ nominal atteignable et cause une augmentation de l'inhomogénéité du champ dans le FOV choisi. Pour ces raisons, il a été compliqué de créer un design qui respecte la grande taille des bobines imposée par la taille de la couveuse et génère un champ magnétique très homogène dans le volume d'intérêt, d'une intensité nominale proche de 10 mT, tout en gardant les demandes d'alimentation raisonnables.

## 2.2. Le résultat des calculs pour le design final

La configuration quadruple a été choisie comme la base du design final de  $B_0$ . Dans la suite, grâce au programme Pascal, nous avons optimisé les différents paramètres de ce design (diamètres des bobines, distances entre les bobines, courants d'alimentation) afin de rendre le champ magnétique généré le plus homogène possible. Pour ceci, nous avons déterminé la limite d'inhomogénéité acceptable pour notre IRM en se basant sur la formule du temps de relaxation  $T_2^*$  qui comprend les inhomogénéités dus à l'environnement local des spins, mais aussi les inhomogénéités intrinsèques du champ statique  $B_0$  :

---


$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{2\pi} \gamma \delta B \quad \text{Eq. 1}$$


---

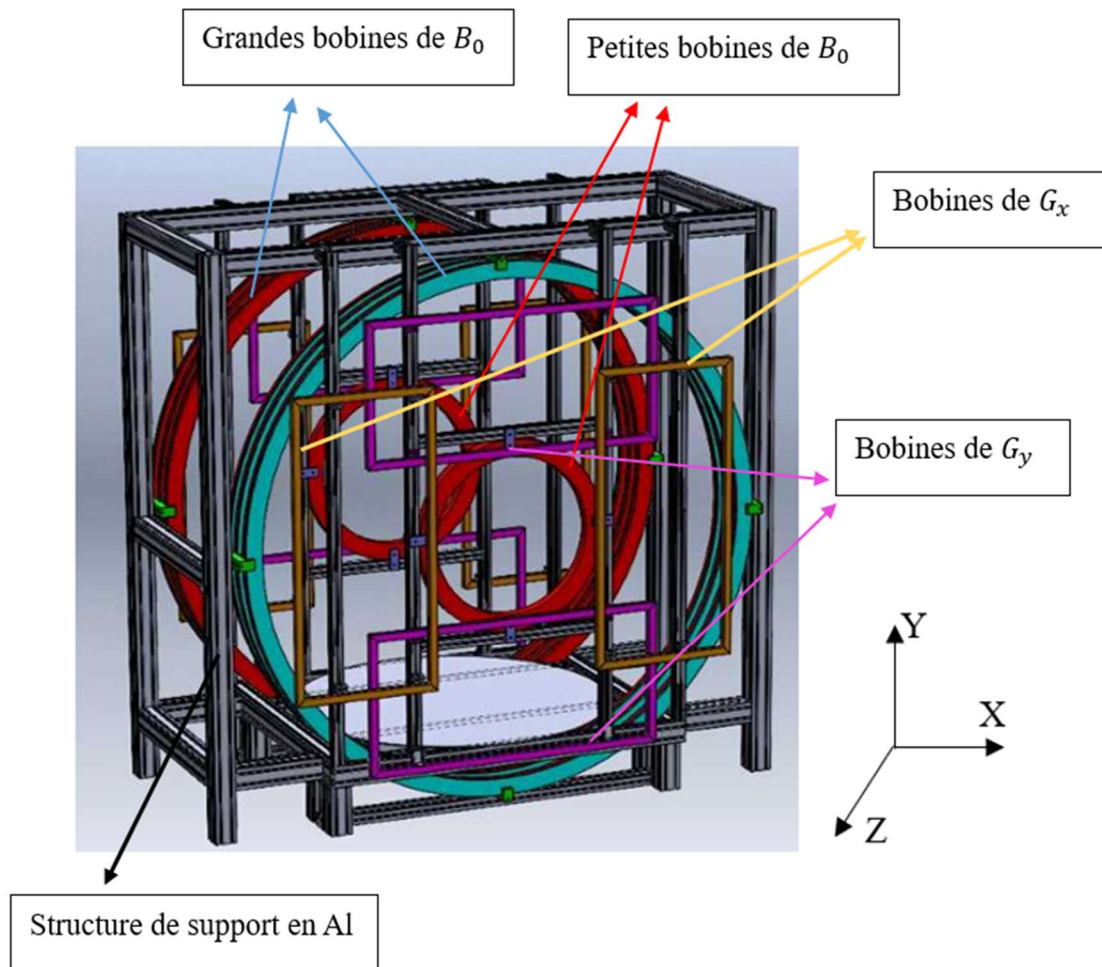
Comme il a été discuté dans le chapitre précédent, il faut travailler avec une bande passante étroite pour produire des images de bonne résolution. En prenant en compte que la bande



passante est définie comme :  $BP = \frac{1}{T_2^*}$ , nous avons intérêt à rapprocher sa valeur à sa limite minimale intrinsèque :  $\frac{1}{T_2}$ . Cette condition nous permet de calculer l'inhomogénéité maximale acceptable pour notre installation :

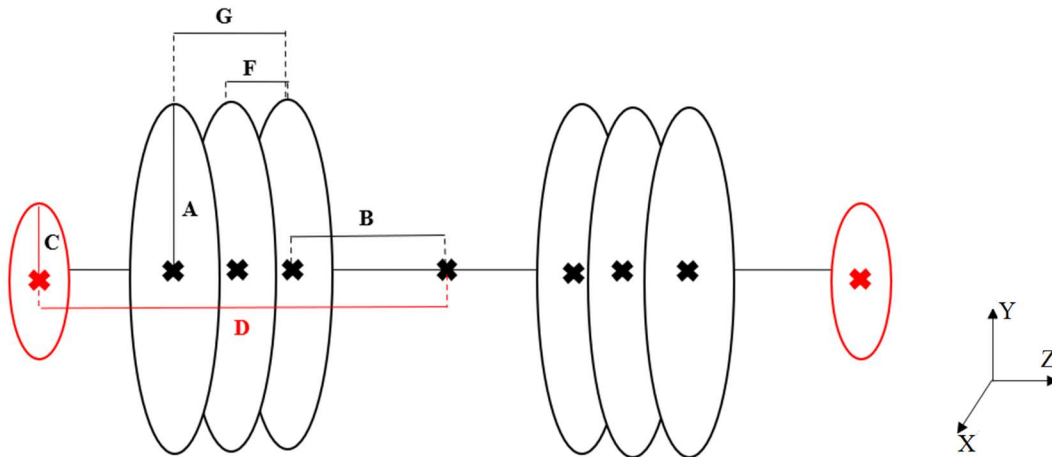
$$\delta B \leq \frac{2\pi}{\gamma T_2} \quad \text{Eq.2}$$

Les valeurs typiques de  $T_2$  dans le cerveau humain étant autour de 50-60 ms, on conclut que  $\delta B \leq 0.39$  à  $0.47 \mu T$ . Pour un champ statique  $B_0 \sim 10 mT$  ; cela correspond à une inhomogénéité de 39-47 ppm maximum. A partir de ce résultat nous avons ajusté les paramètres du design en apportant une modification géométrique à la configuration quadruple de base qui consiste de deux paires de bobines circulaires de grand et petit diamètre. Dû au grand poids et sa grande consommation énergétique, les bobines de la grande paire ont été subdivisées. On a donc réparti les conducteurs constituant ces deux bobines en six bobines du même diamètre, disposées trois par trois de manière symétrique autour de l'axe central. La Fig. 3 présente un dessin du design théorique de l'installation d'IRM sur son support (réalisé par Gérald Le Goff sur le logiciel SolidWorks). Nous proposons aussi un schéma pour illustrer le placement des bobines les unes par rapport aux autres, cf. Fig. 4.





**Fig.3** : Un dessin de l'installation d'IRM, fait avec le logiciel SolidWorks, avec la structure de support. Le design est composé de deux paires de bobines circulaires. La première - grande paire, subdivisée en six plus petites bobines, disposées trois par trois de manière symétrique autour de l'axe central. Un deuxième set de bobines de plus petite taille est utilisé pour rendre le champ statique généré plus homogène. Sur l'image nous pouvons voir aussi les gradients  $G_x$  et  $G_y$  (en violet et jaune).



**Fig.4** : Représentation schématique de l'installation, en noire : les grandes bobines et en rouge : les petites bobines. Toutes les distances sont en mm !

- A = 1058 mm** : rayon de la grande bobine
- B = 372 mm** : distance du centre de l'installation à la 1<sup>ère</sup> grande bobine
- C = 338 mm** : rayon de la petite bobine
- D = 624 mm** : distance du centre de l'installation à la petite bobine
- F = 80 mm** : distance séparant la première grande bobine de la deuxième
- G = 173 mm** : distance séparant la première grande bobine de la troisième

Nous avons aussi fait des calculs pour estimer le poids, la résistance, ainsi que le courant et la tension d'alimentation théoriques pour confirmer la faisabilité du design choisi. Ces paramètres sont résumés dans le *Tableau 2*. D'après les simulations, ce design générerait un champ nominal de  $\sim 8$  mT sur un champ de vue de  $10 \times 10 \times 30$  cm<sup>3</sup> avec une inhomogénéité de 10 ppm. La géométrie a été optimisée de telle sorte que les projections des composantes transversales sur l'axe Oz soient négligeables :  $B_x = 0.16$  nT  $B_y = 0.3$  nT, tandis que  $B_z = 7.9$  mT.

	<i>Diamètre (mm)</i>	<i>A.tours</i>	<i>Tours</i>	<i>Diamètre du fil conducteur (mm)</i>	<i>Résistance (Ω)</i>	<i>I<sub>alim</sub> (A)</i>	<i>V<sub>alim</sub> (V)</i>	<i>P (W)</i>	<i>Poids (kg)</i>
<b>Grande</b>	2116	2798	100	4	0.9	28	25	740	75

<i>Petite</i>	676	597	100	4	0.3	6	2	11	26
---------------	-----	-----	-----	---	-----	---	---	----	----

Tableau 2 : Un résumé des paramètres théoriques du design final du champ  $B_0$  basés sur nos calculs. Les chiffres correspondent à une des grandes et une des petites bobines.

La Fig. 5 montre le profil théorique du champ statique  $B_0$  généré par la configuration finale des bobines sur une ligne de 30 cm suivant l'axe Oz. Les simulations et les calculs prévoient peu de variations du champ dans la zone d'intérêt et donc une très bonne homogénéité.

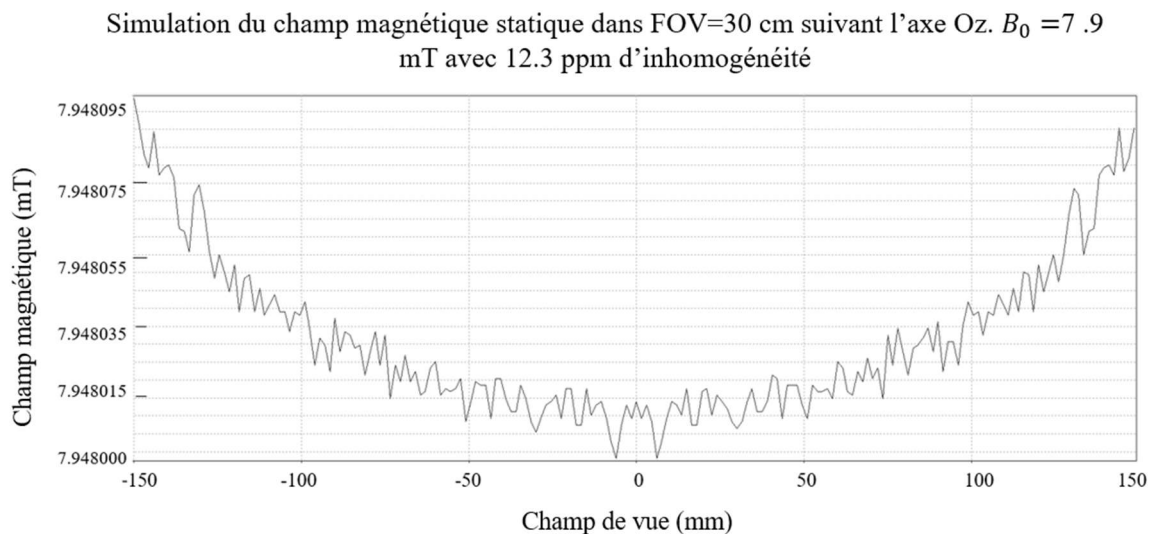


Fig. 5 : Simulation du champ magnétique statique de notre IRM sur une ligne de 30 cm suivant l'axe Oz. Le champ nominal est égal à 7.9 mT et l'inhomogénéité est estimée à 12 ppm.

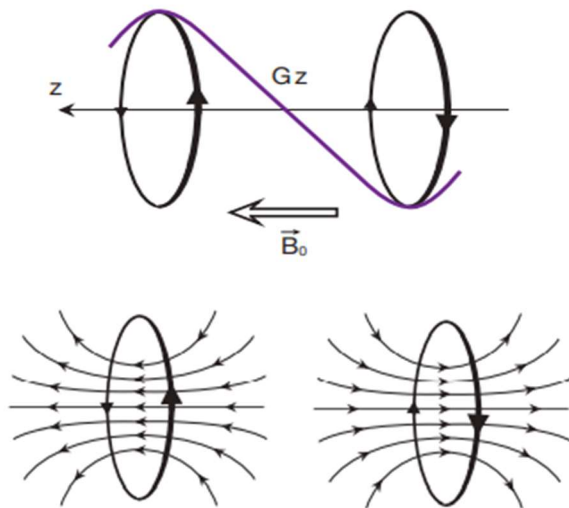
### 3. La base théorique des gradients magnétiques

L'étape suivante dans le design de notre installation a été la conception des trois gradients  $G_x, G_y, G_z$ . Etant une partie fondamentale et indispensable pour la formation de l'image, une attention particulière a été portée à leur design. Comme vu dans le chapitre précédent, chaque gradient est créé par des paires de bobines, disposées dans chacune des directions de l'espace pour réaliser une variation linéaire de l'intensité du champ magnétique le long de la direction du champ magnétique principal afin de permettre l'encodage spatial du signal :

---


$$G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y}, \quad G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad \text{Eq.3}$$


---



*Fig. 6 :* Représentation schématique du fonctionnement d'un gradient de type bobines de Maxwell : deux bobines circulaires face à face alimentées par des courants électriques de même amplitude, mais circulant dans des sens opposés. La superposition des champs magnétiques produits par chacune des bobines résulte en un champ qui est nul au centre et varie linéairement vers les bords du champ de vue.

Le gradient magnétique est produit en faisant circuler des courants d'amplitude égale, mais dans des sens opposés dans chacune des bobines de la paire. Pour un gradient donné, en combinant les champs magnétiques produits par chacune des bobines de la paire, on obtient, un champ nul à mi-distance entre les deux bobines, au centre de l'installation, et un champ qui varie linéairement par rapport à ce centre dans le reste du champ de vue. Le gradient magnétique se mesure en mT/m ou G/cm. Dans le cas des IRM médicaux standards sa valeur peut atteindre jusqu'à 100 mT/m. Les gradients étant des composants qui sont activés et désactivés rapidement au cours des acquisitions, l'alternance des courants en présence du fort champ statique  $B_0$  produit d'importantes forces de Lorentz qui agissent sur les bobines de gradient et provoquent des vibrations, donc un fort bruit acoustique qui peut aller jusqu'à 90 dB. La force de Lorentz étant proportionnelle à l'intensité du courant injecté et au champ magnétique statique :  $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v}\wedge\vec{B}$ , on conclut qu'à très bas champ magnétique, le bruit acoustique produit est presque négligeable. Par ailleurs, l'alternance des courants provoque aussi des courants de Foucault qui superposés au champ magnétique du gradient, détériorent sa linéarité et introduisent des déformations sur les images acquises. Ce problème est aussi minimisé dans notre cas d'IRM à très bas champ magnétique.

### 3.1. Le design des trois gradients

Des bobines de gradients efficaces génèrent un champ magnétique très linéaire, avec une amplitude nominale suffisante pour obtenir la résolution d'image requise, sur un volume suffisamment grand qui couvre le champ de vue, en n'utilisant qu'une petite quantité d'énergie magnétique stockée, ainsi permettant une commutation rapide. Pour ceci il est nécessaire de respecter quelques critères :

- Utiliser des bobines à faible inductance  $L$  pour permettre la commutation rapide.
- Minimiser l'inductance mutuelle  $M$  de la paire ainsi réduisant l'interaction des deux bobines. En les gardant découplées, on s'assure qu'aucune force électromotrice ne sera générée dans la bobine opposée et donc le champ magnétique généré ne sera pas déformé.
- Garder la résistance des bobines faibles pour limiter la dissipation d'énergie.

En plus de ces critères généraux, il faut respecter le prérequis d'une installation à design ouvert donnant un accès maximal à la zone de mesure.

Les paramètres caractéristiques à prendre aussi en considération dans la conception de nos gradients sont son intensité, sa linéarité dans la zone d'intérêt, son temps de montée et sa vitesse de balayage.

### 3.1.1. Intensité du gradient

Tout d'abord, nous devons déterminer l'amplitude que nos gradients devraient avoir. Ce paramètre dépend de la résolution d'image que nous visons :

---


$$G_i = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{BP}{FOV} \quad \text{Eq.4}$$


---

où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique du proton, BP la bande passante et FOV le champ de vue dans la direction  $i$ .

#### Gradients X et Y

Admettons que la résolution voulue est de 1 mm sur un champ de vue de  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ . Cela demande 50 points pour échantillonner l'espace et donc une période d'échantillonnage de  $\Delta t = \frac{T_E}{N \text{ points}} = 1 \text{ ms}$ , pour un temps d'observation standard de 50 ms. Par définition la bande passante est inversement proportionnelle à la période d'échantillonnage :  $BP = \frac{1}{\Delta t} = 2 \text{ kHz}$ . Nous concluons que l'intensité du gradient requise suivant les axes  $Ox$  et  $Oy$  est égale à  $G_x = G_y = 0.470 \text{ mT/m}$ , soit  $46.9. \mu\text{T}/10\text{cm}$ .

#### Gradient Z

Dans le cas du gradient Z la période d'échantillonnage est égale à  $\Delta t = 0.33 \text{ ms}$  sur une longueur de 30 cm. La bande passante est donc  $BP = 6 \text{ kHz}$  et l'intensité du gradient nécessaire pour atteindre une résolution de 1 mm est aussi  $G_z = 0.470 \text{ mT/m}$ , ou encore  $0.141 \text{ mT}/30\text{cm}$ .

### 3.1.2. Linéarité du gradient

La linéarité du gradient est un autre paramètre très important à prendre en compte. En raison de l'utilisation de la transformée de Fourier rapide pour la reconstruction des données, une acquisition cartésienne de l'espace des k est indispensable, car toute erreur de linéarité entraînerait des déformations sur l'image finale. L'erreur au point  $r$  peut être calculée à partir de la formule suivante [53] :

---


$$\Delta B_z(r) = \frac{B_z(r) - B_z^{ideal}(r)}{\max(|B_z^{ideal}(r_{max})|)} \quad \text{Eq.5}$$


---

Il est important de noter que la non-linéarité des gradients n'est pas une perturbation aléatoire ce qui signifie qu'elle dominera toujours le bruit de fond externe après un moyennage suffisant du signal. Il est donc important de minimiser cette erreur au cours de la conception du design des gradients, même si les erreurs de non-linéarité peuvent être (partiellement) corrigées pendant le traitement de données post-acquisition.

### 3.1.3. Temps de montée du gradient

La montée du gradient de 0 jusqu'à son intensité maximale n'est bien sûr pas instantanée et est définie par le temps de montée  $\tau$  comme [53]:

---

$$\tau = \frac{L}{R} \quad \text{Eq.6}$$

---

Cela justifie la nécessité de minimiser l'inductance des bobines des gradients, mais  $\tau$  peut être réduit aussi en appliquant une plus haute tension au prix de l'utilisation d'une source d'alimentation plus puissante. Néanmoins pour évaluer correctement la performance d'un gradient il est nécessaire de mettre à l'échelle le temps de montée en fonction de l'intensité maximale du gradient réalisable, à travers la vitesse de balayage.

### 3.1.4. Vitesse de balayage

La vitesse de balayage est mesurée en T/m/s et est définie comme :

---

$$S = \frac{G_{max}}{\tau} \quad \text{Eq.7}$$

---

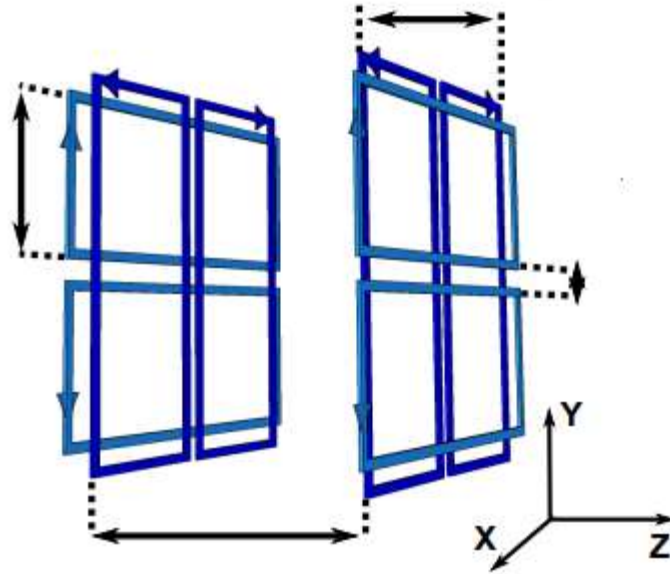
La vitesse de balayage a une influence sur le  $T_R$  et le  $T_E$  minimaux réalisables, ainsi que sur l'espacement des échos dans une séquence d'écho de spin.

## 3.2. Le design des gradients

Pour le design des trois gradients de notre installation nous avons étudié plusieurs designs possibles. Néanmoins, des solutions standards comme la configuration de « Golay » [1] ou de Maxwell ne satisfaisaient pas toutes les contraintes imposées par le design ouvert de notre IRM. En utilisant notre programme de simulations Pascal, nous avons apporté des modifications sur des géométries classiques qui seront présentées dans la suite.

### 3.2.1. Gradients $G_x, G_y$

Pour le design des gradients  $G_x, G_y$  nous nous sommes inspirés du travail fait durant la thèse d'Hadrien Dyvorne [50] en adoptant une géométrie planaire rectangulaire. Cette configuration est très adaptée pour permettre un accès optimal au centre de l'installation où serait positionner le patient. Le champ magnétique de chaque gradient est généré par deux paires de bobines positionnées symétriquement par rapport au centre de l'axe principal. Les bobines de chaque paire sont alimentées avec des courants qui circulent dans des sens opposés. Les deux gradients  $G_x, G_y$  sont en quadrature afin de minimiser le couplage entre eux.



*Fig. 7* : Représentation schématique du design des gradients  $G_x$  et  $G_y$ . La configuration de chaque gradient consiste de deux paires de bobines rectangulaires planaires symétriques par rapport à l'isocentre qui sont alimentées par des courants circulants dans des sens opposés. Les gradients  $G_x$  et  $G_y$  sont disposés en quadrature.

La taille, ainsi que les distances de séparation entre les bobines ont été optimisées en utilisant le programme Pascal présenté dans ce chapitre. Le but de cette optimisation a été d'ajuster les paramètres du design pour générer le gradient le plus linéaire possible dans la zone d'intérêt et dont l'intensité sera conforme au calcul théorique pour produire des images avec une résolution suffisante. Le résultat de cette optimisation est présenté dans le *Tableau 3*.

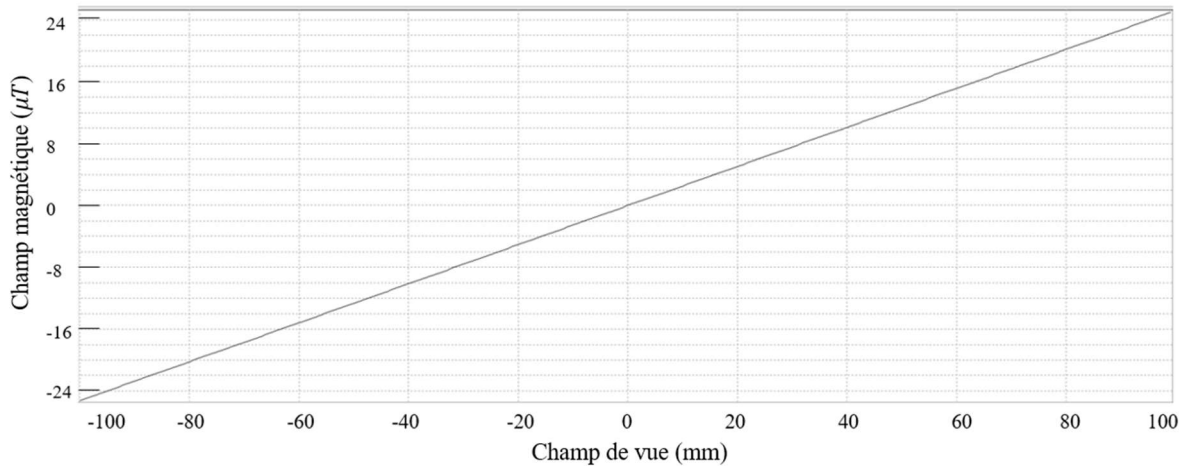
	<i>Côté 1 suivant l'axe Ox (mm)</i>	<i>Côté 2 suivant l'axe Oy (mm)</i>	<i>Séparation entre deux bobines du même plan (mm)</i>	<i>Séparation entre les deux paires suivant l'axe central (mm)</i>
$G_x$	1120	1200	1298	686
$G_y$	1200	1120	1338	714

*Tableau 3* : Résultat de l'optimisation du design final des gradients  $G_x$  et  $G_y$ .

En utilisant l'algorithme de calcul de l'erreur sur la linéarité de notre programme, nous avons estimé sa valeur pour les deux gradients. Le calcul théorique montre que pour une intensité de  $24.5 \mu T/10cm$ , l'erreur sur  $G_x$  est égale à 3.08% et suivant  $G_y$ : 2.76 % pour un champ de vue de  $10x10x30 cm^3$ . La *Fig.8* présente le plot théorique du champ magnétique généré par le

gradient  $G_y$  suivant la ligne centrale du champ de vue. Nous constatons que cette configuration de bobines génère un champ très linéaire dans la zone d'intérêt.

Simulation du champ magnétique théorique généré par le gradient  $G_y$  (résultat identique pour  $G_x$ ) sur la ligne centrale du champ de vue. Erreur de linéarité 2.76 %.



*Fig. 8* : Cette simulation présente le champ magnétique théorique généré par le gradient  $G_y$  (résultat identique pour  $G_x$ ) sur la ligne centrale du champ de vue. Le gradient est très linéaire avec une erreur de seulement 2.76 % dans le FOV.

Après avoir déterminé la taille et l'emplacement des bobines, nous avons calculé l'inductance théorique des bobines afin d'estimer l'efficacité théorique du gradient. L'inductance de la bobine rectangulaire a été calculée en se basant sur l'Eq. 8 [55] :

$$L_{th}^{rect} = \frac{\mu_0}{\pi} \left( b \ln \left( \frac{2b}{a} \right) + d \ln \left( \frac{2d}{a} \right) - (b + d) \left( 2 - \frac{Y}{2} \right) + 2\sqrt{b^2 + a^2} \right) - \frac{\mu_0}{\pi} \left( b \cdot \text{arsinh} \left( \frac{b}{d} \right) + d \cdot \text{arsinh} \left( \frac{d}{b} \right) + O(a) \right)$$

*Eq.8*

où  $a$  est le rayon du fil,  $b, d$  sont les côtés de la bobine rectangulaire, avec  $a \ll b$  et  $a \ll d$  et  $Y$  étant une constante qui représente l'effet de peau et prend la valeur  $Y = 1/2$  pour les basses fréquences et  $Y = 0$  pour les hautes fréquences.



Nous avons fait aussi une estimation du courant d'alimentation théorique nécessaire, l'énergie qui serait consommée, le poids, ainsi que la résistance de cette configuration de bobines. Le résultat est présenté dans le *Tableau 4*. A noter que les bobines de chaque gradient seront branchées en série.

<b><i>L (mH) 1 bobine</i></b>	<b><i>l</i></b>
<b><i>R (<math>\Omega</math>)</i></b>	<b><i>0.4</i></b>
<b><i>Nombre de fils</i></b>	<b><i>25</i></b>
<b><i>Type et diamètre du fil</i></b>	<b><i>Cu, 2.5 mm</i></b>
<b><i>I (A)</i></b>	<b><i>11.2</i></b>
<b><i>P (W)</i></b>	<b><i>50.4</i></b>
<b><i>Poids (kg)</i></b>	<b><i>5</i></b>

*Tableau 4* : Résultat des calculs théoriques pour certains des paramètres caractéristiques du gradient  $G_x$ . Remarque : Le gradient  $G_y$  ayant la même géométrie que  $G_x$ , ces résultats sont représentatifs pour lui aussi.

En se basant sur les résultats présentés nous pouvons conclure que le design des gradients  $G_x$  et  $G_y$  répond à tous les critères préalablement établis et est jugé réalisable en vue de son poids et sa consommation énergétique.

### 3.2.2. Gradient $G_z$

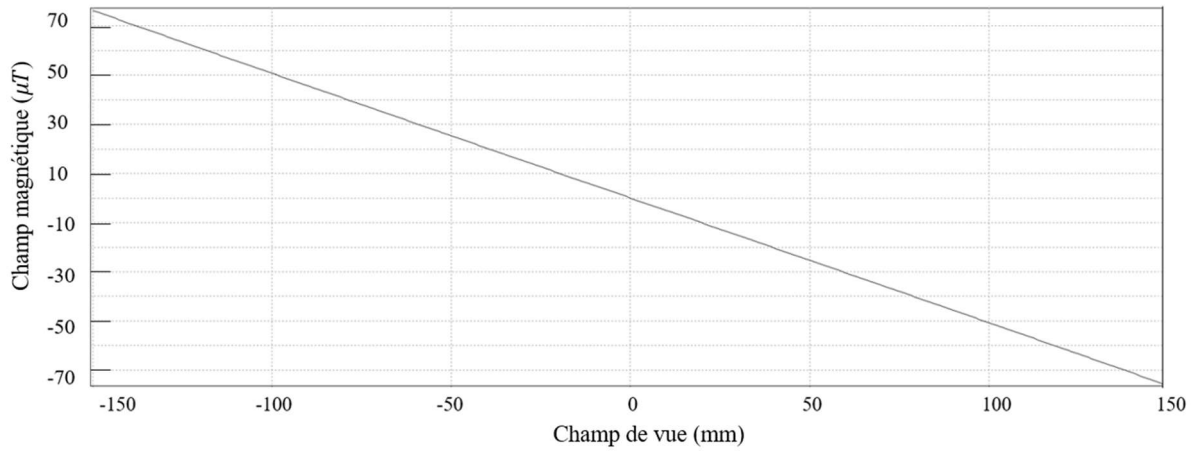
Pour permettre l'accès facile à la zone principale d'imagerie, nous avons jugé la plus adaptée une configuration de deux bobines circulaires symétriques par rapport à l'axe. Au cours du processus de conception nous avons considéré plusieurs géométries dont la configuration de Maxwell, mais aussi des bobines circulaires de tailles et de distances de séparation variées. Néanmoins aucune n'a été satisfaisante en termes d'intensité ou en linéarité du champ généré. Nous avons donc décidé de dupliquer le design des bobines du champ principal  $B_0$  en positionnant symétriquement par rapport au centre une paire de grandes bobines et une paire de petites bobines. Etant donné que l'intensité du gradient ciblée ( $73.5 \mu T/30 \text{ cm}$ ) est bien inférieure à celle du champ statique ( $\sim 10 \text{ mT}$ ), il n'est plus nécessaire de subdiviser les grandes bobines pour des raisons de consommation énergétique ou le poids. Par ailleurs cette paire de grande bobine du gradient  $G_z$  serait positionnée entre la première et la deuxième bobine du champ principal  $B_0$  afin d'augmenter la linéarité du gradient dans la zone d'intérêt. Le *Tableau 5* résume les dimensions des bobines.

	<b><i>Rayon (mm)</i></b>	<b><i>Distance de séparation (mm)</i></b>
<b><i>Grande paire</i></b>	<b><i>1058</i></b>	<b><i>760</i></b>
<b><i>Petite paire</i></b>	<b><i>338</i></b>	<b><i>1250</i></b>

*Tableau 5* : Les résultats de l'optimisation du design du gradient  $G_z$ . Les dimensions et l'emplacement des bobines reprennent ceux des bobines du champ principal  $B_0$ .



Simulation du champ magnétique théorique généré par le gradient  $G_z$  sur la ligne centrale du champ de vue. Erreur de linéarité 0.22 %.



*Fig. 9* : Simulation du champ magnétique théorique généré par le gradient  $G_z$  sur la ligne centrale du champ de vue. Le gradient est très linéaire avec une erreur de seulement 0.22 % dans le FOV.

Nous avons calculé aussi l'erreur de linéarité pour le design optimisé. Pour un gradient d'intensité  $G_z = 73.5 \mu T/30 \text{ cm}$  l'erreur est égale à 0.22 %. *Fig. 9* présente le champ magnétique théorique sur une ligne centrale du champ de vue et montre la très bonne linéarité du gradient. Nous avons aussi calculé l'inductance théorique pour les bobines du gradient  $G_z$  en utilisant l'Eq. 9 [55]:

$$L_{th}^{circ} = \mu_0 r \left( \ln \left( \frac{8r}{a} \right) - 2 + \frac{\gamma}{2} + O \left( \frac{a^2}{r^2} \right) \right) \quad \text{Eq.9}$$

où  $a$  est le rayon du fil et  $r$  est le rayon de la bobine du gradient.

Comme pour les deux autres gradients, nous avons fait des estimations de certains paramètres importants afin d'estimer la faisabilité du gradient  $G_z$ . Les résultats sont présentés dans le *Tableau 6*. Les bobines seront branchées en série, ce qui est à prendre en compte pour le calcul de l'inductance totale de  $G_z$ .

	<i>L (mH) 1 bobine</i>	<i>R (Ω)</i>	<i>Nombre de fils</i>	<i>Type/diamètre du fil (mm)</i>	<i>I (A)</i>	<i>P (W)</i>	<i>Poids (kg)</i>
<b>Grande bobine</b>	0.17	0.22	15	Cu 5x3.15	13	39	6.9
<b>Petite bobine</b>	0.0105	0.05	10	Cu 5x3.15	20	18	1.5

*Tableau 6* : Calcul théorique de certains paramètres importants pour le gradient  $G_z$ .

### 3.3. Les gradients concomitants

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le fonctionnement des gradients et nous les avons traité de manière unidirectionnelle. La conséquence importante de cette hypothèse est que la fréquence de précession change, mais son axe d'orientation reste constant dans le champ de vue. Ainsi, lorsque les gradients peuvent être considérés comme linéaires et unidirectionnels, nous obtenons des images post-reconstruction qui ne présentent pas de distorsions. Or, tout champ magnétique statique dans un espace sans sources électromagnétiques satisfait les équations de Maxwell :

---


$$\nabla \cdot B(r) = 0, \quad \nabla \times B(r) = 0 \quad \text{Eq.10}$$


---

La conséquence directe de ces équations est qu'un champ inhomogène ne peut pas avoir une seule composante non-nulle. Dans le cas de l'IRM, nous avons considéré que le champ de gradient total généré par les bobines de gradient est du type :  $b_z = \frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = G_x x + G_y y + G_z z$ . En réalité le champ ainsi créé est inhomogène et contient donc d'autres composantes, appelées des champs concomitants. Quand l'intensité de ces champs concomitants devient importante devant celle du champ statique  $B_0$ , ils provoquent des déformations dans la reconstruction des données en courbant les lignes et les plans sélectionnés par le pulse d'excitation. Cette déviation du cas linéaire peut être caractérisée par le rayon de courbure  $R_c = \frac{B_0}{G}$  et le paramètre  $\varepsilon = \frac{R_c}{L}$ , avec L la taille du champ de vue. Notamment quand  $R_c < FOV$ , les gradients concomitants provoquent des distorsions importantes dans l'image acquise. Il est donc très important de connaître leur valeur afin de savoir s'ils doivent être pris en compte dans les calculs théoriques et si nécessaire, employer des mécanismes de reconstruction mieux adaptés que la Transformée de Fourier [56].

Les équations de Maxwell (Eq. 10) prédisent donc que tout système de bobines qui génèrent des gradients  $\frac{\partial B_z}{\partial x}, \frac{\partial B_z}{\partial y}, \frac{\partial B_z}{\partial z}$ , sera aussi la source de gradients transverse de la forme :  $\frac{\partial B_x}{\partial z}, \frac{\partial B_y}{\partial z}, \frac{\partial B_y}{\partial x}, \frac{\partial B_x}{\partial y}$  qui auront la même intensité que les gradients utiles. Nous pouvons donc représenter le champ des gradients total sous forme matricielle (cf. Réf. [57]) :

---


$$G = \begin{pmatrix} -g_z/2 & 0 & g_x \\ 0 & -g_z/2 & g_y \\ g_x & g_y & g_z \end{pmatrix} \quad \text{Eq.11}$$


---

où nous pouvons différencier le gradient utile  $g$  et le gradient concomitant  $g_c$  :

---


$$g = \begin{pmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad g_c = \begin{pmatrix} -g_z/2 & 0 & g_x \\ 0 & -g_z/2 & g_y \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \underline{Eq.12}$$


---

Ainsi nous pouvons exprimer le champ total dans le volume d'imagerie comme :

---


$$B(r) = (B_0 + (g \cdot r))\hat{e}_z + g_c r \quad \underline{Eq.13}$$


---

En se basant sur l'Eq.13, nous déduisons que la fréquence de Larmor des spins dans le volume donné devient :

---


$$\omega(r, g) = -\gamma \sqrt{(B_0 + (g \cdot r))^2 + \|g_c r\|^2} \quad \underline{Eq.14}$$


---

Ce changement de la fréquence de précession a pour conséquence un élargissement de la bande passante exprimé comme :

---


$$\Delta v = \frac{\gamma}{2\pi} \left( \sqrt{(B_0 + G_{\parallel})^2 + G_{\perp}^2} - B_0 \right) \approx \left( \frac{\gamma}{2\pi} G_{\parallel} \right) + \left( \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{1}{B_0 + G_{\parallel}} G_{\perp}^2 \right) = \Delta v_{\parallel} + \Delta v_{\perp}$$


---

$$\underline{Eq.15}$$


---

où  $G_{\parallel}$  désigne le gradient 'utile',  $G_{\perp}$  - les gradients concomitants,  $\Delta v_{\parallel}$  est la variation fréquentielle due à  $G_{\parallel}$  et  $\Delta v_{\perp}$  - la variation fréquentielle générée par  $G_{\perp}$ .

Nous pouvons différencier deux régimes distincts en fonction de l'intensité des gradients concomitants :

- Quand  $G_{\parallel}/B_0 \ll 1$ ,  $G_{\perp}/B_0 \ll 1$  et  $\Delta v_{\perp}/\Delta v_{\parallel} \ll 0.01$ , alors la variation de la fréquence de Larmor devient proportionnelle aux gradients longitudinaux et nous pouvons négliger les gradients concomitants. La fréquence est égale donc à  $\omega(r, g) \cong -\gamma(B_0 + (g \cdot r))$ .
- Quand  $G_{\parallel}/B_0 \geq 1$ ,  $G_{\perp}/B_0 \geq 1$  et  $\Delta v_{\perp}/\Delta v_{\parallel} \geq 0.01$ , l'effet des gradients concomitants ne peut plus être négligé et nous les intégrons dans la formule de la fréquence de Larmor (Eq. 15).

Dans le cas de notre IRM, les gradients  $G_x, G_y, G_z$  ont une intensité de  $0.245 \text{ mT/m}$  donc le calcul sera identique pour les trois. Les gradients utiles et les gradients concomitants ont la même intensité donc  $G_{\parallel} = G_{\perp} = 0.2 \text{ mT/m}$  et leur valeur par rapport au champ statique est

évalué à  $G_{\parallel}/B_0 = G_{\perp}/B_0 = 0.025$ . Les shifts en fréquences dus aux gradients utiles et les gradients concomitants sont  $\Delta\nu_{\parallel} = 8515.2 \text{ Hz}$  et  $\Delta\nu_{\perp} = 103.8 \text{ Hz}$ . Ainsi nous concluons que le rapport des deux est inférieur à 0.01 :  $\Delta\nu_{\perp}/\Delta\nu_{\parallel} < 0.01$ . L'élargissement fréquentiel dû aux gradients concomitants ne représente que 1.2 % de la bande passante totale. Ainsi, nous concluons que dans le cas de notre installation l'effet des champs concomitants peut être négligé.

## 4. Installation de l'IRM. Résultats expérimentaux

Dans cette partie du chapitre nous présentons le processus de l'installation de l'IRM, pas à pas, jusqu'à arriver à un système opérationnel qui produit des images qualitatives de fantômes.

### 4.1. Champ principal $B_0$

Les bobines du champ principal ont été produites par la société française SEF Technologies [58] spécialisée dans la production d'électroaimants, en se basant sur les dimensions établies par nos simulations et calculs. Elles sont arrivées au laboratoire du LNO au site d'Ormes des Merisiers, Saclay au mois de juillet 2022, ce qui a marqué le début de la mise en place de l'installation.

Les six grandes bobines sont de dimensions identiques et leurs paramètres caractéristiques sont donc assez semblables (cf. *Tableau 7*).

	<i>Grande bobine</i>	<i>Petite bobine</i>
<b><i>L (mH)</i></b>	<i>19.55</i>	<i>Non-mesurée</i>
<b><i>R (<math>\Omega</math>)</i></b>	<i>0.74</i>	<i>0.32</i>
<b><i>Z (<math>\Omega</math>)</i></b>	<i>8.63</i>	<i>Non-mesurée</i>
<b><i>Poids (kg)</i></b>	<i>80</i>	<i>25</i>

*Tableau 7* : L'inductance, la résistance et l'impédance des bobines du champ principal  $B_0$ . Les valeurs sont moyennées sur toutes les bobines.

Nous avons respecté l'espacement théorique des bobines dans la limite du possible. Etant donné que le programme Pascal utilisé pour la conception du design des bobines est basé sur l'hypothèse que les fils sont sans épaisseurs, les distances théoriques calculées correspondent à une distance moyenne du centre d'une bobine au centre de l'autre. Un léger écart entre l'espacement théorique et réel est donc normal. L'emplacement réel des bobines est présenté dans le *Tableau 8*. A noter que le gradient  $G_z$ , qui reprend la géométrie des grandes bobines du champ statique  $B_0$ , a été également fabriqué par SEF Technologies et a été installé en même temps que les autres bobines.

<b><i>1<sup>ère</sup> bobine-centre (cm)</i></b>	<i>~ 36.5</i>
<b><i>1<sup>ère</sup> – 2<sup>ème</sup> bobine (cm)</i></b>	<i>~ 4.5</i>
<b><i>2<sup>ème</sup> – 3<sup>ème</sup> bobine (cm)</i></b>	<i>~ 1</i>
<b><i>3<sup>ème</sup> – 4<sup>ème</sup> bobine (cm)</i></b>	<i>~ 2</i>
<b><i>Petite bobine-centre (cm)</i></b>	<i>~ 59.5</i>

**Tableau 8** : Les distances de séparation entre les bobines du champ principal. A noter que la troisième bobine correspond à la grande bobine du gradient  $G_z$ . Ces distances sont mesurées de centre à centre pour chaque bobine.

Les bobines ont un circuit de refroidissement d'eau froide intégré dans la gaine contenant l'embobinage. Elles ont été fixées sur une structure de support dont le design a été fabriqué par l'entreprise française MiniTec [59]. Le bâti est en Aluminium profilé, un matériau amagnétique, pour minimiser l'interaction avec le champ magnétique statique. Il a été construit dans les ateliers de notre laboratoire par Gérald Le Goff.

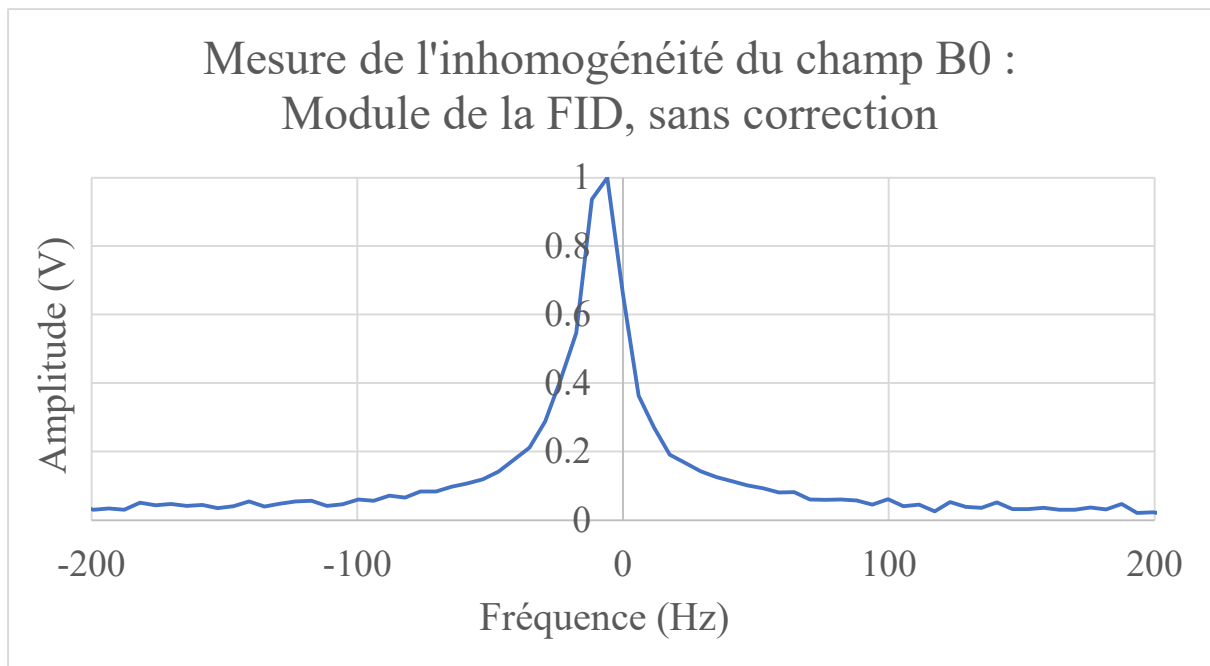
Pour alimenter en courant les bobines nous avons utilisées deux types d'alimentations différentes (cf. *Tableau 9*). Avec les alimentations utilisées, le champ permanent nominal est fixé à maximum 8 mT, soit une fréquence de Larmor  $f_0 = 330 \text{ kHz}$ .

- Les grandes bobines sont branchées en série deux par deux symétriquement par rapport au centre et sont pilotées par trois alimentations identiques : TTi Alim QPX 1200SP 1200 W DC Power Suply Power Flex.
- La paire de petites bobines est pilotées par une TTi Alim EX 4210R Power Supply.

	$V_{max}$	$I_{max}$	<i>Stabilité de courant</i>	$V_{utilisé}$	$I_{utilisé}$
<b>Grandes bobines</b>	60 V	50 A	$10^{-5}$	45 V	27.5 A
<b>Petites bobines</b>	42 V	10 A	$10^{-5}$	3.47 V	5.44 A

**Tableau 9** : Caractérisation des alimentations utilisées pour alimenter les bobines du champ statique  $B_0$  : pour les grandes bobines nous utilisons une TTi Alim QPX 1200SP 1200 W DC Power Suply Power Flex et pour les petites : une TTi Alim EX 4210R Power Supply.

Pour évaluer l'inhomogénéité du champ principal nous avons mesuré le signal FID en utilisant une bobine de réception et d'émission dont le design et le fonctionnement seront présentés dans le *Chapitre 4*. *Fig. 10* présente la Transformée de Fourier Inverse (TFI) du signal temporel mesuré. Les données acquises correspondent au signal brut d'une seule acquisition sur un fantôme rectangulaire de dimensions  $10 \times 8 \times 1 \text{ cm}^3$  rempli d'eau dopée au Ni(II)Cl qui possède un temps de relaxation  $T_2$  long pour éviter toute limitation intrinsèque de la relaxation transversale. Aucune correction de champ/shimming n'a été appliquée. Cela représente donc une mesure de l'inhomogénéité pure de l'IRM. Comme vu précédemment, l'inhomogénéité du champ se traduit par une variation du temps de relaxation transversale mesurée. Après l'application de la TFI sur le signal temporel, ce changement du temps de relaxation se traduit par un élargissement de la bande passante du signal fréquentiel. L'inhomogénéité peut donc être directement mesurée par la largeur de la BP à mi-hauteur de la TFI du signal acquis. Pour notre installation, cela correspond à une largeur à mi-hauteur de 25 Hz, soit  $0.587 \mu\text{T}$ . Sur un champ statique de 8 mT, cela équivaut une inhomogénéité de 73 ppm.



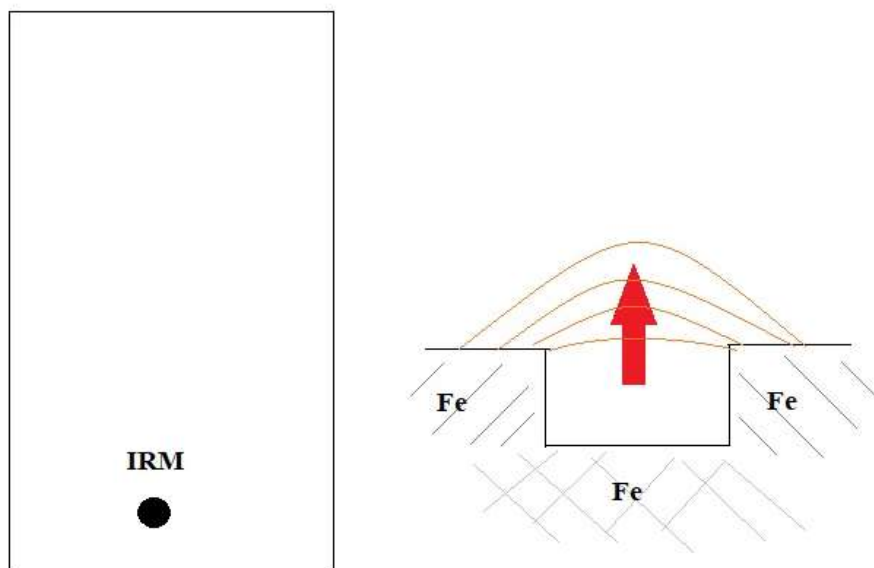
*Fig. 10* : Mesure de l'inhomogénéité brute faite par un signal de FID. Les données correspondent à une seule acquisition sans correction statique ou dynamique. Notre installation fonctionne avec un champ statique de 8 mT donc l'inhomogénéité est estimée à 73 ppm.

Ce niveau d'inhomogénéité brute du champ statique  $B_0$  n'est pas mauvaise mais reste tout de même loin de sa valeur théorique des simulations (12 ppm). Parmi les causes de cet écart nous pouvons citer le champ magnétique terrestre  $B_{terrestre}$  qui se superpose à notre champ principal.  $B_{terrestre} = B_{Terre} + B_{local}$  possède deux composantes, notamment le champ magnétique naturel de la Terre  $B_{Terre}$  et le champ local qui apparaît à cause des particularité du terrain sur lequel se situe notre laboratoire  $B_{local}$ . Le champ naturel terrestre  $B_{Terre} = 45 \mu T$  sur le territoire français et est incliné d'environ  $24^\circ$  par rapport au plan de son orbite autour du soleil. Ainsi il a des contributions suivant les axes  $Oy$  et  $Oz$  dans le référentiel de notre laboratoire.  $B_{Terre}$  est spatialement homogène mais présente des variations temporelles, notamment  $\sim 25 \text{ nT}/24 \text{ h}$ , ce qui provoque un élargissement de bande de 1 Hz, soit une inhomogénéité de 3 ppm.

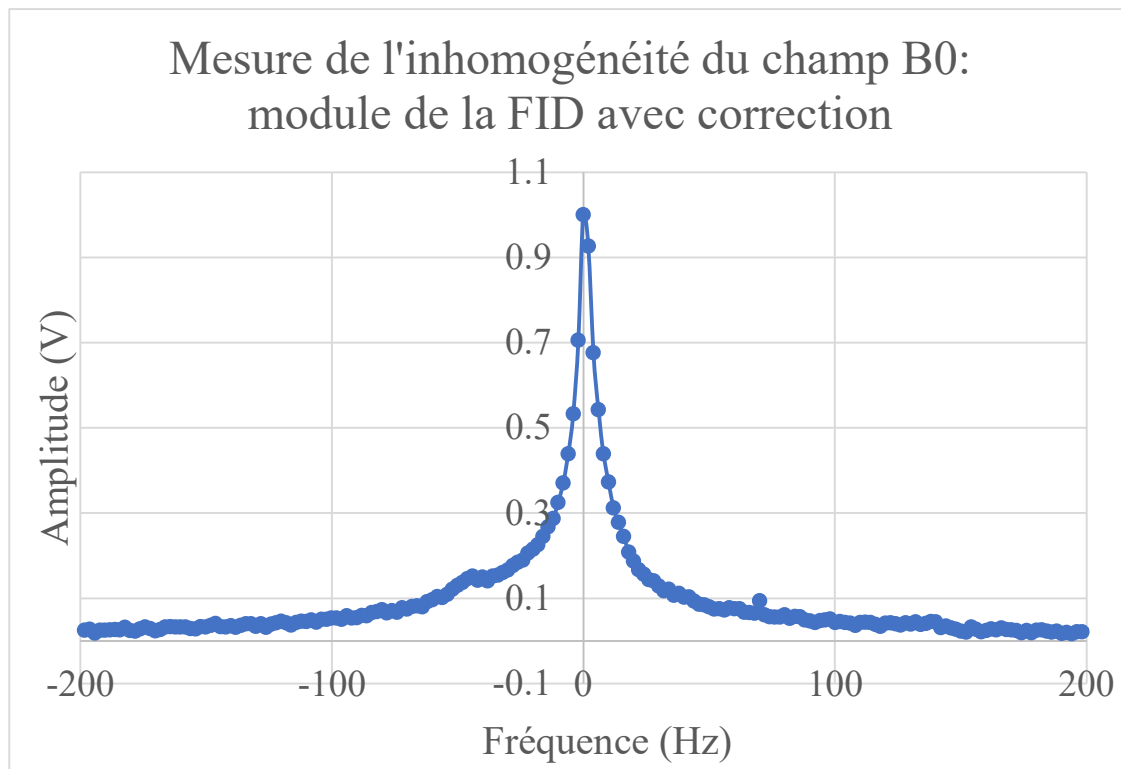
La deuxième composante  $B_{local}$  s'explique par le positionnement de notre installation (cf. *Fig. 11*). La salle de l'IRM est localisée dans un bâtiment du laboratoire qui a été construit en creusant la Terre. Dû à la contenance naturelle de fer (Fe) dans le sol cela a créé un champ magnétique vertical dont les lignes de champ sont croissantes dans la direction de notre installation.  $B_{local}$  a une composante verticale importante suivant l'axe  $Oy$  de notre installation ( $\sim 150 \text{ nT}/m$ ), ainsi qu'une plus petite composante suivant l'axe  $Oz$  ( $\sim 100 \text{ nT}/m$ ) dû au fait que l'IRM est excentrée dans un des coins du laboratoire. Ces valeurs du champ  $B_{local}$  ont été mesurées après la construction du bâtiment à l'aide d'un magnétomètre Fluxgate. Le champ magnétique local  $B_{local}$  provoque une inhomogénéité supplémentaire de  $B_0$  d'environ 16 ppm.

Pour corriger ces inhomogénéités de champ nous avons opté pour un shimming passif. La correction de champ se fait par les bobines de gradient qui génèrent un faible champ magnétique constant. En se superposant au champ  $B_0$ , il annule l'effet de  $B_{terrestre}$  et améliore l'homogénéité totale du champ statique. Le shimming sera principalement fait suivant la direction verticale de notre installation (Oy) par le gradient  $G_y$ . Nous alimentons les bobines de  $G_y$  avec un courant de 0.2 A, ainsi créant un champ de  $8.3 \mu T/cm$ . Une très petite correction de champ est nécessaire suivant l'axe Oz de l'IRM aussi, mais aucune correction n'est requise suivant l'axe Ox car le champ  $B_{terrestre}$  est quasi nul dans cette direction de l'espace. Avec cette correction de champ nous obtenons une inhomogénéité d'environ 30 ppm, soit un élargissement du pic de la FID de 10 Hz, réduit grâce à la correction (cf. Fig. 12).

Il est possible d'obtenir un champ  $B_0$  encore plus homogène et arriver donc au niveau d'inhomogénéité calculé par le programme de simulation pour le design actuel de l'IRM, soit 12 ppm dans un champ de vue de  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$  pour un champ statique de 8 mT. Néanmoins, comme discuté au début du chapitre, le champ statique  $B_0$  possède une limite intrinsèque d'homogénéité déterminée par le temps de relaxation  $T_2$  du corps humain. Les interactions spin-spin dans l'objet d'étude provoquent un déphasage caractérisé par le temps de relaxation  $T_2$ , qui résulte en un élargissement du pic fréquentiel de la transformée de Fourier du signal mesuré. En fonction des différents tissus,  $T_2$  à bas champ magnétique varie entre 40 et 60 ms, ce qui correspond à une bande passante de 16 à 25 Hz, soit  $\sim 55 \text{ ppm}$  pour  $B_0 = 8 \text{ mT}$ . Nous concluons que des améliorations supplémentaires n'amèneraient pas une augmentation de la qualité de notre mesure et l'IRM est déjà dans la configuration la plus optimisée possible.



*Fig. 11* : *A gauche* : Représentation schématique de l'emplacement de notre installation d'IRM dans le bâtiment du laboratoire. *A droite* : La construction du bâtiment du laboratoire a exigé de creuser la Terre. Dû à la contenance naturelle de fer Fe dans le sol, cela a provoqué la création d'un champ magnétique vertical croissant qui se rajoute au champ statique de l'IRM et cause des inhomogénéités de champ.



*Fig. 12 :* Mesure de l'inhomogénéité du champ statique  $B_0$  avec une correction statique. Les données correspondent à une acquisition FID (Free Induction Decay). Nous mesurons un élargissement du pic de 10 Hz, soit une inhomogénéité de 30 ppm sur le champ  $B_0 = 8 \text{ mT}$

#### 4.2. Salle de blindage de l'IRM

Avant la mise en place de l'IRM dans la salle consacrée, nous avons décidé de l'isoler d'un côté de toute perturbation électromagnétique externe à des fréquences proches à la fréquence de Larmor, mais aussi d'empêcher les ondes de radiofréquence produites par le système de sortir de la salle de l'aimant. Nous avons donc besoin d'une barrière faite d'un matériau conducteur électrique capable de réduire le champ électromagnétique au voisinage de notre installation. Le blindage est assuré par une cage de Faraday, construite autour de l'IRM. Les matériaux le plus souvent utilisés comme blindage électromagnétique étant les feuilles et les plaques de cuivre Cu et d'aluminium Al, nous avons étudié ces deux options. Le blindage électromagnétique est basé sur le phénomène de l'effet de peau qui traduit la tendance d'une onde de haute fréquence à circuler seulement dans la surface du conducteur. L'onde électromagnétique reconcentre sur son parcours un changement de milieu (air-métal) et une partie de l'onde serait réfléchie, tandis qu'une autre partie serait atténuée, voire absorbée par le conducteur suivant la loi de Beer-Lambert :

---


$$A(x) = A_0 e^{-\beta x} \quad \text{Eq.16}$$


---



avec  $\beta$  le coefficient d'atténuation et  $A_0$  l'amplitude à  $x = 0$ . Comme nous considérons le cas quasi-statique ( $\epsilon\mu \ll \sigma$ ), nous pouvons approximer l'expression du coefficient d'atténuation à  $\beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\pi}{2}} = \frac{1}{\delta}$ , égal aussi à l'inverse de l'épaisseur de peau  $\delta$ . L'épaisseur de peau désigne la profondeur à laquelle seulement 37 % ( $1/e$ ) de l'intensité initiale de l'onde persiste. Afin de connaître l'épaisseur totale nécessaire pour le blindage de l'installation, nous avons donc besoin de connaître cette épaisseur de peau  $\delta = \sqrt{\frac{1}{f\pi\mu\sigma}}$  pour chacun des matériaux considérés, avec  $f$ -la fréquence de l'onde électromagnétique en Hz,  $\mu$  – la perméabilité magnétique en H/m et  $\sigma$  – la conductivité électrique du matériau conducteur en S/m. Le *Tableau 10* présente ces paramètres pour le Cu et Al :

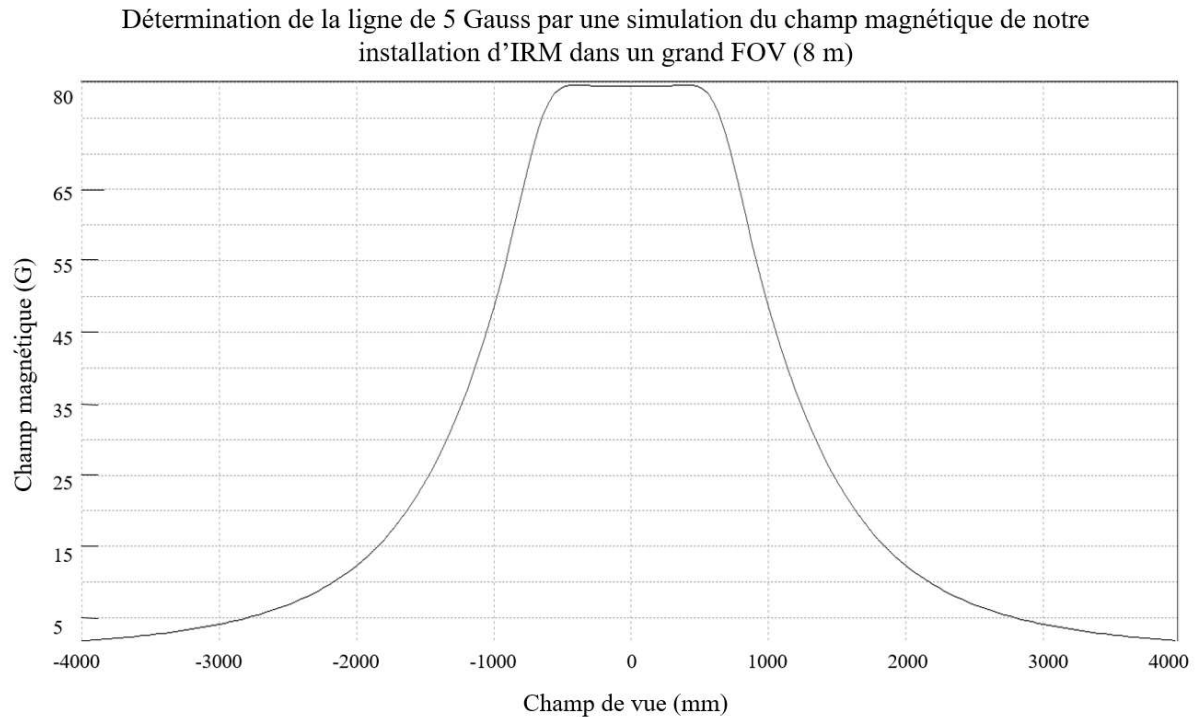
	<i>Cu</i>	<i>Al</i>
$\mu$ (H/m)	$1.256 * 10^{-6}$	$1.256 * 10^{-6}$
$\sigma$ (S/m)	$5.96 * 10^7$	$3.77 * 10^7$
$\delta$ (mm)	0.1136	0.1426

*Tableau 10* : Les paramètres nécessaires pour le calcul de l'épaisseur de peau  $\delta$  dans le cas du Cu et Al pour une fréquence  $f = 330$  kHz.

En se basant sur *Eq. 16* nous calculons qu'au bout de deux épaisseurs de peau traversées, l'onde est déjà atténuée à 86.5 % pour l'Al et à 79.7 % pour le Cu. Au bout de 10 $\delta$ , l'atténuation remonte à 99.995 % pour l'Al et à 99.96 % pour le Cu. Au bout d'approximativement vingt épaisseur de peau, nous pouvons considérer qu'une onde électromagnétique de 330 kHz est complètement absorbée. Pour l'aluminium cela correspond à une plaque d'épaisseur d'environ 2 mm et pour le cuivre – 3 mm. Initialement il a été prévu de construire une cage de Faraday entièrement en cuivre. Néanmoins, dû au grand poids ( $\rho(\text{Cu}) = 8.96 \text{ g/cm}^3$  vs  $\rho(\text{Al}) = 2.7 \text{ g/cm}^3$ ) et au prix élevé de la matière première, il a été décidé de travailler principalement avec de l'aluminium. Ainsi le sol de la salle est recouvert d'une couche de plaques en Cu d'épaisseur 3 mm, tandis que le plafond, les murs, la porte et les fenêtres sont recouverts de plaques en Al pur 1050A de 2.5 mm d'épaisseur.

Un autre détail important à prendre en considération est que la présence de trous et de jonctions entre les plaques métalliques diminue l'efficacité du blindage. Il est possible de remplacer une plaque par une grille à petits trous, même nombreux, si nous respectons les tailles nécessaires. Il suffit que le périmètre des trous soit très petit par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$ . Pour une fréquence de 330 kHz  $\lambda = \frac{c}{f} = 909 \text{ m}$ . Malgré la grande longueur d'onde il a été décidé de fabriquer des grilles pour les fenêtres de la salle de l'IRM ayant un diamètre qui ne dépasse pas 1 cm pour éliminer toute fréquence parasite. Au contraire, une fente sur les plaques, pourrait réduire fortement l'efficacité du blindage et si sa taille s'approche à la longueur d'onde elle pourrait se comporter comme une antenne. Ceci est donc aussi un autre aspect qui a été pris en compte dans la construction de la salle blindée.

Un dernier paramètre dans la conception de la cage de blindage que nous avons considéré était la position de la ligne de 5 Gauss. Pour savoir si on devrait confiner le champ magnétique statique de notre IRM nous avons étudié son profil dans un grand champ de vue sur le programme de simulation Pascal. D'après la *Fig. 13* le champ atteint la valeur de 0.5 mT ou 5 G à une distance  $\sim 3$  m du centre de l'installation. La ligne de 5 G se trouve donc au sein de la salle d'IRM et il n'est pas nécessaire de mettre en place un blindage supplémentaire.



*Fig.13* : Simulation du champ magnétique de notre installation d'IRM suivant l'axe Oz. Le champ est égal à 0.5 mT (5 G) à  $\sim 3$  m du centre de l'installation. Cette distance correspond à la ligne de 5 G, ce qui implique que le champ magnétique n'a pas besoin d'être confiné.

### 4.3. Les gradients

Les bobines du gradient  $G_z$ , qui ont la même géométrie que celle du champ principal  $B_0$ , ont été également produites par SEF Technologie. Le bobinage de la petite bobine de  $G_z$  et celle de  $B_0$  ayant la même dimension, elles ont été assemblées dans la même gaine. Les gradients  $G_x$  et  $G_y$  ont été fabriqués dans notre laboratoire par l'équipe de techniciens. Un cadre en aluminium a été utilisé pour embobiner dessus 25 tours en fil de cuivre de 2.5 mm de diamètre. Ce câble de grande section a été choisi pour minimiser la résistance et la dissipation énergétique. Les caractéristiques de nos gradients sont résumées dans le *Tableau 11*.

	<i>Taille (mm)</i>	<i>Distance entre deux bobines dans le même plan Oxy (mm)</i>	<i>Distance au centre de l'installation (mm)</i>	<i>L (mH)</i>
$G_x$	580x890	70	66	1.02
$G_y$	580x1220	66	66	1
$G_z$ (grande)	2013	-	42	7.8

$G_z$ (petite)	676 (petite bobine)	-	$\sim 59.5$ (petite bobine)	1.83
----------------	---------------------	---	-----------------------------	------

*Tableau 11* : Caractéristiques techniques des gradients  $G_x, G_y, G_z$  de notre installation d'IRM.

Nous remarquons que les valeurs théoriques de l'inductance des gradients  $G_x$  et  $G_y$  correspondent bien aux mesures expérimentales. Or, l'inductance de la grande bobine du gradient  $G_z$  est trop élevée. Comme discuté précédemment ceci n'est pas désirable car la bobine s'oppose aux variations du courant qui la traverse, ce qui entraîne une commutation plus lente et moins précise des gradients. Cela peut affecter la capacité du système d'IRM à encoder les informations spatiales avec précision et peut entraîner une dégradation de la qualité de l'image. Par ailleurs, la forte inductance peut entraîner une consommation d'énergie élevée, un échauffement de la bobine, une perte de puissance et une dissipation de chaleur, ce qui peut endommager la performance globale de la bobine. Il a été donc décidé de n'utiliser que la petite bobine circulaire pour générer le champ du gradient  $G_z$ . Le champ magnétique ainsi généré est très linéaire dans le champ de vue et d'une intensité suffisante pour obtenir la résolution ciblée dans les séquences d'imagerie standard.

Les gradients sont pilotés par des alimentations AE Techron 7224 DC Amplifier. Le pilotage s'effectue en réglant la puissance délivrée aux bobines du gradient, avec  $P = 100\%$  correspondant à un courant maximal de 20 A.

L'intensité réelle des gradients a été mesurée en utilisant une séquence d'écho de spin à une dimension en n'appliquant que le gradient d'intérêt. L'échantillon utilisé pour la mesure était le même que pour la mesure d'inhomogénéité du champ statique : une boîte rectangulaire de taille  $10 \times 8 \times 1 \text{ cm}^3$  remplie d'eau dopée. En utilisant la Transformée de Fourier Inverse du signal temporel nous avons accès à l'élargissement de la bande passante dans le signal fréquentiel qui nous renseigne sur l'intensité du gradient à travers la formule :

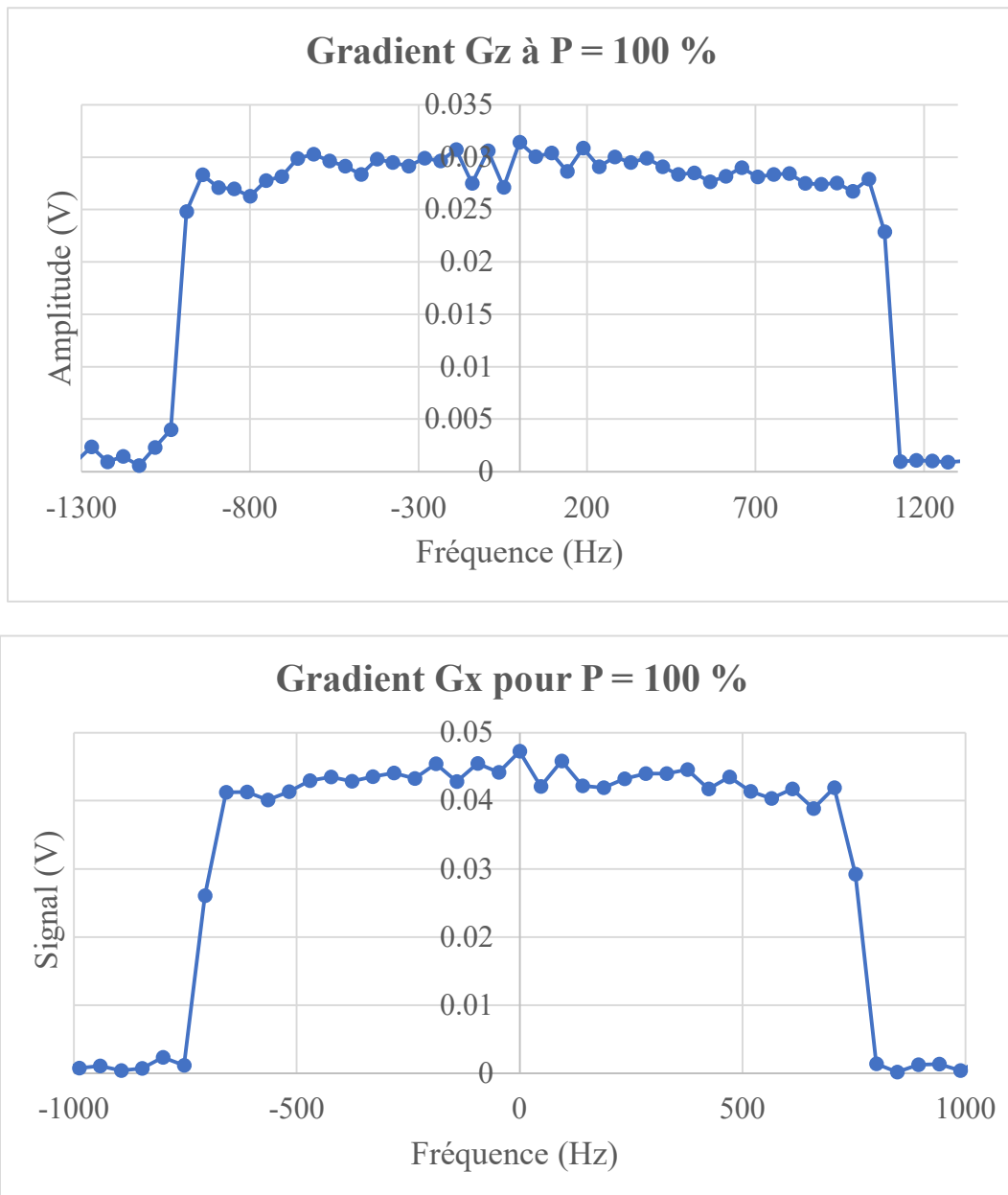
$$G_i = \frac{2\pi BP}{\gamma d_i} \quad \text{Eq.17}$$

où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique du proton, BP – la bande passante et  $d_i$  la taille de l'objet réel imagé dans la direction d'application du gradient.

La séquence d'écho de spin a été moyenné 100 fois et la puissance des alimentations pilotant les gradients a été fixée à 100 %. Nous avons donc mesuré les gradients à intensité maximale. En se basant sur les données expérimentales nous concluons que :  $G_x^{max} = G_y^{max} = 0.475 \text{ mT/m}$  (le gradient  $G_y$  étant strictement identique à  $G_x$ , leurs intensités sont aussi égales) et  $G_z^{max} = 0.55 \text{ mT/m}$ , ce qui est en accord avec nos calculs théoriques. La mesure expérimentale montre aussi que les gradients sont très linéaires dans la zone d'intérêt. L'erreur de linéarité est déterminée par la formule :

$$\delta G_{norme} = \frac{|BP_{gauc} - BP_{droite}|}{BP_{tot}} \quad Eq.18$$

En utilisant l'information de *Fig. 14*, nous concluons que l'erreur de linéarité des gradients est très proche de 0 % pour  $G_z$  et de 3 % pour  $G_x$  et  $G_y$ . Finalement, nous avons mesuré les vitesses de balayage des gradients à quelques  $mT/ms$ . La performance des gradients correspond donc aux critères préétablis de performance requise.

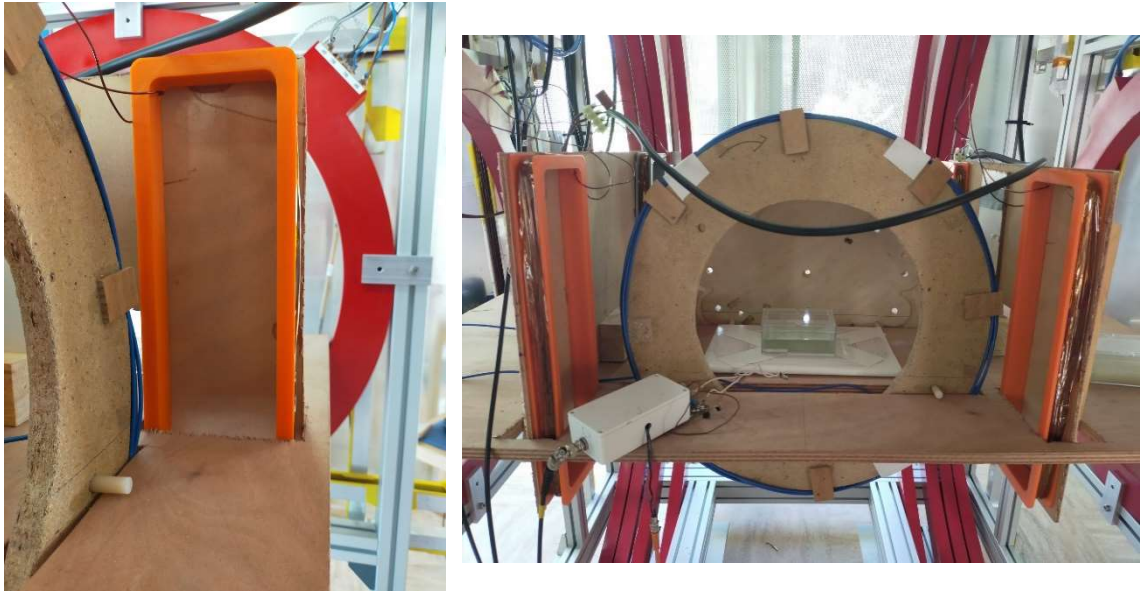


*Fig. 14* : Mesure de l'intensité maximale des gradients  $G_x$  et  $G_z$  faite avec une séquence d'écho de spin 1D, 100 acquisitions sur une boîte rectangulaire de dimension  $X=10$  cm,  $Y=1$  cm,  $Z=8$  cm.

Au cours de nos tests, nous avons rencontré un autre problème lié aux gradients. Si nous voulons produire des images 2D d'une résolution de 1 à 2 mm<sup>3</sup> il nous faudra entre 6 et 8 heures de temps d'acquisition. Le but de notre projet étant de permettre de détecter des anomalies cérébrales en temps réel, les temps d'acquisition devront obligatoirement être optimisés, d'autant plus que nous voulons produire des images 3D à terme. Pour diminuer les temps d'acquisition, nous pouvons faire des séquences de trains d'écho à l'instar de l'EPI (Echo Planar Imaging) utilisé en IRM à haut champ magnétique. Nous allons remplir plusieurs lignes de l'espace des k à la fois, diminuant ainsi le temps d'observation  $T_{obs}$  pendant lequel nous mesurons le signal d'une trajectoire donnée. A titre comparatif, si le temps d'observation d'une séquence écho de spin standard est habituellement  $T_{obs} = 50 \text{ ms}$ , pour faire 5 échos à la fois, le temps d'observation pour une trajectoire donnée n'est plus que  $T_{obs} = 10 \text{ ms}$ . La largeur de la fenêtre d'acquisition passe donc de 20 Hz (pour  $T_{obs} = 50 \text{ ms}$ ) à 100 Hz (pour  $T_{obs} = 10 \text{ ms}$ ). Si nous visons une résolution de 2 mm sur un échantillon de taille 10 cm, nous pouvons faire 50 points. Etant donné que  $T_{obs} = 10 \text{ ms}$ , nous avons un intervalle d'échantillonnage  $\Delta t = 200 \frac{\mu\text{s}}{\text{point}}$ . Ces paramètres imposent une fréquence d'échantillonnage de  $f_{ech} = \frac{1}{\Delta t} = 5 \text{ kHz}$ , au lieu de 2 kHz, ce qui est la valeur correspondant au gradient actuel. Pour obtenir une ouverture de bande de 5 kHz, il faut appliquer des gradients très performants et intenses. Notamment, d'après Eq. 4, cela équivaut à  $G = 1.22 \text{ mT}/10 \text{ cm}$ , soit un gradient qui est 55 % plus puissant que la configuration actuelle. Nous comprenons que le temps d'acquisition et la résolution de l'image, étant étroitement liés avec l'intensité du gradient utilisé, il est impératif d'adapter notre design des gradients, si nous voulons parvenir à des temps d'acquisition raisonnables dans le contexte d'application de notre IRM. Une autre façon d'accélération de l'acquisition est l'utilisation de séquence non-cartésienne, comme la séquence radiale ou le SPARKLING [60] où l'espace des k n'a plus un pavage régulier mais est constitué de trajectoires radiales ou aléatoires respectivement. Ce type de séquences demande aussi l'application de gradients forts.

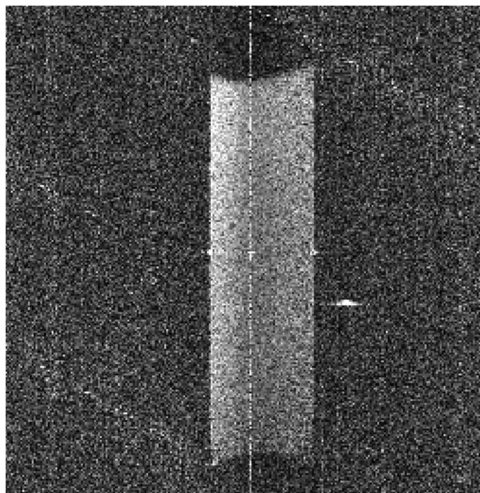
Si nous cherchons à augmenter l'intensité maximale de nos bobines de gradients, tout en gardant leur niveau de consommation énergétique inchangé, sans augmentation de l'inductance, nous devons modifier leur design. En diminuant la distance entre les bobines, nous concentrons le champ magnétique autour de la zone d'imagerie et il est possible de générer des gradients d'intensité élevée. Néanmoins, la couveuse du bébé impose des limites de taille maximale à respecter, car l'accès libre au patient exige que les gradients ne soient pas positionnés sur la couveuse, mais plutôt à l'intérieur.

Pour le design de ce nouveau type de gradients plus intenses nous avons utilisé, comme précédemment, notre programme de calcul du champ magnétique Pascal Lazarus. Pour la phase de tests nous avons changé seulement le gradient  $G_x$ . Sa géométrie est identique à celle des premiers modèles que nous avons développés, donc deux paires de rectangle de part et d'autre de l'iso-centre de notre IRM à une distance de 560 mm (sur l'axe Oz). Les dimensions de chaque cadre rectangulaire sont  $380 \times 115 \text{ mm}^2$  et les bobines de chaque paire sont placées à 310 mm de distance dans le plan Oxy. Chacune des quatre bobines a 18 tours en fil en Cu et une inductance  $L = 190 \mu\text{H}$ . L'intensité maximale du nouveau gradient  $G_x = 1.3 \text{ mT}/10 \text{ cm}$  et son erreur de linéarité a été estimé à  $\sim 10\%$ . Grâce à la diminution de l'inductance, la montée du gradient est plus rapide et conforme à la forme théorique attendu.

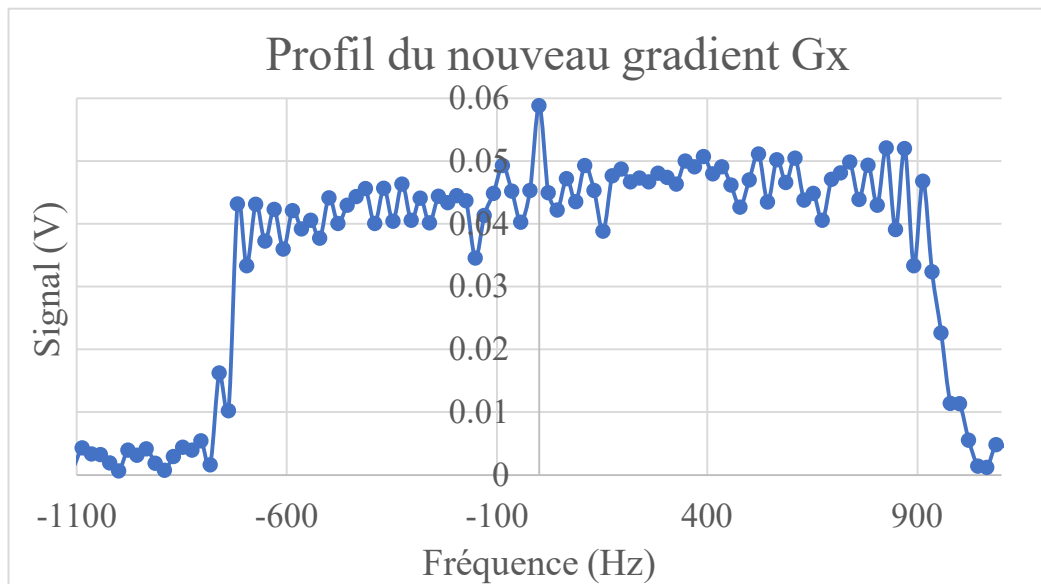


*Fig. 15* : A gauche : Photo d'un des cadres rectangulaires du nouveau gradient  $G_x$ . A droite : les bobines du gradient  $G_x$  positionnées autour de la bobine d'émission.

Nous avons acquis une image 2D en utilisant une séquence écho de spin avec les gradients  $G_x$  (le nouveau) et  $G_z$ . Le fantôme utilisé a été la boîte remplie d'eau dopée de dimensions  $10 \times 8 \times 1 \text{ cm}^3$ . Nous remarquons une déformation sur l'image qui est provoquée en partie par la moins bonne linéarité du nouveau gradient  $G_x$  mais aussi par la différence d'intensité significative entre les deux gradients appliqués.



*Fig. 16* : Image du fantôme boîte de dimension  $10 \times 8 \times 1 \text{ cm}^3$  acquise avec le nouveau gradient  $G_x$  et le gradient  $G_z$ . Observation d'une déformation provoquée par la moins bonne linéarité du nouveau gradient  $G_x$ .



*Fig. 17* : Profil 1D du nouveau gradient  $G_x$  fait avec une séquence d'écho de spin 1D, 100 acquisitions sur une boîte rectangulaire de dimension X=10 cm, Y= 1 cm, Z=8 cm. Il est moins linéaire que le premier modèle du gradient, mais possède une intensité bien supérieure ce qui est indispensable pour l'accélération de l'acquisition de données.

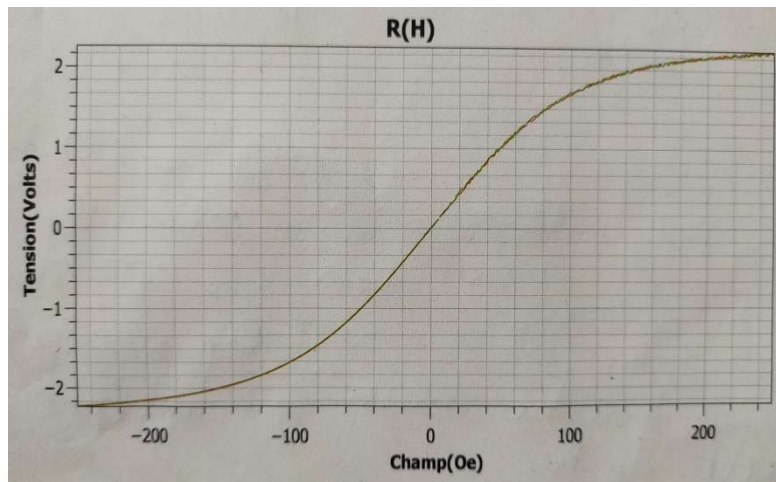
La prochaine étape est d'implémenter et de tester la séquence radiale, ainsi que la séquence SPARKLING et vérifier la faisabilité et la fiabilité de ces techniques d'accélération de l'acquisition sur notre installation d'IRM à très bas champ magnétique. Ce point est étudié et développé par Alexiane Pasquier en post-doctorat dans notre équipe au Laboratoire du LNO.

La nécessité d'utiliser des séquences d'acquisition plus rapides implique l'utilisation de gradients plus fort et donc des demandes énergétiques plus élevés. Le pilotage en courant des bobines de gradient n'était plus possible à cause d'une surcharge des alimentations. Afin de résoudre le problème nous avons opté pour un pilotage en tension. La complication principale de ce mode d'alimentation est que nous ne connaissons pas avec exactitude le courant délivré aux bobines et nous ne pouvons donc plus garantir la précision des champs magnétiques générés. Dans ce contexte il a été primordial d'avoir un outil de surveillance qui mesure en temps réel les champ magnétiques des gradients présents dans l'IRM, ce qui permettra d'ajuster, si nécessaire, les tensions d'alimentations.

Nous avons donc rajouté un dernier élément à notre installation : un capteur qui mesure directement ces champs magnétiques et qui permet de vérifier l'équivalence des gradients réels avec leurs valeurs théoriques. Le détecteur devait avoir une réponse linéaire, être très sensible et être capable de mesurer un champ magnétique constant dans une direction donnée (capteur DC). Nous avons donc choisi de travailler avec trois détecteurs GMR montés en quart de pont de Wheatstone, donc un détecteur pour chaque gradient dans les trois axes de l'espace. Un capteur GMR (détecteur magnétorésistif géant) est un détecteur de champ magnétique. Il est constitué d'une succession de fines couches de ferromagnétiques et de matériaux

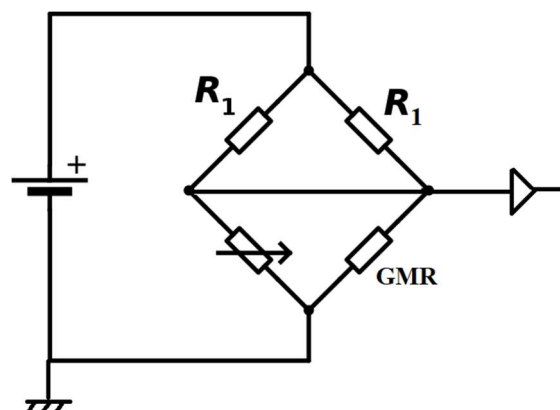


amagnétiques. A l'application d'un champ magnétique externe les électrons de la couche ferromagnétique s'alignent suivant la direction du champ et cela résulte en un changement de la résistance du capteur. Ce changement de la résistance est détecté et converti en tension mesurable. Les GMR sont très sensibles ( $\sim nT/\sqrt{Hz}$ ) et peuvent mesurer de très faibles changements du champ magnétique.



*Fig. 18* : Courbe d'étalonnage du capteur GMR monté en quart de pont de Wheatstone. Nous mesurons la réponse du détecteur au champ magnétique appliqué. La tension mesurée aux bords du capteur nous renseigne sur le changement de la résistance en fonction du champ appliqué : mesure  $R(H)$ .

Dans le montage en quart de pont de Wheatstone trois résistances sont actives et la quatrième est remplacée par le capteur GMR dont la résistance varie sous l'effet du champ magnétique externe à mesurer, donc le champ des gradients. Ainsi un déséquilibre se crée, le courant circulant dans le circuit varie et la tension aux bornes de la résistance fixe  $R_1$  est modifiée. Cette variation de tension est amplifiée et mesurée par l'entrée de mesure du montage. De cette manière nous déterminons l'intensité du champ magnétique présent autour de l'IRM.



*Fig. 19* : Le montage en quart de pont de Wheatstone où un détecteur GMR est utilisé pour mesurer le champ magnétique d'un gradient donné suivant une direction de l'espace choisie.



Cette mesure des gradients en temps réels est utile aussi pour la reconstruction des séquences non-cartésiennes. Effectivement, en connaissant la valeur réelle du gradient nous pouvons calculer les valeurs des  $k$  de l'espace réciproque ( $k_r(t) = \gamma \int_0^t G(r, t) dt$ ), ce qui rend possible l'échantillonnage correcte des données. A la différence d'une séquence cartésienne, dans le cas des trajectoires non cartésiennes (ex. acquisition radiale ou SPARKLING) l'espace des  $k$  est échantillonné de manière irrégulière. C'est notamment la connaissance de la valeur des  $k(t)$  pour tout  $t$  qui permet d'assigner les données acquises à leur position correcte dans l'espace des  $k$ . Cette méthode est utilisée par Alexiane Pasquier lors de son travail d'implémentation des techniques d'accélération de l'acquisition.

Pour finir cette présentation de notre IRM à très bas champ magnétique nous proposons une image de l'installation qui montre l'emplacement réel de tous les éléments décrits dans ce chapitre.

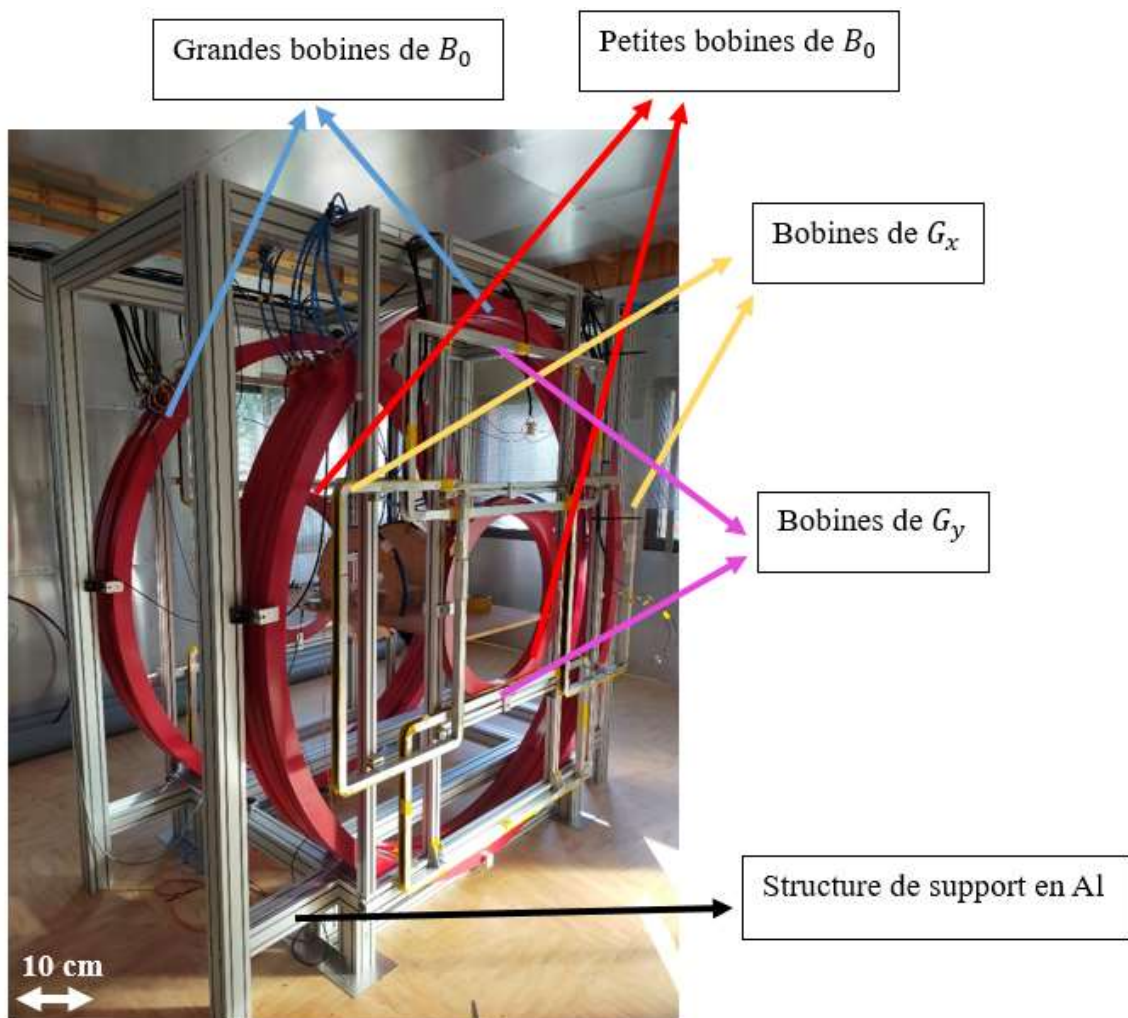


Fig. 20 : La photo montre notre installation d'IRM dans la chambre blindée. L'IRM est positionnée sur sa structure de support en Al profilé. Nous pouvons voir les trois paires de grandes bobines du champ principal, ainsi que la grande bobine de  $G_z$ , les petites bobines de  $B_0$  qui contiennent aussi l'embobinage de la petite bobine de  $G_z$ , et finalement les cadres rectangulaires des gradients  $G_x$  (premier modèle) et  $G_y$ . Nous pouvons voir aussi sur la photo les plaques d'Al qui couvrent les murs et le plafond et qui assure le blindage électromagnétique.

## 5. Discussion sur les normes de sécurité de l'IRM à très bas champ magnétique pour le bébé prématuré

Dans le domaine de l'imagerie médicale l'IRM est considérée souvent comme une modalité non-invasive présentant très peu de danger pour la santé humaine. Néanmoins elle vient avec certains risques dû au fait que le corps du patient est exposé à trois types de champs électromagnétiques différents durant l'examen :

- Le champ statique  $B_0$  : qui est constamment présent autour de l'installation et possède une variation spatiale  $\frac{dB}{di}$  (avec  $i=x, y, z$ ) décrite par l'inhomogénéité du champ. Un détail important à toujours prendre en considération est la ligne de 5 Gauss (0.5 mT), notamment la distance à partir de laquelle le champ statique  $B_0$  tombe en dessous de cette valeur et ne présente plus de risque pour les dispositifs médicaux et les objets sensibles aux champs magnétiques.
- Les gradients : des champs magnétiques de basse fréquence qui varient temporellement durant leur montée et descente  $\frac{dG_i}{dt}$  (avec  $i=x, y, z$ ).
- Le pulse d'excitation : un signal de radiofréquence pulsé appliqué durant l'examen d'IRM.

Ces trois types de champs ont un effet différent sur le corps humain. Tout d'abord le champ statique  $B_0$  a un impact à l'échelle microscopique, notamment sur l'orientation et la translation des structures moléculaires et cellulaires dia- ou paramagnétiques comme l'hémoglobine et le collagène. Ces effets ont été observés seulement ex-vivo sur des cellules pour des champs  $> 1 T$ , sans donner des résultats conclusifs car ces modèles cellulaires sont simplifiés et ne correspondent pas forcément aux phénomènes qui se produisent dans le corps humain.

Le champ statique exerce aussi une force électrodynamique sur les ions en mouvements dans les vaisseaux sanguins en générant ainsi un potentiel électrique qui diminue la vitesse du flux sanguin. Cet effet Hall a été détecté à l'aide d'un examen d'électrocardiogramme in-vivo pour des champs supérieurs à 0.1 T, mais on suggère que des risques pour la santé n'apparaissent qu'à très haut champ magnétique, au-delà de 7 T. Par ailleurs, lors du mouvement autour du champ statique, par exemple lors de l'entrée et la sortie du tunnel d'une IRM, une force de Lorentz s'exerce sur les particules chargées (ions et électrons) en mouvement dans le flux sanguin. Des sensations de vertige, de nausée ou un goût métallique peuvent apparaître. Néanmoins, la force de Lorentz est très faible pour les champs standard de 1.5 T ou 3 T dû à la faible vitesse des particules chargées dans le corps et pour la limiter une faible vitesse de

déplacement est recommandée : pas plus rapide que 0.15 m/s autour d'un aimant de 3 T. Il est important de remarquer tout de même que nous connaissons peu les effets de l'application des champs magnétiques très forts (8 T et plus) sur le corps humain. De la même manière il existe peu d'information sur l'effet d'un champ magnétique statique (même d'intensité clinique) sur la croissance et le développement des fœtus et des nourrissons. Les normes de sécurité suggèrent qu'une certaine prudence est nécessaire lors des examens d'imagerie [61].

Le problème le plus connu lors du travail avec un champ statique fort est l'attraction et le couple exercés sur tout objet ferromagnétique qui sont proportionnels à l'intensité du champ magnétique appliqué. L'effet projectile est limité en n'utilisant que du matériel amagnétique en proximité de la salle de l'examen. Or, le champ  $B_0$  a le même effet sur des implants sous-cutanés, ce qui peut provoquer des lésions tissulaires, mais aussi un dérèglement de l'appareil (ex. pacemaker). D'après la dernière version des normes de sécurité les pacemakers cardiaques et les défibrillateurs ne sont pas affectés dans des champs statiques inférieurs à 1 mT et leur fonctionnement est impacté lors de l'examen mais rétabli par la suite jusqu'à 10 mT pour le pacemaker et 50 mT pour le défibrillateur [62].

La variation temporelle des champs magnétiques des gradients, en accord avec la loi d'induction de Faraday, produit un champ électrique qui est proportionnel à  $\frac{dB}{dt}$ , à la distribution locale de l'impédance du corps, qui est principalement résistive à des fréquences inférieures à environ 1 MHz et à la taille du sujet. Ces champs électriques induits résultent en stimulation des nerfs périphériques et musculaires et à ceci nous pouvons rajouter le bruit acoustique provoqué par la commutation des gradients. Cette stimulation peut être suffisante pour provoquer une gêne et dans des cas extrêmes des mouvements des membres, voire la fibrillation ventriculaire cardiaque, ce qui est la plus importante préoccupation liée à la variation temporelle des champs magnétiques lors des examens d'IRM. Les seuils de sensation mesurés expérimentalement chez l'homme sont :  $\frac{dB}{dt} = 15 T/s$  perçu pour 365  $\mu s$  de durée d'impulsion sur l'axe transversal du corps et  $\frac{dB}{dt} = 26 T/s$  pour 378  $\mu s$  sur l'axe antéro-postérieur. Le seuil de contraction motrice est d'environ 50 % au-dessus du seuil sensoriel et le seuil d'intolérance a été mesuré pour des intensités de champ double du seuil de sensation [61].

Finalement, les effets adverses du pulse d'excitation seront discutés. Les deux dangers principaux sont les brûlures de contact et l'échauffement thermique du corps du patient. Les brûlures sont considérées comme l'accident le plus fréquent suite à un examen d'IRM. Le champ de radiofréquence induit des courants dans les conducteurs et augmente leur température de manière significative. La brûlure se produit quand le patient entre en contact avec des objets métalliques chauffés dû à un mauvais positionnement ou lorsque les bras ou les jambes ont été positionnés de telle manière qu'ils créent une boucle conductrice. Le deuxième risque possible est l'échauffement corporel. À toutes les fréquences, les courants induits entraînent une dissipation de l'énergie dans les tissus, ce qui entraîne une accumulation d'énergie et une augmentation de la température du corps. Pour des fréquences supérieures à 100 kHz des précautions doivent être prises, d'autant plus que le dépôt d'énergie n'est pas uniforme surtout dans des zones sensibles à la chaleur, comme l'hypothalamus ou dans des zones à faible perfusion, comme la lentille oculaire. L'augmentation de 1°C est généralement acceptable pour une personne normale et en bonne santé. Néanmoins, le stress thermique est un risque pour des patients souffrant d'hypertension, des personnes prenant certains types de

traitements, les femmes enceintes ou encore les nourrissons. Chez ces personnes vulnérables une élévation de la température corporelle de plus de 0,5°C n'est pas désirable [62]. Ces effets adverses sont évités en respectant le niveau de SAR réglementé et en optimisant le temps de l'examen. Nous pouvons donner en exemple les directives de la F.D.A (Food and Drug Administration) : 4W/kg pour le corps entier pour un examen de 15 min, 3W/kg en moyenne pour la tête pour 10 minutes d'examen ou 12W/kg dans les extrémités pour un examen de 15 minutes [61]. Néanmoins, les limites de SAR pour le nourrisson et les bébés prématurés ne sont pas aussi bien établies. A notre connaissance ceci reste un sujet pas assez connu et des résultats conclusifs manquent.

Notre projet a l'ambition de proposer une modalité d'imagerie alternative pour un groupe de patients vulnérables qui profitera grandement de ce type d'examen d'imagerie. Etant donné que le développement des bébés nés prématurément n'est pas fini, ils sont sujets à des complications de santé importantes qui provoquent un taux de mortalité élevé. Parmi les enfants qui survivent, un pourcentage important souffrent de séquelles significatives et de handicaps à vie. Parmi les causes adjacentes les plus répandues sont les lésions cérébrales, comme l'AVC ischémique, dont le diagnostic en IRM à très bas champ magnétique a été étudié au-sein de notre projet. Il est important de noter que le cerveau des nouveaux nés possède une plasticité plus importante comparé au cerveau d'adulte et est capable de mieux se rétablir après une lésion cérébrale à un âge précoce. Son pronostic est meilleur, mais le diagnostic rapide est une étape clé. Malheureusement, comme les enfants prématurés sont très vulnérables, ils ne peuvent pas passer un examen d'IRM standard à tout moment. Ceci est fait à l'âge équivalent au terme, donc souvent des semaines, voire des mois après l'apparition de la lésion cérébrale. Lors de leur séjour à l'hôpital, après l'accouchement, ils peuvent bénéficier d'exams d'échographie de routine. La particularité de cette modalité d'imagerie est qu'elle détecte des lésions importantes, mais reste peu sensible aux lésions de petite taille. Par ailleurs, un autre défaut de l'échographie crânienne est la dépendance de la qualité du diagnostic par l'expérience de l'opérateur. Elle n'offre donc pas des résultats toujours conclusifs.

L'idée de notre projet est de proposer un nouveau type d'IRM pour les bébés prématurés qui serait utilisable à tout moment après l'accouchement et proposerait un diagnostic fiable et rapide afin d'adapter au mieux le traitement nécessaire. Or, un problème important que nous rencontrons est le manque d'information sur les effets d'une exposition à différents types de champs électromagnétiques à un âge si bas, dans un état de santé vulnérable. Ci-dessus nous avons présenté brièvement les risques connus que l'IRM pose sur des sujets adultes, mais il n'existe pratiquement aucune étude (à notre connaissance) qui renseigne sur les effets adverses chez des enfants prématurés. Le problème se complexifie davantage car l'IRM à très bas champ magnétique est souvent considérée sans danger pour la santé humaine, mais jusqu'à quel degré ceci est valable chez des groupes de patients vulnérable ? Nous pouvons consulter le guide de sécurité et précautions en IRM publié en février 2021 au Royaume Uni par MHRA (Medicines and Healthcare products Regulatory Agency) : « *Safety Guidelines for Magnetic Resonance Imaging Equipment in Clinical Use* ». Nous pouvons citer leur position vis-à-vis des examens d'IRM à des champs cliniques chez les femmes enceintes et les nourrissons :

*'It remains the case that, as noted by ICNIRP (2004), very little is known about the effects of static magnetic fields in excess of 4 T on the growth and development of*

*fetuses and infants, and therefore some caution may be warranted regarding their imaging above 4 T.'*

(Il n'en reste pas moins que, comme le note l'ICNIRP (2004), on sait très peu de choses sur les effets des champs magnétiques statiques de plus de 4 T sur la croissance et le développement des fœtus et des nourrissons. Une certaine prudence peut être justifiée en ce qui concerne leur imagerie au-delà de 4 T [62].)

Nous concluons que nous n'avons pas de consignes de sécurité claires qui nous renseignent sur le comportement à adopter dans ces situations, à part la nécessité de conduire des examens avec une certaine précaution. Ceci souligne le besoin urgent de s'interroger sur la sûreté de ce type d'examen chez les bébés prématurés, même si l'IRM à très bas champ magnétique est considérée comme une technique très peu invasive et tout à fait bénigne pour la santé humaine.

Dans ce chapitre nous avons présenté étape par étape la conception du design de notre installation. Nous avons discuté séparément les critères et les contraintes à respecter, ainsi que les configurations de bobines étudiées pour le champ principal et les trois gradients. Nous avons complété cette présentation par des calculs théoriques et des simulations faites sur un programme que nous avons créé spécifiquement pour le design de notre IRM. Cela nous a permis d'étudier de différentes géométries possibles de bobines, de les optimiser et d'estimer les erreurs d'inhomogénéités ou de linéarité des champs magnétiques théoriques créés par ces configurations. Ainsi nous avons créé le design final de notre IRM. Le champ statique  $B_0$  est généré par un système quadruple de deux paires de bobines, une grande et une petite. Le champ nominal de notre installation est  $8\text{ mT}$  avec une inhomogénéité avec correction statique de 30 ppm. Le design du gradient  $G_z$  reprend la géométrie du champ principal et possède aussi deux paires de bobines - grandes et petites. Néanmoins, suite aux premières mesures nous avons constaté que l'inductance du gradient était beaucoup trop élevée et nous avons décidé de n'utiliser que les petites bobines. De cette manière nous avons un gradient d'intensité maximale  $G_z^{\max} = 0.55\text{ mT/m}$  avec une erreur de linéarité très proche de 0 %. Les gradients  $G_x$  et  $G_y$  ont tous les deux une géométrie rectangulaire et sont positionnés en quadrature l'un par rapport à l'autre. L'intensité du gradient  $G_x$  a été mesurée à  $G_x^{\max} \cong G_y^{\max} = 0.475\text{ mT/m}$  avec 3 % d'erreur de linéarité. En vue du besoin d'accélérer l'acquisition nous avons implémenté un nouveau design de gradient qui est plus petit et plus intense, notamment  $G_x^{\text{nouveau}} = 1.3\text{ mT}/10\text{ cm}$ . Simultanément, un système de capteurs GMR montés en quart de pont de Wheatstone mesure en temps réel le champ magnétique des trois gradients. Ces changements ont été adoptés afin de permettre l'utilisation de séquences plus rapides qui ont le potentiel de diminuer les temps d'acquisition significativement afin de s'approcher aux durées d'exams médicaux standards. Dans le chapitre suivant nous ferons un comparatif de trois types de capteurs compatibles avec la mesure de signal en IRM à très bas champ magnétique, notamment les SQUID, les GMR et les antennes accordées afin de justifier notre choix de détecteurs. Cette discussion se poursuivra par une description détaillée de l'optimisation de notre antenne de détection et les difficultés rencontrées lors de ce processus.

# Chapitre 3 : Limites de détection et choix du capteur pour l'IRM à très bas champ magnétique

## Table des matières

<b>1. LE NIVEAU DE SIGNAL DANS UNE MESURE D'IRM A TRES BAS CHAMP MAGNETIQUE.....</b>	<b>74</b>
<b>2. LES SOURCES DE BRUIT DANS UNE ACQUISITION D'IRM.....</b>	<b>75</b>
<b>3. LE SQUID (SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE).....</b>	<b>76</b>
3.1.    SQUID COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX NON-ACCORDE.....	81
3.2.    SQUID COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX ACCORDE.....	82
<b>4. LES CAPTEURS GMR.....</b>	<b>86</b>
4.1.    LE CAPTEUR MIXTE .....	89
4.2.    LE CAPTEUR GMR COUPLE A UN TRANSFORMATEUR DE FLUX .....	92
<b>5. LES ANTENNES ACCORDEES.....</b>	<b>92</b>
5.1.    ANTENNES VOLUMIQUES.....	96
5.2.    ANTENNES DE SURFACE.....	97

Dans ce chapitre nous présentons une autre partie constitutive d'une installation d'IRM du point de vue théorique - le capteur. Dans le cas de l'IRM à haut champ magnétique la mesure est limitée par le bruit du corps du patient et l'optimisation du design du détecteur n'amène que très peu d'amélioration du rapport signal sur bruit (SNR). Or, quand on travaille à très bas champ magnétique la situation est bien différente. D'un côté le signal disponible pour la mesure est très faible. D'un autre côté, ce n'est plus le bruit du corps qui limite la qualité de notre mesure, mais le bruit du capteur même. Nous comprenons qu'il est alors essentiel de choisir un détecteur adapté qui optimisera le SNR en maximisant le signal détecté, mais aussi en minimisant les pertes.

Le but de ce chapitre est de présenter trois capteurs différents adaptés à la mesure de signaux d'IRM à très bas champ magnétique : les SQUID, les capteurs GMR et les antennes accordées, qui pourraient satisfaire les critères de détection dans le champ statique très faible de notre installation ( $B_0 = 8 \text{ mT}$ ). Ainsi, nous justifions le choix de capteur qui a été fait et nous définissons les limites de mesures en considérant les paramètres de notre installation.

## 1. Le niveau de signal dans une mesure d'IRM à très bas champ magnétique

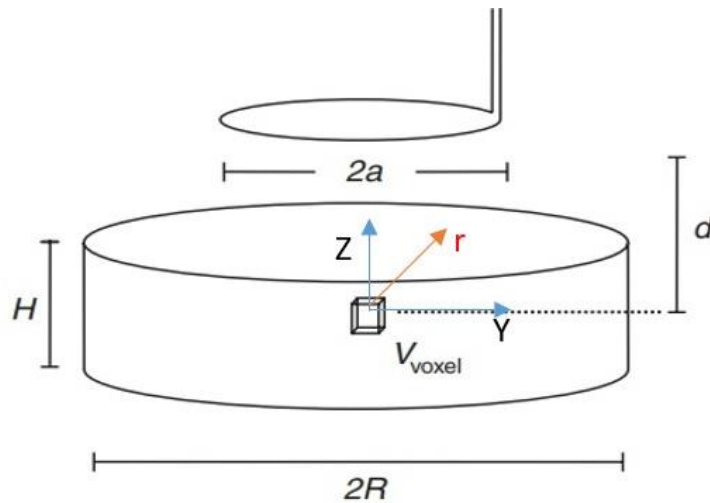
Tout d'abord, il est intéressant de déterminer le niveau de signal généré par un échantillon standard car cela nous indique la détectivité minimale requise pour qu'un capteur détecte ce signal sans moyennner. Pour ceci nous considérons la configuration de la *Fig. 1* : un fantôme cylindrique d'eau de rayon  $R = 10 \text{ cm}$  et de hauteur  $H = 10 \text{ cm}$ . Une antenne de détection de rayon  $a = 15 \text{ cm}$  est placée à une distance  $d = 10 \text{ cm}$  de l'échantillon afin de mesurer le signal qui provient d'un voxel de volume  $V_{\text{voxel}} = 1 \text{ mm}^3$ . En nous basant sur le principe de réciprocité [63], nous admettons que le signal mesuré par l'antenne sera égal au signal qu'elle émettrait dans les mêmes conditions. Comme le capteur mesure la composante perpendiculaire du champ magnétique, si on admet qu'il est positionné dans le plan Oxy, alors la mesure est faite suivant l'axe Oz. En se basant sur le principe de réciprocité nous pouvons exprimer ce champ mesuré comme étant équivalent au champ généré par l'antenne suivant Oz, soit :

$$B_{\text{détecté}} = B_{\text{généré}} = \frac{M\mu_0}{4\pi r^3} \left(3 \frac{z^2}{r^2} - 1\right) \quad \text{Eq. 1}$$

où  $M = \frac{N\gamma^2\hbar^2 B_0}{4k_B T}$  est le moment magnétique macroscopique par unité de volume avec  $N = 2N_A \frac{M_{\text{1mm}^3}}{M_{\text{H}_2\text{O}}} = 6.7 * 10^{19}$  le nombre de particules contenues dans le voxel,  $N_A$  le nombre d'Avogadro,  $\gamma$  le rapport gyromagnétique du proton,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $B_0$  le champ statique de l'IRM et  $T$  la température. Ainsi nous obtenons  $M \cong 3.2 * 10^{-14} \text{ A.m}^2$  pour une température  $T = 300 \text{ K}$  et  $B_0 = 8 \text{ mT}$ , donc  $B_{\text{détecté}}$  est de l'ordre du  $0.1 \text{ fT}$ .

Cette valeur est particulièrement intéressante car elle nous renseigne sur la détectivité qu'un capteur devrait avoir afin de détecter le signal généré par l'échantillon sans moyennner. Ceci justifie le besoin d'utiliser des détecteurs très sensibles. Dans la suite nous présentons trois des capteurs magnétiques les plus utilisés en IRM à bas champ magnétique qui possèdent des

détections compatibles avec la détection requise pour la mesure d'un champ magnétique de l'ordre du  $0.1 \text{ fT}$  : les SQUID, les capteurs GMR, ainsi que les antennes accordées.



*Fig. 1* : Représentation schématique d'une configuration standard de mesure en IRM : un échantillon où un voxel de volume  $V_{voxel}$  émet un signal qui sera détecté par l'antenne de réception.

## 2. Les sources de bruit dans une acquisition d'IRM

Afin de comprendre et pouvoir optimiser le rapport signal sur bruit d'une acquisition d'IRM, nous devons connaître non seulement le niveau de signal généré par l'échantillon, mais aussi les pertes et leurs sources principales. Ainsi, nous considérons :

- L'échantillon : si l'échantillon possède une conductivité, qui par ailleurs augmente avec l'augmentation de la fréquence, il va provoquer des pertes de puissance qui peuvent être modélisées par un bruit thermique, caractérisé par une résistance équivalente.
- Le bruit du détecteur : comme le bruit thermique dans les antennes, qui modélise tous les mécanismes de pertes énergétiques en se basant sur le théorème de fluctuation-dissipation, ainsi que le bruit propre aux différents capteurs qui sera présenté dans la suite.
- Le bruit du préamplificateur.
- Le bruit environnant dont l'impact peut être minimisé en isolant l'installation par du blindage ou en effectuant la mesure dans un environnement bas bruit, ou encore en utilisant des gradiomètres au lieu d'un magnétomètre pour faire la mesure.

Il est intéressant de noter que le bruit de l'échantillon, étant identique pour tout type de capteurs, fixe la limite inférieure de bruit de mesure pour une fréquence de Larmor  $f_0$  donnée. Le bruit de l'échantillon contient une composante capacitive, qui est négligeable à bas champ magnétique, et une composante due à sa conductivité. Nous pouvons la modéliser par une puissance électrique dissipée dans l'échantillon par le champ oscillant  $I * \sin(\omega t)$  induit dans le détecteur après le pulse  $\frac{\pi}{2}$  :  $P_{pertes}(\omega) = \frac{1}{2} \sigma \omega^2 \int_V A \cdot A dr$



avec  $\sigma$  la conductivité de l'échantillon,  $V$  le volume de l'échantillon et  $A$  le potentiel vecteur. Cette équation est valable tant que la longueur d'onde reste plus grande que la taille de l'échantillon étudié, ce qui est toujours le cas pour des fréquences  $f < 300 \text{ MHz}$ . Après intégration nous pouvons exprimer la puissance dissipée dans l'échantillon comme :

---


$$P_{pertes}(\omega) = \frac{1}{2} \sigma \omega^2 \mu_0^2 I^2 V_{pertes} \quad \text{Eq.2}$$


---

où  $V_{pertes} = \int_0^R \int_h^{h+H} r \left( \int_0^\infty e^{-\lambda|z|/a} J_1(\lambda r/a) J_1(\lambda) d\lambda \right)^2 dz dr$  regroupe tous les termes géométriques de l'intégration du volume cylindrique suivant la coordonnée azimutale (cf. *Fig.1*) avec  $\lambda = ka$ . Les pertes énergétiques peuvent être modélisées par une résistance équivalente en série dans le circuit du capteur  $R_s = \frac{2P_{loss}}{I^2} = \sigma \omega^2 \mu_0^2 V_{loss}$ , qui sera à l'origine du bruit thermique exprimé comme :  $S_V^{1/2} = \sqrt{4k_B R_s T}$ . En se basant sur l'expression du bruit thermique, nous pouvons estimer l'efficacité du capteur à travers sa détectivité ou encore son bruit magnétique équivalent :  $S_B^{1/2}(f) = \frac{S_V^{1/2}}{2\pi f A_p}$  où  $A_p$  représente la surface de l'antenne traversée par le flux magnétique [64].

---


$$S_B^{1/2}(f) = \frac{\sqrt{4k_B R_s T}}{\omega A_p} = \frac{\sqrt{4k_B T \sigma \mu_0^2 V_{loss}}}{A_p} \quad \text{Eq.3}$$


---

Pour des valeurs de conductivité moyenne autour de  $\sigma \sim 0.5 (\Omega\text{m})^{-1}$ , les auteurs de *Réf. [64]* ont mesuré sur une IRM de 1.5 T (64 MHz) le bruit magnétique équivalent du torse à  $0.056 \frac{fT}{\sqrt{\text{Hz}}}$  et pour le bras à  $0.027 \frac{fT}{\sqrt{\text{Hz}}}$ . Ces valeurs nous indiquent donc la limite absolue de bruit en dessous de laquelle aucune amélioration du capteur n'améliorerait le SNR, car la mesure sera limitée par le bruit du corps.

Nous détaillons à présent le fonctionnement et les limites des trois capteurs les plus adaptés pour notre mesure : les SQUID, les capteurs GMR et les antennes accordées.

### 3. Le SQUID (Superconducting Quantum Interference Device)

Un capteur SQUID est un magnétomètre très sensible constitué de deux jonctions Josephson montées en parallèle dans une boucle supraconductrice. C'est notamment en utilisant les propriétés spécifiques de ses deux éléments constitutifs que le SQUID est capable de mesurer avec précision les champs magnétiques qui le traversent. Pour comprendre le fonctionnement d'un SQUID, nous allons tout d'abord présenter brièvement certains phénomènes liés à la supraconductivité.

Quand un supraconducteur est refroidi en dessous de sa température de transition/température critique  $T_c$ , il expulse de l'intérieur du conducteur tout champ magnétique externe qui lui est appliqué. Ce phénomène s'appelle effet Meisner. En effet, le champ magnétique externe

diminue exponentiellement de sa valeur à la surface du conducteur, avec une profondeur caractéristique nommée profondeur de pénétration de London  $\lambda_L$  :  $B(x) = B_0 e^{-x/\lambda_L}$ .

Ainsi, quand un flux magnétique  $\phi_{ext}$  est appliqué, la boucle supraconductrice d'inductance  $L$  devient le siège d'un courant  $J$ . Ce courant circule à la surface du conducteur et isole l'intérieur de la boucle du champ magnétique externe. Comme le phénomène d'expulsion du champ magnétique externe reste constant dans le temps, ces courants d'écrantage ne décroissent pas non plus. Il est important de noter que leur apparition ne peut pas être expliquée par la loi de Lenz car ils ne sont pas produits par un changement de flux magnétique. Ce phénomène est expliqué par la théorie BCS et les paires de Cooper [65] qui ne seront pas détaillés dans ce manuscrit. Néanmoins, nous allons seulement mentionner quelques conséquences directes de cette théorie qui sont nécessaires pour la compréhension du fonctionnement des SQUID. Premièrement, dans l'état fondamental supraconducteur tous les électrons s'apparient les uns aux autres et ils sont décrits par la même fonction d'onde à la différence de l'état habituel des électrons où les fonctions d'onde des électrons ne sont pas liées. Cette onde du mode collectif est caractérisée par une phase. De manière générale la phase de point de vue quantique a une valeur déterminée qui peut être constante ou qui peut varier. Dans le cas des SQUID, la phase de l'onde dans la boucle supraconductrice retrouve toujours la même valeur après un tour et n'est jamais discontinue. La conséquence directe de cela est que certaines variations de la phase sont interdites. Or, lorsqu'un flux magnétique est appliqué à la boucle, ce flux modifie la phase et pour qu'elle respecte la règle de la continuité de l'onde quantique, seules certaines valeurs de flux magnétique sont autorisées à traverser la boucle. Le flux est donc quantifié et ne prend que des valeurs multiples entières d'une valeur de base appelée quantum de flux  $\Phi_0$  :

---


$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.07 * 10^{-15} T.m^2 \quad \text{Eq.4}$$


---

avec  $h$  la constante de Planck et  $e$  la charge électrique.

En d'autres termes le flux total à travers une boucle supraconductrice est défini comme :

---


$$\Phi_{tot} = \phi_{ext} + LJ = n\Phi_0 \quad \text{Eq.5}$$


---

où  $n \in \mathbb{N}$  et  $LJ$  est l'aimantation générée par les courants d'écrantage dans la boucle supraconductrice.

Le concept de la quantification du flux permet de comprendre pourquoi les supraconducteurs laissent passer le courant sans aucune résistance. Le flux magnétique étant quantifié, le courant d'écrantage généré ne peut pas diminuer progressivement. Par conséquent, le courant devrait soit s'arrêter brusquement, soit ne pas changer de valeur. L'arrêt soudain du courant signifierait que le très grand nombre d'électrons appariés et occupant le même état quantique passerait simultanément à un autre niveau énergétique, ce qui est très peu probable. Il est évident que le courant induit dans la boucle circulera indéfiniment tant qu'elle est maintenue dans son état supraconducteur.

Quand on sépare deux supraconducteurs par une barrière très fine d'isolant ( $\sim 30 \text{ \AA}$ ) ou un métal nonsupraconducteur ( $\sim nm$  à  $\mu m$ ), les paires d'électrons peuvent passer à travers cette séparation grâce à l'effet tunnel sans être sujets à aucune résistance. Un supercourant continu circule entre les deux supraconducteurs sans qu'on applique une différence de tension sur la barrière de séparation, appelée jonction de Josephson. Ce phénomène est appelé l'effet Josephson et c'est une manifestation d'effet quantique à l'échelle macroscopique. Il est défini par les deux lois de Josephson :

---


$$I = I_c \sin(\varphi)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\pi e}{h} V(t) = \frac{2\pi}{\Phi_0} V(t)$$

*Eq.6*

---

où  $\varphi = \phi_B - \phi_A$  la différence de phase des deux fonctions d'onde dans les deux supraconducteurs reliés par la jonction de Josephson.

Lorsqu'un flux magnétique  $\Phi_{ext}$  traverse le SQUID non alimenté, les deux branches sont traversées par le même courant. Ainsi une différence de phase de base est introduite :

---


$$\alpha + \beta + 2\pi \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} = 2\pi n \quad \text{Eq.7}$$


---

avec  $\alpha$  et  $\beta$  le changement de phase introduit par les jonctions de Josephson. Les deux jonctions étant similaires, elles créent le même déphasage donc  $\alpha = \beta = \pi(n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0})$ .

Si on injecte un courant de polarisation  $I_B$  dans le SQUID, il vient se rajouter au supercourant d'écrantage  $I_E$ . Ainsi, les deux jonctions ne sont plus traversées par le même courant, mais de  $I_E + \frac{I_B}{2}$  et  $I_E - \frac{I_B}{2}$ , cf. *Fig.2*. Cela modifie aussi la différence de phases qui s'exprime donc comme :

---


$$\alpha = \pi \left( n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \right) - \varphi$$

$$\beta = \pi \left( n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \right) + \varphi \quad \text{Eq.8}$$


---

où  $\varphi$  dépend du courant traversant la jonction de Josephson.

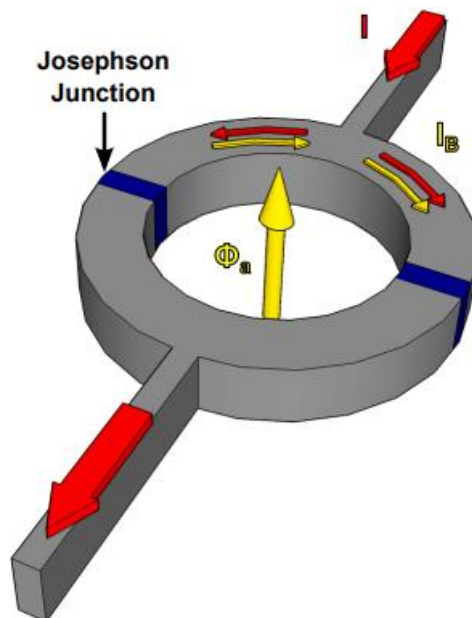
Le courant traversant les jonctions d'un SQUID alimenté est défini comme :

---


$$I = 2I_c \cos \left[ \pi \left( n - \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} \right) \right] \sin(\varphi) \quad \text{Eq.9}$$


---

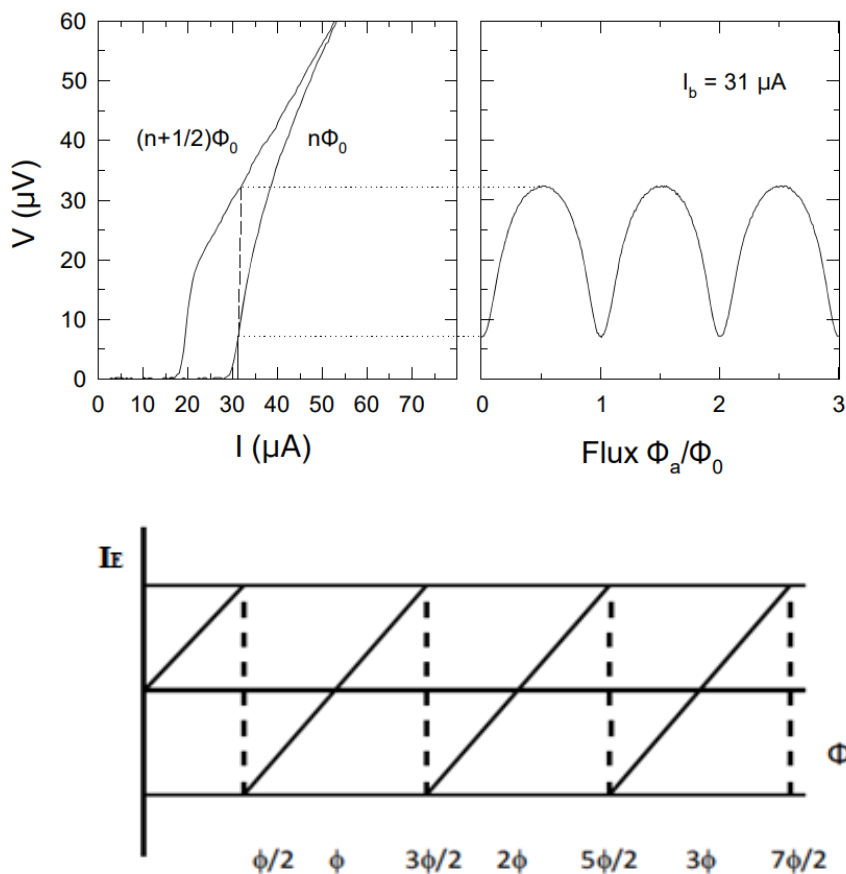
Dans cette relation apparaît le terme  $I_c$  qui représente le courant critique du SQUID. Nous pouvons remarquer que la valeur de ce courant dépend de la différence de phase à travers la jonction et de la quantité totale de flux qui traverse la boucle supraconductrice. Si le flux externe augmente, le courant d'écrantage accroîtra aussi, ce qui implique que le courant de polarisation que nous pouvons faire passer par les jonctions avant d'atteindre le courant critique diminue. Tant que le courant à travers la jonction de Josephson n'excède pas la valeur du courant critique, l'effet tunnel est possible sans aucune résistance :  $I < I_c$  donc  $V = 0$ . En revanche quand  $I > I_c$  on observe l'apparition d'une tension alternative à travers la jonction de Josephson. A noter que les jonctions de Josephson ont généralement un courant critique  $I_c$  beaucoup plus faible que celui des deux régions supraconductrices.



*Fig. 2* : Représentation schématique d'un capteur SQUID. En jaune : le courant d'écrantage et en rouge : le courant de polarisation.

En appliquant donc un courant de polarisation dont la valeur est bien choisie nous pouvons mesurer le changement de tension sur la jonction de Josephson, qui nous renseignera sur la valeur du flux magnétique qui a traversé la boucle supraconductrice. Le courant optimal pour faire la mesure est légèrement supérieur au courant critique  $I_c$ . Le SQUID est donc un très bon transducteur flux-tension.

Il est intéressant d'étudier la relation du courant d'écrantage  $I_E$  et le flux magnétique  $\Phi_{ext}$  qu'on applique sur la boucle supraconductrice. Sur la *Fig.3* nous observons l'évolution du courant d'écrantage  $I_E$  en fonction de la quantité de flux externe appliqué. Nous remarquons que  $I_E$  atteint sa valeur maximale et change de direction quand  $\Phi_{ext} = \frac{\Phi_0}{2}$ , pour ensuite diminuer et atteindre une valeur nulle quand le flux passe à un quantum de flux  $\Phi_0$ . Le champ magnétique d'écrantage est donc égal au champ externe appliqué et aucun flux ne traverse la boucle. Si  $\Phi_{ext}$  augmente davantage le cycle se répète avec une période de  $\Phi_0$ . Comme le courant critique dépend du courant d'écrantage du SQUID, nous pouvons conclure que  $I_c$  est aussi périodique en fonction du flux magnétique appliqué, avec une valeur maximale pour  $\Phi_{ext} = n\Phi_0$  et minimale pour  $\Phi_{ext} = (n + \frac{1}{2}) * \Phi_0$ . Cette dépendance peut être observée sur la courbe  $I - V$  (cf. *Fig.3*) d'un SQUID qui oscille avec une période de  $\Phi_0$  entre ces deux extrema lorsque le flux magnétique augmente continuellement. Nous remarquons aussi qu'à courant de polarisation fixe, la tension aux bornes du SQUID est maximale lorsque le courant critique est minimal.



*Fig. 3* : En haut à gauche : la caractéristique courbe  $I-V$  d'un SQUID qui dépend du flux magnétique appliqué. En haut à droite : La réponse en tension du SQUID. En bas : La périodicité du courant critique  $I_c$  en fonction du flux magnétique appliqué. *Source* : Réf. [71], [72].

En termes de sensibilité, le SQUID est limité par le bruit de mesure constitué du bruit instrumental du préamplificateur et du bruit intrinsèque du SQUID. Pour un détecteur optimisé, il existe un bruit en tension  $V_N$  sur les bornes du SQUID qui est décrit par une densité spectrale  $S_V(f) = 16k_BTR$ , ainsi qu'un bruit en courant  $J_N$  sur la boucle supraconductrice avec une densité spectrale  $S_J(f) = \frac{11k_B T}{R}$ . Par ailleurs, les bruits de tension et de courant sont partiellement corrélés ce qui résulte en une densité spectrale croisée  $S_{VJ}(f) = 12k_B T$  [66]. Le terme  $R$  qui apparaît dans ces formules correspond à la résistance de shunt de chaque jonction de Josephson, utilisée pour linéariser la réponse I-V du SQUID qui est sinon hystérétique. La détectivité atteignable avec un SQUID d'après la littérature pour un capteur de taille  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  à une température de 77 K a été mesurée à  $10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , [67].

### 3.1. SQUID couplé à un transformateur de flux non-accordé

La sensibilité du SQUID peut être nettement améliorée s'il est couplé à un transformateur de flux. Un transformateur de flux non-accordé est un circuit composé de deux bobines en série :  $L_p$ , la bobine de réception, couplée à l'échantillon de mesure et  $L_i$ , la bobine de transmission/bobine d'induction, couplée au capteur SQUID. Quand un champ magnétique  $B_{ext}$  est appliqué sur la bobine de réception, un courant  $I_p = \frac{B_{ext}A_p}{L_T}$  traverse le circuit du transformateur de flux, où  $L_T = L_p + L_i$  et  $A_p$  est la surface de la bobine de réception.

Ce signal est transmis au SQUID sous forme de flux magnétique  $\Phi_S = \frac{B_{ext}A_p M_i}{L_T}$ , qui génère une réponse en tension :  $V_S = \frac{V_{\Phi} B_{ext} A_p M_i}{L_T}$  où  $M_i$  est l'inductance mutuelle entre la bobine de transmission et le SQUID. Sa mesure est compliquée, néanmoins nous pouvons estimer sa valeur à partir de l'inductance de la bobine de transmission  $L_i$  et l'inductance du SQUID  $L_S$  :  $M_i = k\sqrt{L_i L_S}$  où  $k$  est un paramètre géométrique sans dimension.

Le transfert de signal vers le SQUID dépend des paramètres propres au transformateur de flux :

---


$$\frac{\Phi_S}{\Phi_{ext}} = \frac{M_i}{L_p + L_i} \quad \text{Eq.10}$$


---

En travaillant avec des bobines de réception et de transmission dont les inductances sont égales, nous pouvons optimiser ce transfert de signal. Avec  $L_p = L_i$ , nous obtenons donc :

---


$$\frac{\Phi_S}{\Phi_{ext}} = \frac{M}{2L_i} = \frac{k}{2} \sqrt{\frac{L_S}{L_p}} \quad \text{Eq.11}$$

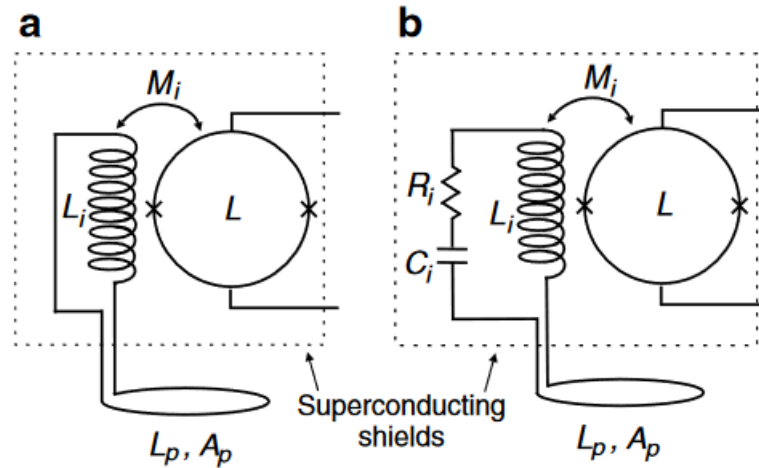

---

Nous constatons qu'il est préférable de travailler avec une bobine de réception dont l'inductance  $L_p$  est la plus faible possible. En réalité il est compliqué de respecter cette condition car même des bobines à 1 seul tour ont des inductances bien supérieures à l'inductance du SQUID :  $L_p \gg L_S$ .

Le bruit d'un SQUID couplé à un transformateur de flux non-accordé est déterminé par le SQUID lui-même. Dans une première approximation nous pouvons négliger le bruit en courant et faire l'hypothèse que le bruit équivalent magnétique est déterminé par le bruit en tension comme suit :

$$S_B^{1/2}(f) = \frac{1}{A_{eff}V_\Phi} S_V^{\frac{1}{2}}(f) = \frac{L_i + N_p^2 L_p}{N_p A_p M_i V_\Phi} S_V^{1/2}(f) \quad \text{Eq.12}$$

La détectivité d'un tel capteur optimisé a été estimée à  $S_B^{1/2}(f) = 0.064 fT/\sqrt{Hz}$ , ce qui présente une nette amélioration par rapport à la sensibilité d'un SQUID utilisé tout seul. La mesure a été faite avec un SQUID de dimension  $20 \times 20 \mu m^2$  et une bobine de transmission  $L_i$  avec 29 tours en fil supraconducteur de diamètre  $d = 75 \mu m$  et une inductance  $L = 0.28 \mu H$  [68], [64].



*Fig. 4* : Représentation schématique du circuit électrique d'un SQUID couplé à un transformateur de flux non-accordé (à gauche) et accordé (à droite). *Source* : Réf. [64].

### 3.2. SQUID couplé à un transformateur de flux accordé

Le SQUID peut être couplé aussi à un transformateur de flux accordé. Pour ceci nous ajoutons un condensateur d'accord  $C_i$  en série avec les deux bobines  $L_p$  et  $L_i$  (cf. Fig.4). La résistance totale du transformateur de flux est représentée par  $R_i$ . La réponse en tension du SQUID après l'application d'un champ magnétique  $B_{ext}$  est modifiée et dépend de la fréquence :

$$V(\omega) = \frac{-j\omega M_i V_\Phi A_p B_{ext}(\omega)}{Z_T(\omega)} \quad \text{Eq.13}$$

où  $Z_T = R_i + j\omega L_T - \frac{j}{\omega C_i}$  est l'impédance totale du circuit. En se basant sur l'Eq.13 la densité spectrale de bruit en tension peut être exprimée comme :

---


$$S_V^{tot}(f) = \frac{M_i^2 V_\Phi^2}{|Z_{tot}|^2} 4k_B T R_i + S_V(f) + \frac{\omega^2 M_i^4 V_\Phi^2}{|Z_{tot}|^2} S_J(f) \quad \text{Eq.14}$$


---

où le bruit de Nyquist provient du circuit du transformateur de flux et les deux autres termes représentent la densité spectrale de bruit en tension et en courant du SQUID. A noter que la densité spectrale de bruit couplé tension-courant  $S_{VJ}(f)$  ne figure pas dans l'Eq.14 car sa valeur est négligeable à la résonance.

A partir de l'Eq.14 nous obtenons l'expression de la densité spectrale de bruit magnétique respectif :

---


$$S_B(f) = \frac{1}{N_p^2 A_p^2} \left[ \frac{4k_B T R_i}{\omega^2} + \frac{|Z_{tot}|^2}{\omega^2 M_i^2 V_\Phi^2} S_V(f) + M_i^2 S_J(f) \right] \quad \text{Eq.15}$$


---

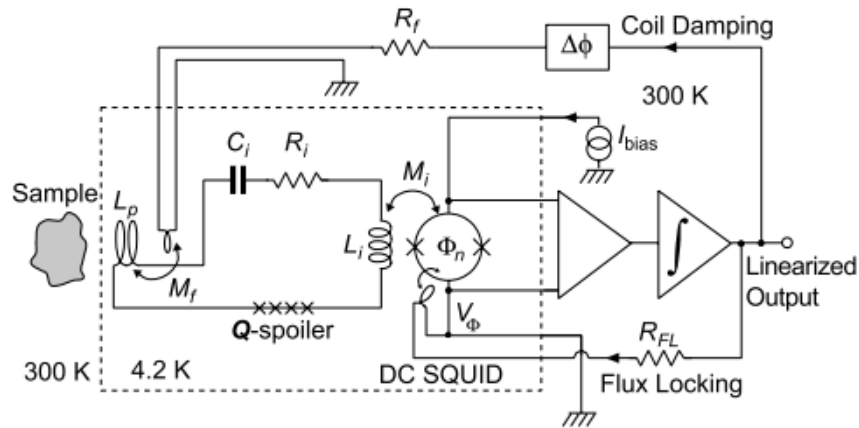
où  $N_p$  est le nombre de tours de la bobine de réception.

L'application du transformateur de flux accordé en IRM, que ce soit avec des SQUID ou avec d'autres capteurs comme les GMR par exemple, requiert des modifications du design de son circuit électrique afin de résoudre deux problèmes principaux :

1. Le ringing du circuit accordé après l'application du pulse  $\pi/2$  : Le transformateur de flux accordé, comme tout circuit accordé, possède un temps caractéristique  $t_{ring}$  d'amortissement de la résonance. Quand le pulse d'excitation  $\pi/2$  est appliqué, le circuit accordé le détecte et résonne suivant ce temps caractéristique  $t_{ring}$ , qui est donc un temps mort pour le détecteur. Si  $t_{ring} > T_2$  (le temps de relaxation transversale de l'échantillon), le signal IRM de l'échantillon ne pourra pas être détecté. Le facteur de qualité  $Q$  du circuit résonant caractérise la capacité résonante du circuit électrique et est lié à ce temps  $t_{ring} = \frac{Q}{\omega_0}$ . Le phénomène de résonance est nécessaire et est à la base de la détection du signal IRM. Néanmoins, la résonance du circuit accordé durant l'application du pulse  $\pi/2$  est indésirable et doit être minimisée. Ceci est possible en diminuant fortement le facteur de qualité  $Q$  par l'ajout d'une résistance durant l'étape d'excitation de l'échantillon, raccourcissant ainsi  $t_{ring}$ . Ceci est possible grâce au Q-spoiler qui est un réseau de jonctions de Josephson [69]. Quand le courant  $I$  à travers la jonction de Josephson dépasse la valeur du courant critique ( $I_c \sim \mu A$ ), elle agit comme une résistance et amortit la résonance après l'application de l'impulsion RF de haute énergie. Lors de la détection du signal IRM à faible énergie  $I < I_c$  et la jonction redevient supraconductrice, ainsi rétablissant le facteur de qualité  $Q$  élevé.



2. Adapter la bande passante du circuit accordé : facteur de qualité très élevé équivaut à une bande passante très étroite. Dans le cas du SQUID couplé, ce facteur de qualité peut atteindre des valeurs particulièrement élevées. Il est donc nécessaire de le modifier pendant l'acquisition du signal en IRM afin d'obtenir une bande passante compatible avec la mesure. Une solution possible est le Q-damping basé sur une boucle de rétroaction qui introduit une résistance supplémentaire dans le circuit :  $\Delta r = \frac{\omega M_i M_f V_{\Phi} A}{R_f}$  avec  $A$  le gain de la chaîne d'amplification après le SQUID,  $M_f$  l'inductance mutuelle entre la boucle de rétroaction et la bobine de réception et  $R_f$  la résistance en série dans la boucle de rétroaction. De cette manière la bande passante durant l'acquisition devient  $\Delta\omega = \frac{R_i + \Delta r}{L_{tot}}$  avec  $R_i$  la résistance de shunt [50].



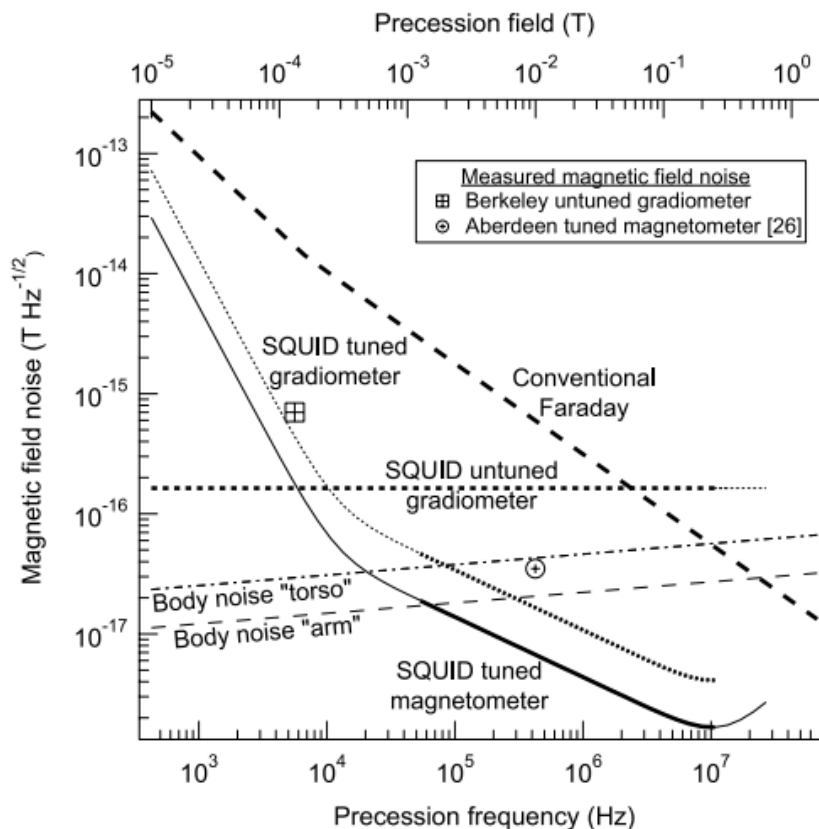
*Fig. 5* : Représentation schématique du circuit de Q-damping qui introduit une résistance supplémentaire  $\Delta r$  dans le circuit du transformateur de flux accordé afin de diminuer son facteur de qualité  $Q$  durant l'acquisition du signal. *Source : Réf. [64]*.

Les auteurs de la *Ref. [64]* ont fait des simulations du bruit de champ magnétique équivalent pour des SQUID couplés à des transformateurs de flux accordés et non accordés, ainsi que d'une antenne accordée dans le but de comparer leurs détectivités à différentes fréquences avec le bruit introduit par le corps humain. Leurs résultats sont présentés sur la *Fig.6*. Nous en déduisons que la sensibilité que nous pouvons obtenir avec un SQUID couplé à un transformateur de flux accordé est  $\sim 0.06 fT/\sqrt{Hz}$  autour de notre fréquence de travail  $f_0 \sim 300 kHz$ . En se basant sur ce plot nous remarquons qu'il existe un capteur optimal pour les différentes plages de fréquences.

- Pour les basses fréquences (jusqu'à la dizaine de kHz) le bruit magnétique équivalent du SQUID couplé à un transformateur de flux non accordé est le plus faible. Pour des fréquences jusqu'à 50 kHz ce type de capteur reste le meilleur choix de détecteur avec un bruit magnétique seulement  $\sim 10$  fois supérieur au bruit du corps pour toutes les fréquences.
- Pour des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz à des dizaines de MHz, le capteur le plus adapté est le SQUID couplé à un transformateur de flux accordé car son bruit magnétique équivalent est inversement proportionnel à la fréquence.

- Pour les très hautes fréquences ( $f > 10 \text{ MHz}$ ) le plot de *Fig.6* montre une augmentation du bruit du SQUID couplé à un transformateur de flux accordé, ce qui laisse la place à l'antenne accordée comme le capteur le plus adapté pour ce domaine fréquentiel.

Si nous étudions le comportement de l'antenne accordée autour de la fréquence de Larmor de notre installation  $f_0 \sim 300 \text{ kHz}$ , d'après les résultats dans *Ref. [64]* sa performance est bien inférieure à celle du SQUID couplé accordé, avec des détectivités de l'ordre de  $6 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Or, les auteurs de *Réf.[64]* ont comparé le bruit magnétique théorique et expérimental du capteur mixte et ont constaté qu'en pratique le niveau de bruit réel est 2.4 fois au-dessus de la valeur théorique, dû à des pertes diélectriques en partie provoquées par le cryostat. Par ailleurs, il est important de noter que l'antenne accordée utilisée pour les calculs de l'article ne contient qu'un seul tour en cuivre. Son design peut être significativement optimisé, ce qui a été l'objet d'étude principal dans notre travail sur les capteurs pour notre installation d'IRM. Ainsi nous pouvons obtenir des détectivités même inférieures à celle du SQUID couplé à un transformateur de flux accordé pour  $f \sim 300 \text{ kHz}$ . Le processus d'optimisation, ainsi que des valeurs expérimentales seront présentés dans la suite de ce manuscrit, cf. *Chapitre 4*.



*Fig. 6* : Le bruit de champ magnétique théorique équivalent calculé pour des détecteurs SQUID accordés et non accordés et d'une antenne accordée de diamètre = 65 mm contenant un seul tour en Cu. Le bruit de l'échantillon (torse et bras humains) est modélisé aussi. *Source* : *Réf. [64]*.

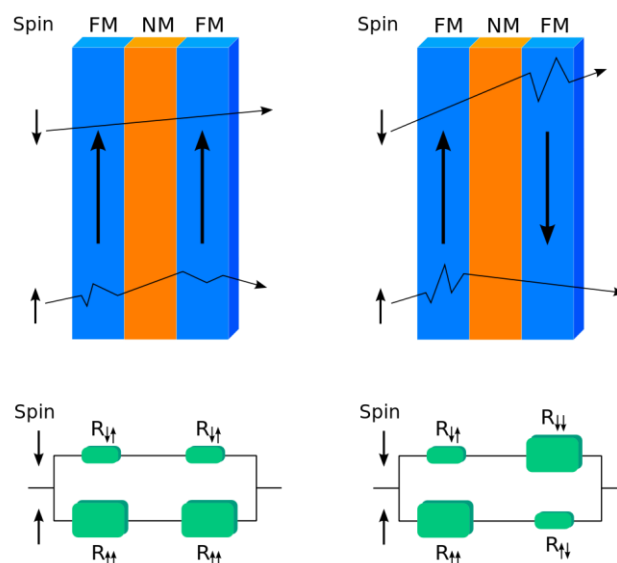
## 4. Les capteurs GMR

A la fin des années 80, la découverte simultanée de l'effet de magnétorésistance géante (effet GMR) par Gruenberg et Fert a permis la création d'un tout nouveau type de capteur magnétique très sensible. Son fonctionnement est basé sur l'effet GMR – un phénomène observé dans des multicouches (une alternance de films très fins de matériaux ferromagnétiques et de matériaux non-magnétiques), qui manifestent une variation de la résistance en fonction de l'angle de leur aimantation à l'application d'un champ magnétique externe.

Pour comprendre l'effet GMR il faut noter que dans les matériaux magnétiques le transport électronique dépend non seulement de la charge des électrons, mais aussi des propriétés des spins des électrons de conduction. Pour expliquer ce phénomène simplement nous pouvons dire que les spins up et les spins down possèdent des propriétés différentes en termes de transport. Ainsi, schématiquement deux canaux conducteurs indépendants se forment, correspondant aux spins up et les spins down, et la conduction électrique se produit en parallèle. Par ailleurs, dans les matériaux ferromagnétiques, les spins up et les spins down possèdent des densités d'états très différents. De manière simplifiée, les taux de diffusion étant proportionnels à la densité d'états et la résistance du matériau étant proportionnelle au taux de diffusion, nous comprenons que les résistivités pour les deux types de spins électroniques sont très différentes :  $\rho_{\downarrow} \neq \rho_{\uparrow}$ .

Nous distinguons deux cas de figure (cf. Fig.7) :

- Premièrement, lorsque l'orientation de l'aimantation des couches est parallèle, les électrons de spin up traversent le réseau presque sans diffusion, car leur spin est parallèle à l'aimantation des couches. Les électrons de spin down sont fortement diffusés dans les deux ferromagnétiques, car leur spin est antiparallèle à l'aimantation des couches. La résistivité totale de la multicouche étant déterminée principalement par les électrons de spin down, sa valeur est faible.
- Deuxièmement, quand la multicouche possède un alignement antiparallèle, les électrons de spin up et de spin down sont tous les deux fortement dispersés dans une des couches ferromagnétiques dont la direction de l'aimantation est antiparallèle au spin électronique. Par conséquent, la résistivité totale de la multicouche est élevée.



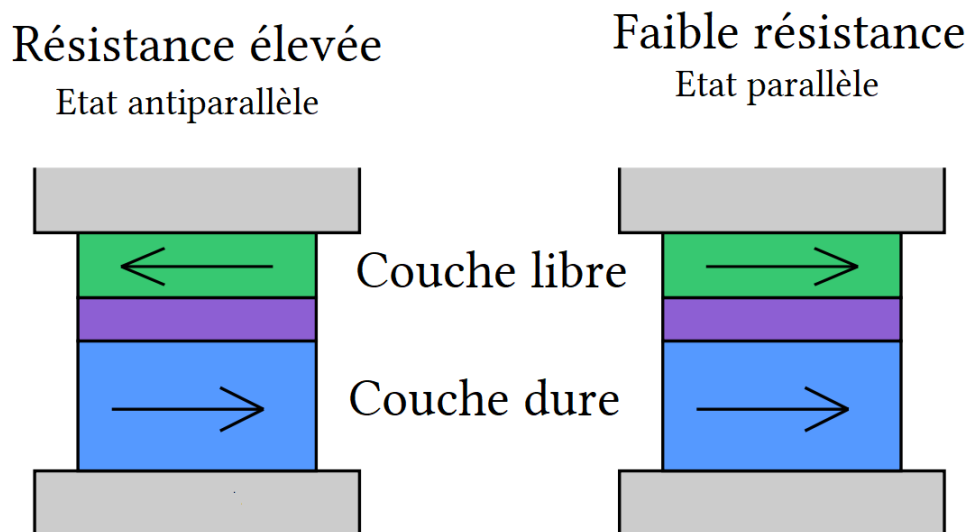
*Fig.7* : En haut : Illustration du principe de diffusion des spins up et des spins down dans le cas d'une aimantation parallèle et d'une aimantation antiparallèle. En bas : La résistivité de la multicouche en fonction de l'orientation de l'aimantation pour les spins up et les spins down. *Source* : Wikipedia/Giant magnetoresistance.

Le capteur le plus utilisé, qui est basé sur l'effet GMR, est la vanne de spin. Il possède une structure en triple couche comme illustré sur la *Fig.8*. Ces trois couches sont :

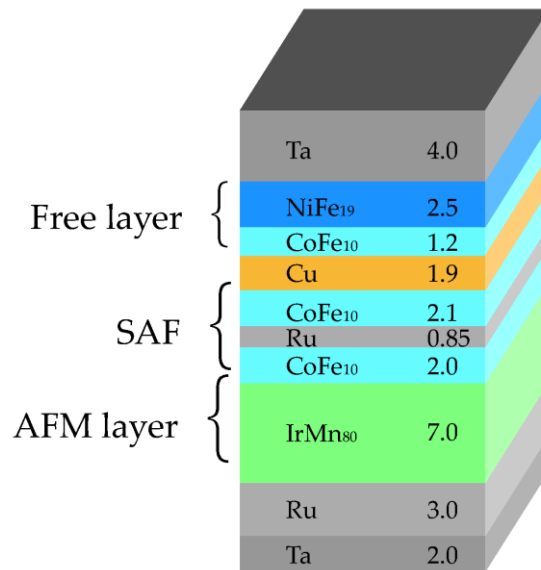
- La couche dure dont le rôle est de garder l'orientation de l'aimantation fixe, tout en assurant une forte polarisation des électrons de conduction. L'orientation de l'aimantation constante implique que nous devons utiliser un matériau à haut champ coercitif, donc un antiferromagnétique dont l'orientation est indépendante du champ magnétique externe appliqué (p.ex. FeMn, IrMn ou PtMn). Cet antiferromagnétique est couplé avec un matériau ferromagnétique (p.ex. CoFe) qui polarise les spins.
- La couche de séparation sert à découpler magnétiquement la couche libre de la couche dure. Le matériau utilisé doit être amagnétique, typiquement du cuivre. Il est important que l'épaisseur de cette couche soit inférieure à la longueur de diffusion du spin.
- La couche libre est celle dont l'aimantation s'alignera avec la direction du champ magnétique externe appliqué, donc le matériau utilisé pour sa fabrication doit avoir un champ coercitif faible, typiquement un matériau magnétique mou (p.ex. NiFe couplé avec du CoFe pour la polarisation des spins).

A part ces trois couches principales, sur un capteur de type valve de spin sont déposés aussi :

- Le substrat qui est une couche de silicium, saphir, verre ou autre, qui sert à assurer la stabilité mécanique du stack, offre une conductivité électrique appropriée ou sert d'interface entre les couches pour faciliter leur croissance lors de la fabrication.
- La couche de buffer en tantalium (Ta) qui est déposée en bas du stack pour servir comme une couche de germination et en haut pour assurer une protection contre l'oxydation.



*Fig.8* : Représentation schématique d'une vanne de spin avec sa structure typique en triple couche constituée d'une couche libre, d'une couche de séparation et d'une couche dure.



*Fig.9* : Représentation schématique de la structure d'un stack GMR vanne de spin avec une couche de séparation en CoFe<sub>10</sub>/Ru/CoFe<sub>10</sub>. Source: Yan, S.; Cao, Z.; Guo, Z.; Zheng, Z.; Cao, A.; Qi, Y.; Leng, Q.; Zhao, W. *Design and Fabrication of Full Wheatstone-Bridge-Based Angular GMR Sensors*. Sensors **2018**, 18, 1832. <https://doi.org/10.3390/s18061832>

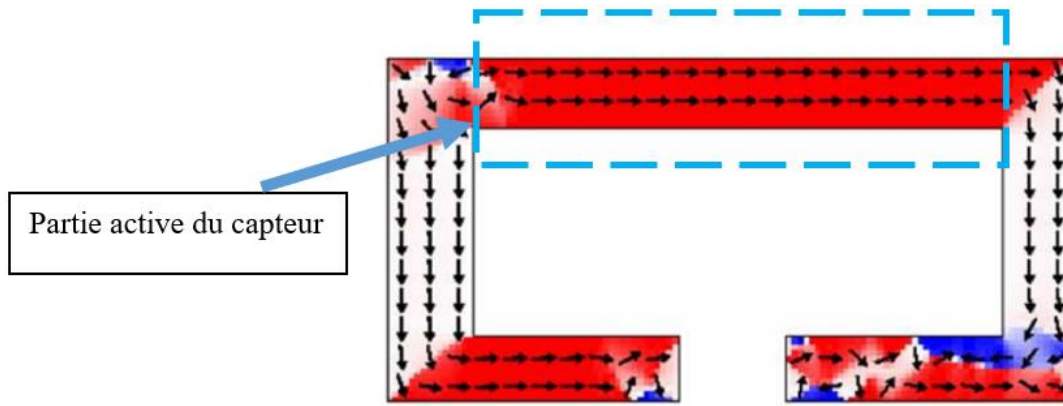
En fonction du positionnement de la couche dure par rapport au substrat le capteur GMR est dit top-pinned (couche dure en haut du stack) ou bottom-pinned (couche dure en bas du stack).

En absence d'un champ magnétique externe, l'aimantation de la couche dure et de la couche libre forment un angle de 90°. A l'application d'un champ B, l'aimantation de la couche libre s'aligne suivant la direction de  $\vec{B}$  avec un angle  $\theta$  qui est déterminé par les couplages, l'anisotropie et les propriétés des matériaux. On constate un changement de la résistance du capteur qui peut être décrit comme :

$$\delta r = \frac{r_{\uparrow\downarrow} + r_{\uparrow\uparrow}}{2} + \frac{r_{\uparrow\downarrow} - r_{\uparrow\uparrow}}{2} \cos(\theta) \quad \text{Eq.16}$$

avec  $r_{\uparrow\downarrow}$  la résistance de l'état antiparallèle et  $r_{\uparrow\uparrow}$  la résistance de l'état parallèle.

La longueur appropriée pour une vanne de spin utilisée pour des mesures en IRM est de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$  ( $30 \times 50 \times 2$  à  $5 \mu\text{m}^3$ ). Cette dimension pose un problème car on observe l'apparition de domaines magnétiques. Ces domaines magnétiques provoquent beaucoup de bruit à basse fréquence, ainsi qu'une réponse hystérétique du capteur. La solution à cette contrainte est de créer des capteurs en forme de yoke au lieu d'une forme barreau comme montré sur la Fig. 10. Ainsi les domaines magnétiques sont réduits et une aimantation uniforme est favorisée au centre du yoke, dans la partie active du capteur.



*Fig.10* : Simulation de la distribution des moments magnétiques dans la couche libre du capteur GMR en forme de yoke pour  $B=0$ . Un domaine magnétique principal en forme de barreau se forme en expulsant les domaines magnétiques aux extrémités en les stabilisant.  
*Source: Noise in small magnetic systems—applications to very sensitive magnetoresistive sensors, M.Pannetier, C.Fermon, G. Le Goff, J.Simola, E.Kerr, J.M.D.Coe.*

#### 4.1. Le capteur mixte

Un capteur GMR de taille microscopique ( $200 \mu\text{m}$  de long,  $5 \mu\text{m}$  de large) possède une sensibilité d'environ  $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , ce qui n'est pas suffisant pour une application en IRM. La solution la plus commune est de transformer le capteur de champ en un capteur de flux. En plaçant le capteur GMR sur une boucle supraconductrice (le plus souvent en Nb – supraconducteur métallique de basse température critique  $T_c = 9.2 \text{ K}$  ou en YBaCuO - supraconducteur céramique de haute température critique  $T_c = 93 \text{ K}$ ), on crée un capteur mixte avec une détectivité nettement améliorée [70]. Comme vu précédemment dans ce chapitre, une boucle supraconductrice est sujette à l'effet Meisner, donc l'expulsion de tout champ magnétique de l'intérieur de la boucle grâce à un courant d'écrantage qui se met en place :  $\Phi = \Phi_{ext} + LI_E = 0$ . Si la largeur de la boucle présente un rétrécissement, la densité de courant dans cette zone devient beaucoup plus élevée que dans le reste de la boucle. Ainsi, le champ magnétique  $B_E$  créé par le courant d'écrantage sera plus fort à cet endroit et nettement renforcé par rapport au champ magnétique externe  $B_{ext}$ . Le capteur mixte est alors caractérisé par son gain  $G$  :

---

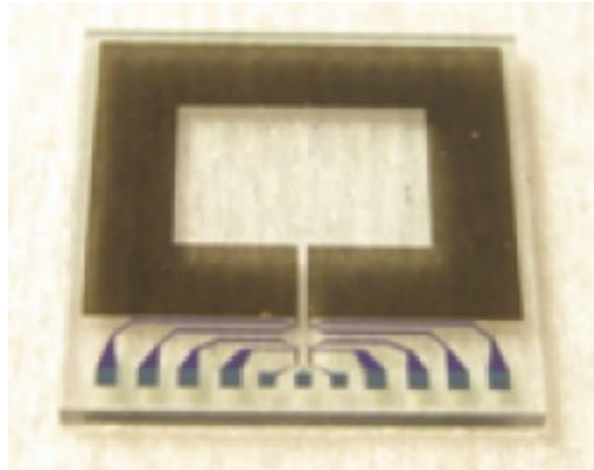

$$G = \frac{B_E}{B_{ext}} \quad \text{Eq.17}$$


---

En fonction de la géométrie de la boucle supraconductrice et des matériaux utilisés, le gain peut varier entre 400 et 2000. Ce gain peut être exprimé aussi en fonction de la réponse du capteur mixte à un champ magnétique par rapport à la réponse de la vanne de spin :

$$G = \frac{\rho_{CM}}{\rho_{VS}} \quad \text{Eq.18}$$

avec  $\rho_{CM}$  la réponse du capteur mixte et  $\rho_{VS}$  la réponse de la vanne de spin.



*Fig.11* : Photo d'un capteur mixte de dimension  $1 \text{ cm}^2$ . Source : Réf. [70].

La mesure de la réponse d'une vanne de spin est effectuée dans un champ magnétique homogène où le champ est augmenté et diminué, afin d'étudier le transfert énergétique dans l'état parallèle et dans l'état antiparallèle de la GMR. Ainsi, la sensibilité est définie comme la variation de résistance (en %) par unité de champ (en mT). La sensibilité est donc mesurée en  $\%/mT$ . Dans la région où la réponse est linéaire, elle est exprimée comme (cf. Fig.12) :

$$\rho_{VS} = \frac{1}{R_{mean}} \frac{R_{max} - R_{min}}{H_{max} - H_{min}} * 100 \quad \text{Eq.19}$$

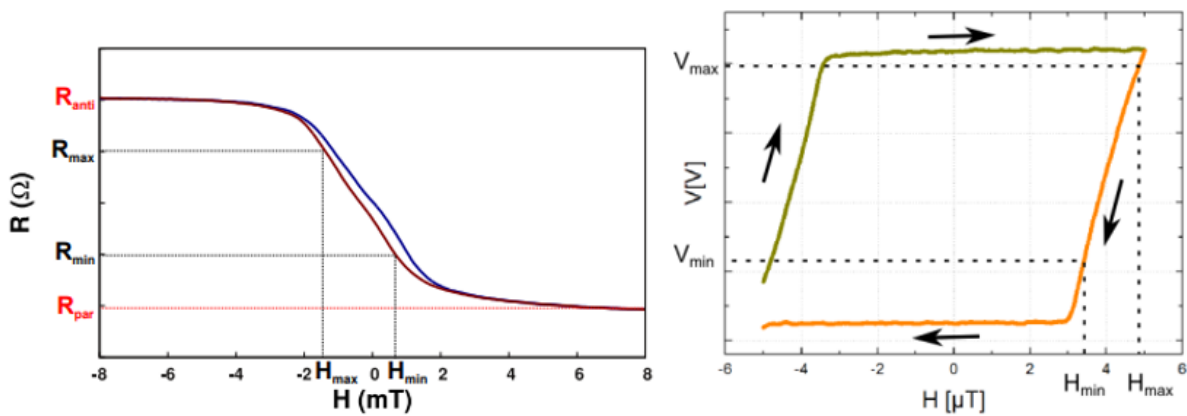


Fig.12. : A gauche : La réponse d'une vanne de spin au champ magnétique externe. A droite : La réponse d'un capteur mixte (vanne de spin + boucle supraconductrice) au champ magnétique externe. *Source : Réf. [70].*

La réponse d'un capteur mixte est mesurée aussi par l'application d'un champ magnétique, cette fois perpendiculaire à la boucle supraconductrice. L'amplitude du champ magnétique nécessaire pour obtenir un cycle de transfert complet est déterminée par la valeur du courant critique  $I_C$  de la boucle supraconductrice, plus particulièrement  $I_C$  de la zone de rétrécissement sur la boucle. On cherche à atteindre un mode de saturation où aucune augmentation supplémentaire du champ magnétique ne pourrait être compensée par le courant d'écrantage et donc le capteur entre dans un état mixte dans lequel le champ magnétique peut pénétrer dans la boucle supraconductrice. Cela provoque une réponse hystérétique comme en témoigne la *Fig.12*. La sensibilité du capteur mixte est définie par la pente de la courbe dans le régime linéaire comme :

$$\rho_{CM} = \frac{1}{V_{alim}} \frac{V_{max} - V_{min}}{H_{max} - H_{min}} * 100 \quad \text{Eq.20}$$

où  $V_{alim}$  est la tension appliquée au capteur.

Finalement nous pouvons utiliser cette mesure de la sensibilité pour évaluer la détectivité du capteur comme :

$$D = \frac{V_{bruit}}{\rho_{CM} * V_{alim}} \quad \text{Eq.21}$$

où  $V_{bruit}$  est le bruit thermique du capteur.

Dans ce type de capteur mixte le bruit est généré principalement par la vanne de spin. D'abord à basse fréquence et pour des capteurs GMR de petite taille, on observe un bruit en  $1/f$  engendré par des fluctuations de la conductance. La deuxième source de bruit est le mouvement thermique des charges et donc le bruit thermique. Sa densité spectrale est définie comme :  $S_{V,th} = 4k_B T R$  où  $R$  est la résistance du capteur GMR. En vue de la fréquence de travail en IRM, nous pouvons négliger le bruit en  $1/f$  et admettre que nous travaillons toujours dans le régime thermique où ce bruit blanc présente la limitation fondamentale de la détectivité du capteur.

Durant la thèse de Q.Herreros [70], des mesures de la détectivité d'un capteur mixte YBaCuO ont été faites dans une IRM à bas champ magnétique et on a obtenu  $100 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  avec un SNR inférieur à celui mesuré avec une antenne accordée. Ce résultat s'explique par la présence du cryostat de la bobine supraconductrice, ainsi que le moins bon coefficient de remplissage du capteur mixte.



## 4.2. Le capteur GMR couplé à un transformateur de flux

A l'instar des SQUID, une solution possible pour améliorer la détectivité du capteur mixte serait l'utilisation de transformateurs de flux, qui permet d'adapter le volume de détection effectif à la géométrie de l'échantillon. Il existe trois types de transformateur de flux qui peuvent être implémentés :

- Le transformateur de flux supraconducteur est souvent fabriqué en fil de Nb. Le bruit total du capteur mixte couplé à ce type de transformateur de flux est majoritairement déterminé par le bruit thermique du capteur mixte car le transformateur de flux n'introduit aucune résistance supplémentaire dans le circuit. La détectivité d'un tel capteur est définie comme :  $D = \frac{A_{CM} \sqrt{4k_B R_{GMR} T_{GMR}}}{A_P V_B * G} = \frac{A_{CM} B_{bruit\ GMR}}{A_P G}$  avec  $A_{CM}$  la surface du capteur mixte,  $A_P$  la surface de l'antenne de réception du transformateur de flux,  $V_B$  la réponse en tension par unité de champ du capteur GMR et  $G$  le gain. D'après [70], la détectivité mesurée pour ce capteur mixte en YBaCuO de taille  $1\text{ cm}^2$  avec une bobine de transmission  $L_p$  de diamètre  $d = 3\text{ cm}$ , est égale à  $D \sim 11\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour une fréquence de 300 kHz. A cause de l'utilisation obligatoire d'un cryostat avec ce type de capteurs mixtes, la détectivité est limitée par l'atténuation provoquée par la présence du cryostat et à cause du mauvais facteur de remplissage.
- Le transformateur de flux résistif non-accordé introduit une résistance supplémentaire dans le circuit et nous devons prendre en compte sa contribution de bruit thermique dans le calcul du bruit total du capteur couplé. La détectivité du capteur mixte YBaCuO avec une bobine de transmission en Cu de diamètre  $d = 3\text{ cm}$  a été mesurée à 300 kHz dans [70] :  $D \sim 29\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  et est définie comme :  $D = \frac{A_{CM} \sqrt{B_{bruit\ GMR}^2 + B_{bruit\ TF}^2}}{A_P G}$ .
- Le transformateur de flux résistif peut être accordé en connectant un condensateur en série dans son circuit électrique. La détectivité est mesurée à la résonance  $f = 300\text{ kHz}$  et est égale à  $1.7\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour un transformateur de flux de facteur de qualité  $Q=20$  [70].

Réf. [70] et [71] donnent plus de détails sur l'optimisation et le fonctionnement des transformateurs de flux.

## 5. Les antennes accordées

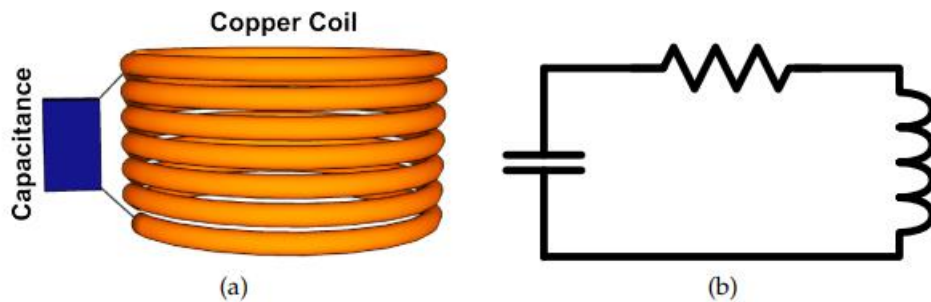
Les antennes accordées sont le capteur de premier choix en IRM à haut champ magnétique choisies pour leur excellente détectivité aux hautes fréquences de travail. Elles sont faciles et peu coûteuses à fabriquer et à optimiser, et se présentent sous de diverses géométries et formes.

Une antenne accordée est un circuit électrique résonant composé d'un bobinage de fil conducteur (souvent un fil de cuivre Cu ou fil de Litz) et un condensateur d'accord branché en série ou en parallèle à la bobine. Son fonctionnement est régi par la loi de Faraday. Quand le capteur est traversé par un flux magnétique variable  $\Phi_{ext}$ , une force électromotrice apparaît dans la bobine :

---


$$e = \frac{d\Phi_{ext}}{dt} = -j\omega\Phi_{ext} \quad \text{Eq.22}$$


---



*Fig.13* : (a) Modélisation d'une antenne accordée. (b) La représentation schématique du circuit électrique équivalent de l'antenne accordée.

Cette énergie déposée dans l'antenne accordée oscille donc entre le champ magnétique de la bobine et le champ électrique du condensateur à une fréquence propre appelée fréquence de résonance  $f_0$  définie comme :

---


$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = 2\pi\omega_0 \quad \text{Eq.23}$$


---

Il est important de noter que tous les composants électriques possèdent une résistance intrinsèque qui peut être modélisée comme une résistance équivalente en série dans le circuit LC de l'antenne accordée. A cause de la présence de cette résistance équivalente il existe des pertes dans le circuit électrique qui provoquent un amortissement progressif des oscillations. Le transfert d'énergie s'arrête donc au bout d'un temps caractéristique appelé  $t_{ring}$ .

La fréquence de résonance  $f_0$  est un paramètre clé pour une antenne accordée. Elle correspond à la fréquence à laquelle le transfert d'énergie dans le circuit est maximal et son impédance devient donc minimal :

---


$$Z_{tot}(\omega) = jL\omega - \frac{j}{C\omega} + R$$

$$Z_{tot}(\omega_0) = R$$

$$\text{Eq.24}$$


---

A l'application du champ magnétique sur l'antenne accordée, la force électromotrice génère un courant électrique dans la bobine. A la résonance ce courant s'exprime comme :

---

$$I_{signal} = \frac{\omega N \Phi_{ext}}{R} \quad \text{Eq.25}$$

---

Ce courant qui constitue la base de notre signal, peut être mesuré aux bornes du condensateur d'accord. Il est amplifié par le facteur de qualité de l'antenne et s'exprime comme :

---

$$V_{signal} = N Q \Phi \frac{L \omega^2}{R} \quad \text{Eq.26}$$

---

où N est le nombre de tours de fil conducteur qui constituent la bobine et Q est le facteur de qualité de l'antenne accordée.

En fait, l'antenne accordée étant un filtre passe bande, elle sélectionne seulement les signaux ayant une fréquence contenue dans sa bande passante ( $\Delta f$  ou BP) et les amplifie, tandis que le reste des signaux à  $f \notin \Delta f$  sera rejeté. Cette amplification du signal en sortie du circuit électrique est déterminée par la sélectivité de l'antenne qui se caractérise par le facteur de qualité Q défini comme :

---

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad \text{Eq.27}$$

---

où  $\Delta f = f - f_0$  est la bande passante (BP) de l'antenne. Cette bande passante correspond à l'intervalle fréquentiel où l'amplitude du signal de sortie subit une atténuation de - 3 dB.

Le signal IRM mesuré avec une antenne accordée contient bien évidemment du bruit qui a plusieurs origines différentes et qui peut être modélisé par un bruit thermique qui s'exprime comme un bruit en tension dépendant de la résistance totale équivalente de l'antenne :

---

$$V_{bruit} = Q \sqrt{4k_B R T} \quad \text{Eq.28}$$

---

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann, T la température du capteur et R la résistance.

Ce bruit peut être très limitant quand on travaille à bas champ magnétique et il est important de minimiser sa contribution afin d'optimiser le rapport signal sur bruit (SNR) du capteur.

Ensuite, comme discuté au début de ce chapitre, le corps humain provoque également des pertes de signal. Ces pertes énergétiques se modélisent par une résistance en série dans le circuit électrique de l'antenne accordée. L'impact du corps humain sur la mesure IRM est un sujet peu

étudié à bas champ magnétique. Nous avons donc fait des mesures pour étudier ces pertes dissipatives et les résultats seront présentés dans au *Chapitre 4*.

Un autre phénomène dissipatif qui peut influencer le SNR de l'antenne accordée sont les pertes radiatives. Chaque antenne émet vers l'extérieur une partie de l'onde électromagnétique qui se traduit par des pertes énergétiques. Pour notre fréquence de travail (330 kHz) ces pertes sont suffisamment faibles pour qu'elles soient négligées [72].

Finalement, le préamplificateur introduit aussi du bruit. Le préamplificateur est le premier composant de la chaîne de détection qui intercepte le signal mesuré par le capteur, ce qui en fait un composant critique dans le processus de transmission du signal. Il doit être obligatoirement un préamplificateur bas bruit, avec un bon gain étant donné que le signal brut en sortie de l'antenne est de l'ordre du  $mV$ . Il est donc nécessaire d'étudier le comportement du préamplificateur en fonction de la fréquence et choisir le modèle qui introduit le plus faible bruit en courant et en tension pour  $f = f_0$  (fréquence de Larmor de l'IRM). Par ailleurs, un autre point important est l'adaptation de l'impédance du préamplificateur au capteur afin de diminuer les pertes dues aux interférences dans la ligne de transmission qui par ailleurs se caractérise par une impédance  $Z = 50 \Omega$ .

Nous pouvons résumer cela par la formule du rapport signal sur bruit (SNR) pour une antenne accordée :

---


$$SNR = \frac{N\omega\Phi}{\sqrt{4k_B R_{tot} T + \left(\frac{V_{preampli}}{Q}\right)^2}} \quad Eq.29$$


---

L'*Eq.28* est centrale dans le travail d'optimisation du détecteur et le but principal est de maximiser ce rapport signal sur bruit. Ceci est possible si d'un côté on maximise le flux magnétique traversant le capteur, et donc maximiser le signal mesuré, et d'un autre côté minimiser les pertes en optimisant le design de l'antenne de tel sorte que  $R_{tot}$  soit minimal. Dans l'*Eq.28* nous constatons aussi qu'il est possible de minimiser l'impact du bruit injecté par le préamplificateur en travaillant avec une antenne accordée à facteur de qualité  $Q$  élevé. Néanmoins il y a deux autres points à considérer afin de choisir le facteur de qualité  $Q$  le plus adapté :

- L'antenne doit avoir une réponse rapide aux pulses de radiofréquence afin de maximiser la détection du signal IRM. Ce critère est lié à la propriété de tout circuit accordé de surosciller (ringing), comme présenté précédemment dans ce chapitre. Ce temps de suroscillation est notamment lié au facteur de qualité  $Q$ , qui caractérise aussi la qualité de résonance d'un circuit comme suit :

$$Q = \frac{1}{R_{tot}} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$t_{ring} = \frac{Q}{\omega_0}$$

Il est donc primordial d'adapter le design du circuit LC de tel sorte que le facteur de qualité ne soit pas trop élevé afin de minimiser le temps mort  $t_{ring}$ .

- L'antenne de réception doit avoir une bande passante (BP) suffisamment large afin de ne pas tronquer artificiellement le signal utile, ainsi provoquant une perte d'intensité en bordure du champ de vue. La réalisation de cette condition dépend aussi du facteur de qualité  $Q$  de l'antenne.

Dans [70] la détectivité d'une antenne accordée à 300 kHz a été mesurée à  $1 fT/\sqrt{Hz}$ . Cela correspond à une antenne de 50 tours avec un diamètre de 6 cm et une inductance de  $250 \mu H$ .

Il est intéressant de noter que les antennes accordées viennent sous différentes géométries et configurations qui présentent de divers avantages et sont appropriés pour des applications variées. Il est donc important de choisir un design bien adapté qui offrira ainsi le meilleur facteur de remplissage et la sensibilité la plus adaptée. L'utilisation de l'un ou l'autre type d'antenne dépend des besoins d'imagerie spécifiques, de la région d'intérêt et des objectifs diagnostiques.

### 5.1. Antennes volumiques

Les antennes volumiques sont en général des antennes de grande taille couvrant le corps entier du patient. Elles peuvent être utilisées pour l'émission du champ d'excitation  $B_1$  ou pour la réception du signal en offrant une couverture globale, ainsi recueillant le signal émis par l'ensemble des tissus. En tant qu'antennes de réception elles sont plus adaptées pour l'imagerie de grandes régions anatomiques. Parmi leurs points forts nous pouvons citer :

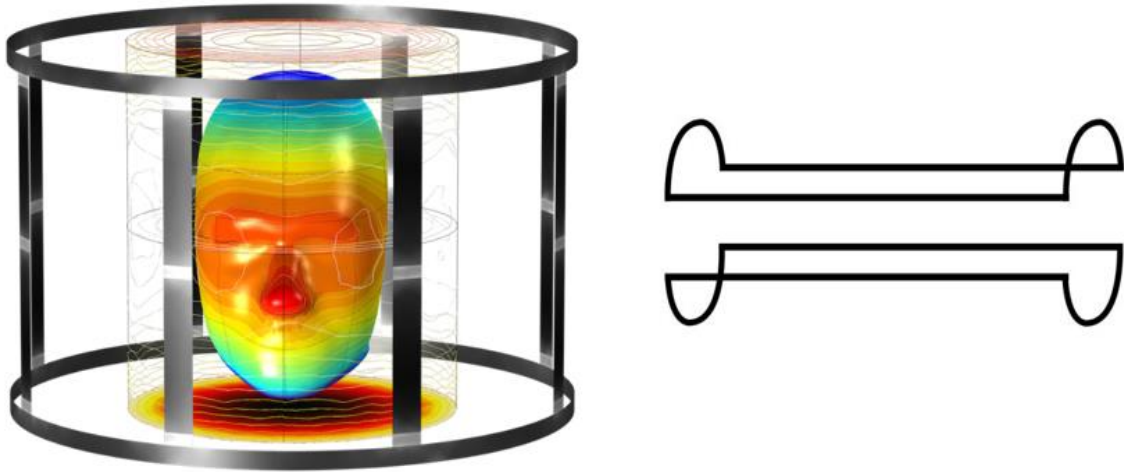
- La génération d'un signal très homogène sur un grand volume.
- La convertibilité : elles peuvent être utilisées comme antenne d'émission ou antenne émission-transmission.
- La très bonne homogénéité du signal sur l'ensemble du champ de vue.

Néanmoins elles possèdent aussi des points faibles comme :

- Le plus faible facteur de remplissage.
- La moins bonne spécificité pour l'imagerie localisée de petites régions anatomiques.

Les antennes volumiques sont principalement utilisées en tant qu'antenne d'émission du champ d'excitation  $B_1$  et en tant qu'antenne de réception pour l'imagerie du corps entier ou pour l'imagerie de la tête et des extrémités. Les modèles d'antennes volumiques les plus utilisées sont :

- L'antenne Bird Cage : elle a la meilleure homogénéité de signal et elle est utilisée comme antenne émission-transmission pour la tête et parfois pour l'imagerie des extrémités du corps (p.ex. le genou), cf. Fig.14.
- Les antennes en configuration de Helmholtz utilisées pour l'imagerie du pelvis et de la colonne cervicale.
- L'antenne selle de cheval (saddle coil) utilisée pour l'émission du champ  $B_1$  ou comme une antenne de réception pour l'imagerie localisée, cardiaque ou encore le fMRI (IRM fonctionnelle). Parfois elles sont utilisées pour générer les gradients magnétiques dans une installation d'IRM, cf. Fig.14.
- Le solénoïde très utile pour l'imagerie du poignet ou du genou.



*Fig.14 : A gauche: Une photo d'antenne volumique de type cage d'oiseau (Bird cage coil). A droite : Représentation schématique d'une antenne volumique de type selle de cheval (Saddle coil). Source : Bird cage coil: <https://www.comsol.fr/blogs/designing-and-optimizing-mri-birdcage-coils-using-simulation/>. Saddle coil: Case courtesy of Frank Gaillard, Radiopaedia.org, rID: 21753*

## 5.2. Antennes de surface

Les antennes de surfaces sont des antennes de plus petite taille utilisées pour la réception de signaux localisés de petites zones anatomiques. Elles sont conçues pour être placées directement sur ou à proximité de la région à étudier. En routine clinique, les antennes surfaciques sont souvent utilisées en complément des antennes volumiques car elles produisent des images de meilleure résolution avec plus de détails et permettent de visualiser des structures anatomiques de petites tailles. Leurs points forts sont :

- Le fort couplage et le rapport signal sur bruit (SNR) très élevé et localisés.
- Le design très simple et facile à fabriquer. Elles se présentent sous une forme circulaire ou rectangulaire.

Parmi leurs points faibles nous pouvons citer :

- La sensibilité non-homogène qui provoque une perte de signal significative au-delà d'une distance égale au rayon de la bobine en partant de son centre. La profondeur de pénétration des bobines est inversement proportionnelle à leur diamètre. (La profondeur de pénétration est définie comme la profondeur à laquelle la sensibilité de l'antenne diminue de 63 %).
- Le signal non-uniforme qui est la cause de l'apparition d'un contraste 'flare', c'est-à-dire les signaux de surface apparaissent en hypersignal tandis que les signaux en profondeur sont en hyposignal.
- Leur utilisation uniquement pour la réception du signal.

Les modèles d'antennes surfaciques le plus souvent utilisés sont :

- Les antennes surfaciques individuelles pour l'imagerie de petites régions d'intérêt situées en surface, ainsi que pour l'imagerie d'animaux.
- Le réseau de bobines (Array coils) qui sont constituées de plusieurs bobines séparées et combinent les avantages des antennes surfaciques (SNR très élevé) et des antennes volumiques (grand champ de vue). Elles sont utilisées dans l'imagerie parallèle, ainsi que pour accélérer l'acquisition du signal.



*Fig.15 : A gauche : Différents types d'antennes surfaciques. A droite : Un réseau d'antennes surfaciques pour l'imagerie du torse. Source : <https://mriquestions.com>*

Ces deux types d'antenne, volumique et surfacique, possèdent des avantages et des inconvénients, mais le choix de modèle dépend fortement de l'application visée.

Dans ce chapitre nous avons présenté trois types de capteurs magnétiques différents dont la détectivité est de l'ordre du  $fT/\sqrt{Hz}$ . Le choix du détecteur le plus adapté pour notre installation a été un point très important dans le projet. Travailler en IRM à très bas champ magnétique destinée à une application médicale pose un défi particulier – comment faire des images de bonne résolution en un temps d'acquisition raisonnable et compatible avec les durées standards d'un examen médical ? Notre choix d'utiliser des antennes accordées pour la réception du signal IRM est justifié par plusieurs points.

Premièrement, les détectivités des trois capteurs présentés ici sont assez similaires, mais les mesures réalisées jusqu'à présent sur des antennes accordées ont été faites sur des détecteurs non-optimisés pour le travail en IRM à bas champ magnétique. Souvent dans la littérature, on compare la performance d'une antenne de réception standard pour l'IRM à haut champ magnétique [64] avec des capteurs GMR ou des SQUID. Nous nous sommes alors posé la question : quelle détectivité pourrions-nous obtenir si toutes les parties composant l'antenne accordées sont optimisées ?

Deuxièmement, un grand désavantage des SQUID et des capteurs mixtes GMR est la nécessité d'utiliser un cryostat pour le refroidissement du détecteur. Tout d'abord, la présence du cryostat sur une IRM destinées aux bébés prématurés qui, pour rappel, doit permettre un accès facile au



patient à tout moment, n'est pas désirable. Un autre problème lié au cryostat est l'atténuation du signal qu'il provoque, ainsi que le choix de matériaux pour sa production, car il doit être transparent aux champs variables émis par l'IRM.

Troisièmement, l'utilisation de SQUID ou de capteur GMR implique obligatoirement leur couplage avec un transformateur de flux afin d'adapter le volume du détecteur au volume de l'échantillon. Néanmoins leur facteur de remplissage reste inférieur à celui d'une antenne planaire positionnée en proximité du patient. Par ailleurs, le transformateur de flux, sauf s'il est supraconducteur, rajoute du bruit supplémentaire dans la mesure. Parfois, dans le cas des transformateurs de flux résistifs, leur bruit peut même dominer le bruit du détecteur GMR/SQUID.

Une autre difficulté rencontrée dans le travail avec des SQUID est le problème de saturation au-delà de quelques centaines de  $\mu T$ . Les SQUID sont un excellent choix de détecteur pour l'IRM à ultra bas champ magnétique mais leur application dans le cas des installations de champs statiques plus élevés peut être compliquée.

Une raison supplémentaire pour laquelle les antennes accordées ont été choisies est leur facilité de production, adaptation et optimisation. Elles ne requièrent aucun procédé compliqué, peuvent se présenter sous plein de géométries et de tailles différentes, ce qui les rend un détecteur très flexible. Elles sont une option peu chère, facile et rapide à reproduire.

En se basant sur ce raisonnement, nous avons choisi l'antenne accordée pour la détection de signal dans notre installation d'IRM. Il a été bien évidemment nécessaire de modifier et d'optimiser le design de base. Ce processus a été complexe et a requis de diverses considérations afin de trouver un équilibre entre les différents paramètres du circuit. Le prochain chapitre éclaircira toutes les étapes de l'optimisation de notre capteur et présentera la performance de l'antenne finale ainsi que des images acquises avec.



# Chapitre 4 : L'optimisation de l'antenne de détection. L'antenne d'émission.

## Table des matières

<b>1. LES PREMIERS PROTOTYPES DE L'ANTENNE DE RECEPTION.....</b>	<b>102</b>
<b>2. ETUDE DES PERTES ENERGETIQUES DANS LE DETECTEUR.....</b>	<b>105</b>
2.1. LES PERTES DANS LES CONDENSATEURS D'ACCORD.....	105
2.2. LES PERTES PAR EFFET DE PROXIMITE.....	108
<b>3. LES SECONDS PROTOTYPES DE L'ANTENNE DE RECEPTION.....</b>	<b>110</b>
<b>4. LES TROISIEMES PROTOTYPES D'ANTENNE DE RECEPTION.....</b>	<b>115</b>
4.1. ETUDE THEORIQUE.....	117
4.2. MESURES EXPERIMENTALES .....	126
4.2.1. <i>Mesure du bruit ambiant.....</i>	<i>132</i>
4.2.2. <i>Mesure du bruit du corps.....</i>	<i>134</i>
<b>5. LES QUATRIEMES PROTOTYPES D'ANTENNE DE RECEPTION.....</b>	<b>137</b>
5.1. COMPARAISON DE LA PERFORMANCE DU FIL DE LITZ 195 X 0.10 MM ET LE FIL DE LITZ 300 X 0.10 MM .....	137
5.2. COMPARAISON DU DESIGN MONOCOUCHE ET BICOUCHE.....	139
5.3. SOUSTRACTION DU BRUIT ENVIRONNANT.....	141
<b>6. LES PREAMPLIFICATEURS.....</b>	<b>142</b>
<b>7. L'ANTENNE D'EMISSION.....</b>	<b>148</b>
7.1. PROTOTYPE D'ANTENNE D'EMISSION N° 1.....	149
7.2. PROTOTYPE D'ANTENNE D'EMISSION N° 2.....	151

**Remarque** : Au moment du travail présenté dans ce chapitre l'installation d'IRM n'était pas mise en place et nous ne connaissons pas le champ statique nominal expérimental ( $B_0 = 8 \text{ mT}$ ). Nous avons optimisé les antennes de réception pour une fréquence de résonance de 400 kHz qui correspond à  $B_0 = 10 \text{ mT}$ , ce qui était le champ théorique maximal.

Dans ce chapitre nous présentons les différentes étapes de la conception et de l'optimisation des antennes de transmission et de réception de notre installation d'IRM. Après une comparaison détaillée des divers capteurs compatibles avec la détection à bas champ magnétique, nous avons choisi de travailler avec une antenne accordée. Lors de la conception du design du détecteur le plus adapté, nous avons étudié théoriquement et expérimentalement plusieurs mécanismes de pertes de puissance dans l'antenne accordée afin de mieux les comprendre et les minimiser. Parmi eux nous pouvons citer les pertes dues à la résistance équivalente des condensateurs d'accord, les pertes conductives et inductives qui varient en fonction de la fréquence, mais aussi en fonction du fil électrique utilisé, et plus particulièrement l'effet de proximité qui est une cause majeure de dégradation du rapport signal sur bruit de nos capteurs. Durant notre optimisation progressive de la géométrie de l'antenne, nous avons travaillé avec quatre générations d'antennes de réception qui ont servi chacune pour mieux comprendre les mécanismes de pertes parfois complexes et trouver des designs qui offrent un très bon rapport signal sur bruit, une détectivité optimisée, ainsi qu'un facteur de qualité adéquat. Dans ce chapitre nous abordons aussi le problème du bruit environnant et nous quantifions le bruit généré par le corps humain afin de construire un paysage complet de tous les facteurs limitants la performance d'une antenne accordée en IRM à très bas champ magnétique. Finalement nous discutons la conception et l'optimisation de l'antenne d'émission qui pose aussi des contraintes spécifiques à respecter lors du choix du design le plus adapté.

Le capteur qui a été choisi pour la détection du signal sur notre installation d'IRM a été l'antenne accordée. Comme discuté précédemment, l'IRM à très bas champ magnétique pose le défi complexe d'acquérir suffisamment de signal afin de produire des images qui présentent un intérêt clinique. On est donc dans un cas de figure très différent de l'IRM à haut champ magnétique car ce n'est plus le bruit du corps humain qui limite la mesure, mais la performance du capteur même. Dans ce contexte-là, il est nécessaire d'optimiser le détecteur en cherchant à maximiser son rapport signal sur bruit (SNR) exprimé comme :

---


$$SNR = \frac{N\omega\Phi}{\sqrt{4k_B R_{tot} T + \left(\frac{V_{preamp}}{Q}\right)^2}} \quad \text{Eq.1}$$


---

avec  $R_{tot}$  la résistance équivalente qui comprend les pertes dues à la résistivité des fils conducteurs  $R_{DC}$ , les pertes par effet de peau et effet de proximité  $R_{AC}$ , les pertes de puissance dans l'échantillon  $R_{corps}$ , ainsi que les pertes diélectriques du condensateur d'accord  $R_{capa}$  :

---


$$R_{tot} = R_{DC} + R_{AC} + R_{corps} + R_{capa} \quad \text{Eq.2}$$


---

En se basant sur l'Eq. 1 nous comprenons que l'optimisation de l'antenne accordée est réalisable en travaillant sur deux axes en parallèle :

- La maximisation de la sensibilité de la bobine qui, d'après le principe de réciprocité (Réf. [73], [74]) est proportionnelle au champ magnétique  $B$  qu'elle produit par unité

de courant dans la région d'intérêt. Elle dépend principalement de la géométrie de la bobine.

- La minimisation de la résistance équivalente  $R_{tot}$  en série avec l'inductance qui résume les phénomènes de perte globale qui se produisent dans la bobine.

Pour éviter les principales sources de dégradation du SNR il est essentiel de faire une modélisation détaillée des pertes dans l'antenne afin de choisir le design du capteur le plus adapté. Un compromis entre la réduction de  $R_{tot}$  et l'augmentation de la sensibilité peut être obtenu en ajustant les paramètres géométriques comme le nombre de tours de la bobine, le type de fil conducteur utilisé ou encore l'espacement entre les tours adjacents. Cependant ce compromis n'est pas toujours simple, car une sensibilité accrue peut être obtenue au prix d'une augmentation des pertes. Des simulations exhaustives sont donc cruciales pour l'optimisation du design du capteur, d'autant plus que dans le travail à très bas champ magnétique même de très petites pertes peuvent représenter jusqu'à 30 à 40 % de  $R_{tot}$  et détériorent le SNR de manière importante.

**Remarque importante** : Tous les tests de performance des antennes faits dans une installation d'IRM décrits dans ce chapitre ont été réalisés sur une installation de 8 mT du projet « Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau » située à Neurospin, CEA de Saclay. Pour plus d'information, lire *Réf [75]*.

## 1. Les premiers prototypes de l'antenne de réception

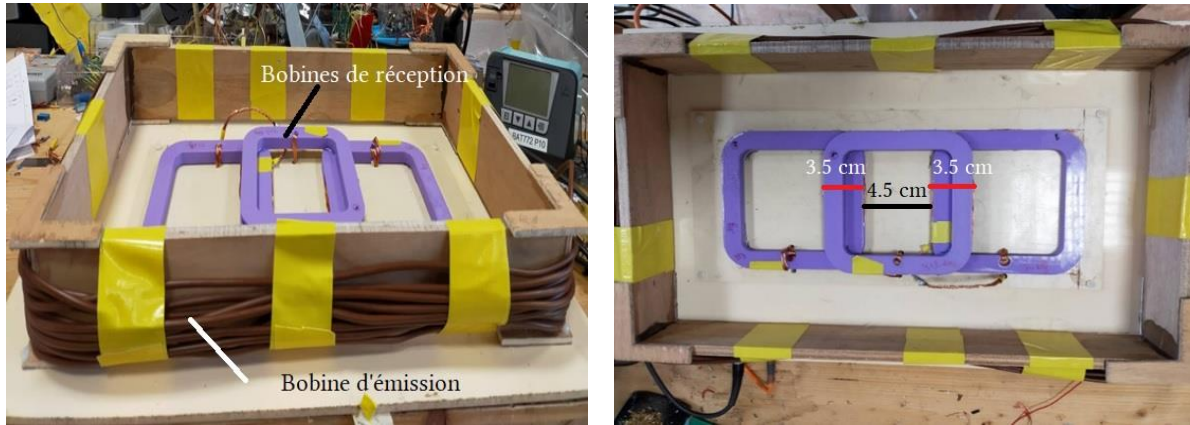
Pour le design des premiers prototypes d'antennes de réception nous nous sommes inspirés des capteurs développés dans le cadre du projet : « Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau » (*Réf. [75]*). Elles se présentent sous la forme d'un support en matériau amagnétique POM (polyoxyméthylène) fabriqué sur une imprimante 3D et des fils conducteurs en fil de Litz embobinés les uns sur les autres. L'antenne de réception a été conçue avec l'idée d'être positionnée en dessous du matelas chauffant du bébé prématuré à l'intérieur de la couveuse. Cela a imposé un design surfacique de dimensions conformes à la taille du sujet étudié, notamment  $30 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$  afin de maximiser le facteur de remplissage de l'antenne. Il existait deux designs possibles conformes à la géométrie donnée :

1. Une grande antenne surfacique de  $30 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ .
2. Un réseau de plusieurs antennes surfaciques de plus petites tailles qui couvrent le volume du bébé dans sa totalité.

Nous avons opté pour le deuxième design, donc un réseau d'antennes, pour optimiser le facteur de remplissage et améliorer la sensibilité du capteur, ainsi que pour répondre à l'objectif de faire un support commun pour les antennes de réception et d'émission afin de proposer un dispositif plus compact et facile à utiliser. Le réseau d'antennes consiste donc de trois capteurs planaires de la même taille :  $13 \times 13 \text{ cm}^2$ , chacun ayant son propre préamplificateur (*AD 8429*). Ils ont été posés sur une plaque en bois entourée par un autre support en bois autour duquel nous avons fait le bobinage du premier prototype de l'antenne d'émission qui sera présenté à la fin de ce chapitre. L'idée de base était de pouvoir poser le matelas chauffant sur le réseau

d'antennes réceptrices et émettre un pulse d'excitation  $\frac{\pi}{2}$  dans le plan parallèle à la réception, comme présenté sur la *Fig.1*.

Une discussion détaillée du design de l'antenne d'émission et des préamplificateurs sera présentée dans la suite de ce chapitre.



*Fig.1* : Photos du premier prototype de l'antenne de réception : un réseau d'antennes surfaciques pour la réception et l'antenne d'émission embobinée sur le même support. Le pulse d'excitation  $\frac{\pi}{2}$  est donc émis dans le même plan que nous faisons la réception du signal.

Chacune des antennes de réceptions a été faite avec des supports en POM (polyoxyméthylène) et embobinée avec 10 tours en fil de Litz du type 195 x 0.10 mm (195 brins de 0.10 mm le diamètre). Le fil de Litz, un fil multibrin, a été choisi pour son excellente performance à haute fréquence qu'il doit à son architecture unique où le conducteur est divisé en plusieurs brins plus fins isolés les uns des autres, ainsi diminuant significativement l'effet de peau.

Nous avons accordé les antennes en connectant des condensateurs en polypropylène en parallèle avec la bobine. Ces condensateurs sont connus pour leur excellente qualité dans la gamme des radiofréquences. Il est important de noter que ce design d'antennes en réseau présente un grand désavantage. Quand on travaille avec un réseau de capteurs, toutes les antennes résonnant à la fréquence de Larmor  $f_0$  peuvent se coupler et agir ensemble comme une grande bobine unique, ainsi éliminant toute sensibilité locale et faisant apparaître une inductance mutuelle. Un couplage fort divise les pics de résonance des bobines et aucune parmi elles n'a une sensibilité élevée à  $f_0$ . Il est possible de minimiser les interactions entre les capteurs en effectuant un découplage géométrique. Le découplage géométrique optimal correspond à la situation où le flux magnétique d'une bobine ne passe pas par les bobines adjacentes. Ceci est réalisé soit en séparant les bobines, soit en trouvant une orientation où l'inductance mutuelle  $M$  s'annule. Une façon possible est de chevaucher les bobines de surface, ce qui permet un découplage où le flux magnétique net d'une bobine dans une autre est égal à zéro. Dans le cas d'une bobine planaire carrée, en théorie un chevauchement d'environ 10 % de la longueur minimise les phénomènes de dédoublement du pic de résonance [76]. Comme nous pouvons voir sur la *Fig.1* deux sur les trois cadres ont été posés dans le même plan à 4.5 cm de distance l'un de l'autre. Le troisième a été placé par-dessus en recouvrant de 3.5 cm chacune des deux antennes dans le plan en

dessous. Le but de cette géométrie était d'effectuer un découplage géométrique afin de minimiser le plus possible le transfert énergétique non désiré entre les trois antennes. Les distances ont été empiriquement choisies. Pour ceci nous émettons un signal sinusoïdal par un des capteurs et nous le détectons avec les deux autres. Les signaux en sortie des antennes réceptrices sont visualisés sur un oscilloscope. En déplaçant les antennes les unes par rapport aux autres, nous avons trouvé les positions pour lesquelles le signal de l'antenne émettrice détecté par les deux autres antennes était le plus faible. Ce découplage géométrique est très sensible au positionnement et tout déplacement relatives des bobines entraîne une augmentation du couplage.

Au cours des tests, malgré le découplage géométrique effectué les antennes se couplait et particulièrement celles positionnées dans le même plan. Cela a rendu impossible l'accord exactement à la même fréquence de résonance pour les trois antennes et nous avons effectivement observé l'apparition de deux pics de résonances à des fréquences très proches. Une solution possible que nous avons testée a été de mettre en place des gradiomètres entre chacune des bobines de telle manière qu'elles re-éjectent une partie du signal d'une bobine vers l'autre. Cette méthode s'est montrée relativement efficace mais a entraîné une chute du signal détecté ainsi qu'une augmentation de l'inductance et de la résistance totale de l'antenne.

Afin de caractériser la performance de chacune des antennes, nous avons d'abord fait des mesures de l'inductance, la résistance et du facteur de qualité  $Q$  du circuit non-accordé à l'aide du RLC mètre *BK Precision 894 20 Hz-500 kHz LCR Meter*. Puis, nous avons accordé l'antenne à la fréquence  $f_0$  et nous avons effectué la mesure de  $Q$  en étudiant la largeur de sa bande passante. Nous envoyons donc un signal sinusoïdal à l'aide d'un générateur d'onde sur une boucle émettrice en cuivre positionnée sur le capteur de tel sorte que le signal soit émis perpendiculairement à l'antenne de réception. Le signal en sortie de l'antenne est visualisé sur un oscilloscope. En se basant sur la formule de base  $Q = \frac{f_0}{2\Delta f}$ , avec  $\Delta f$  étant la fréquence pour laquelle nous observons une chute de 3 dB de l'amplitude maximale du signal en sortie. Les facteurs de qualité des trois antennes sont respectivement : 109, 95, 121.

Ces facteurs de qualité expérimentaux étant très faibles en tenant compte de l'inductance mesurée des antennes, nous avons calculé la valeur théorique de  $Q$  correspondant en se basant sur les mesures de  $L$  et  $R$  pour chaque capteur. Nous nous sommes aperçus que nos mesures étaient environ 10 fois inférieures aux calculs théoriques, notamment :

---


$$Q_{th} = \frac{L\omega}{R_{tot}} \quad \text{Eq. 3}$$


---

avec :  $L \approx 45 \mu H$  pour chacun des cadres,  $\omega = 2\pi f_0$  avec  $f_0 = 400 kHz$  correspondant à  $B_0^{th} = 10 mT$ .

A cette étape là nous admettions que la résistance totale de l'antenne s'exprimait comme :

$$R_{antenne} = R_{DC} + R_{\text{effet de peau}} = \frac{\rho \cdot l}{S} + \rho \sqrt{\frac{1}{S^2} + \frac{\pi f \mu_0}{\rho l^2}} \approx 0.07 + 0.0009 = 0.0709 \Omega$$

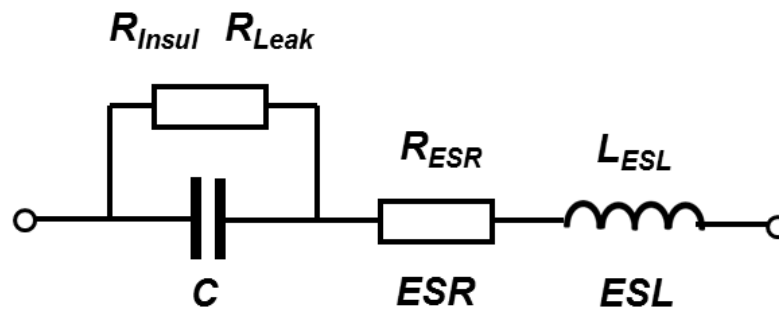
où  $\rho = 1.7 * 10^{-8} \Omega.m$  est la résistivité du Cu du fil conducteur,  $l \approx 5.7 m$  est la longueur du fil conducteur,  $S = 1.53 mm^2$  est la section du fil conducteur (ici fil de Litz 195x0.10 mm),  $f = 400 kHz$  est la fréquence de résonance et  $\mu_0 = 4\pi * 10^{-7} \frac{T.m}{A}$  est la perméabilité magnétique de l'air.

En considérant que  $R_{tot}$  correspond à la résistance électrique du fil conducteur  $R_{DC}$  et la résistance effective décrivant les pertes par effet de peau  $R_{effet\ de\ peau}$ , nous calculons  $Q_{th} = 1594$ . Effectivement, le facteur de qualité expérimental est beaucoup plus faible que la valeur théorique et ce résultat est cohérent avec des précédentes mesures faites sur des antennes accordées de géométrie similaire au cours de mon stage dans le cadre du projet « L'IRM à très bas champ magnétique pour l'imagerie du cerveau » (Réf.[75]). Cela nous a amené à la conclusion qu'il existe des pertes dans le capteur que nous n'avons pas pris en compte, mais qui ont un très fort impact sur la performance de l'antenne accordée dans la gamme des radiofréquences.

## 2. Etude des pertes énergétiques dans le détecteur

### 2.1. Les pertes dans les condensateurs d'accord

La première source de pertes que nous avons étudiée a été le condensateur d'accord. Un condensateur idéal ne fait que stocker et libérer de l'énergie électrique sans dissipation. Au contraire, un condensateur réel traversé par un courant alternatif a des pertes résistives réelles, mais aussi des pertes réactives imaginaires (capacitives et inductives). Nous pouvons modéliser ces pertes par un circuit électrique équivalent en série comme sur la Fig. 2 qui est composé d'un condensateur idéal ( $C$ ), une résistance équivalente en série  $R_{ESR}$  qui résume toutes les pertes ohmiques et une inductance équivalente en série  $L_{ESL}$  qui décrit la partie inductive de l'impédance du condensateur. En outre, les termes  $R_{leak}$  et  $R_{insul}$  ou  $R_{shunt}$ , en parallèle avec le condensateur idéal, sont associés au courant de fuite dans le diélectrique qui apparaît dans le condensateur à l'application d'une tension. Il est important de noter que ce circuit équivalent possède aussi une fréquence de résonance propre  $f_0^C$  à laquelle les résistances réactives  $X_C$  et  $X_L$  deviennent égales et donc l'impédance totale du condensateur est minimale et égale à  $R_{ESR}$  ( $X_C = X_L$  donc  $Z_{tot}(f_0^C) = R_{ESR}$ ). Pour les fréquences plus élevées que la fréquence d'auto-résonance du circuit équivalent  $f_0^C$ , l'impédance augmente de nouveau et le condensateur cesse de se comporter comme un composant capacitif. Il est donc impératif de choisir un condensateur à haute fréquence d'auto-résonance si nous travaillons à des fréquences élevées.





*Fig. 2* : Le circuit équivalent représentant un condensateur réel où une résistance équivalente en série  $R_{ESR}$  modélisant toutes les pertes ohmiques du condensateur et une inductance équivalente en série  $L_{ESL}$  décrivant la partie inductive de l'impédance du condensateur sont en série avec le condensateur idéal.

Les pertes en courant alternatif sont non-linéaires et dépendent de divers paramètres comme la fréquence de travail, la température ou encore l'âge du condensateur. Par ailleurs, les pertes ohmiques augmentent avec la fréquence. Les pertes de puissance dans un circuit opérant dans le domaine des radiofréquences sont largement déterminées par  $R_{ESR}$  des composants capacitifs. Pour minimiser ces pertes dans les circuits à haute fréquence il faut donc utiliser des condensateurs à très faible  $R_{ESR}$ . La performance d'un condensateur est largement déterminée par les matériaux utilisés dans sa fabrication qui déterminent non seulement la valeur de la résistance équivalente mais aussi la fréquence d'auto-résonance du circuit équivalent du condensateur réel. Il est donc crucial de connaître comment  $R_{ESR}$  évolue en fonction de la fréquence car pour certains matériaux les pertes ohmiques sont négligeables, mais pour d'autres elles peuvent devenir très importantes.

Dans notre travail sur l'optimisation des antennes de réception nous avons utilisé des condensateurs à valeur fixe, mais aussi des condensateurs variables pour un réglage très précis de l'accord de l'antenne. Le fait de travailler dans le domaine des radiofréquences, avec des courants alternatifs et des charges d'impulsion à courant élevé implique certaines conditions à respecter dans le choix du type de condensateurs. Premièrement les capacités requises pour l'accord sont de l'ordre de quelques pF jusqu'à quelques nF. Deuxièmement les condensateurs doivent présenter une très bonne stabilité, de très faibles pertes ohmiques, ainsi qu'une inductance parasite faible et donc une fréquence d'auto-résonance élevée. Les composants compatibles avec ces prérequis étaient les condensateurs céramiques, les condensateurs en mica et finalement les condensateurs à film, tous connus pour leur excellente qualité.

Dans le *Tableau 1*, nous comparons la résistance équivalente  $R_{ESR}$  de condensateurs ayant la même capacité ( $C=1$  nF) mais fabriqués avec différents types de diélectriques. Nous constatons qu'ils engendrent des pertes très différentes en fonction du matériau de fabrication et ceux qui possèdent la plus faible  $R_{ESR}$  sont les condensateurs à film et plus particulièrement les condensateurs en polypropylène. Ceci s'explique par leur structure interne, ainsi que le contact direct avec les électrodes, ce qui maintient tous les chemins de courants très courts, ainsi réduisant significativement l'inductance  $L_{ESL}$  équivalente et les pertes ohmiques modélisées par la résistance  $R_{ESR}$ . Néanmoins, même parmi les différents modèles de condensateurs en polypropylène, il existe des différences importantes de la résistance mesurée pour la même valeur de capacité. Nous concluons que  $R_{ESR}$  dépend aussi de l'âge du condensateur et des éventuels défauts de fabrication. Il est donc nécessaire de toujours mesurer la résistance équivalente d'un condensateur pour une fréquence donnée avant de le connecter dans le circuit afin d'assurer la meilleure performance possible.

	<b>Modèle</b>	<b><math>R_{ESR}(\Omega)</math></b>
<b>Céramique, 1nF</b>	<i>Johnson Technology High Q Low ESR Non-magnetic capacitors</i>	0.14

<b>Film (polypropylène), 1 nF</b>	<i>1841 MKP L1905</i>	<i>0.24</i>
<b>Mica, 1 nF</b>	<i>L3A, CA 154</i>	<i>0.12</i>
<b>Film (polyester), 1 nF</b>	<i>2A102J</i>	<i>0.79</i>
<b>Film (polypropylène), 1 nF</b>	<i>EPCOS B32620</i>	<i>0.07</i>
<b>Céramique, 1 nF</b>	<i>Single layer SLCC</i>	<i>1.26</i>

Tableau 1 : Comparaison de la résistance équivalente en série  $R_{ESR}$  de condensateurs de capacité identique (1 nF) en fonction du diélectrique utilisé.

Ensuite, nous avons étudié la résistance équivalente des condensateurs en fonction de leur capacité. Nous avons mesuré à l'aide du RLC-mètre *BK Precision 894 20 Hz-500 kHz LCR Meter* l'évolution de  $R_{ESR}$  sur une plage de fréquence de 100 à 500 kHz pour les condensateurs d'accord les plus utilisés. Les résultats sont présentés sur la *Fig.3*. Nous concluons que les condensateurs ayant la plus faible capacité (de l'ordre du pF) sont sujets à plus de pertes internes. Ce résultat est logique étant donné que nous travaillons à haute fréquence et la tension change sa phase très rapidement. Dans cette petite fenêtre temporelle et à fréquence fixe, un condensateur de faible capacité peut se charger entièrement (ou presque) et commence à agir comme un court-circuit avec son impédance qui tend vers l'infini. Plus la capacité diminue, plus le pourcentage de charge qu'il atteint sera élevé et plus son impédance sera importante. Il serait donc préférable d'utiliser un condensateur d'accord à capacité plus élevée, dans notre cas de l'ordre du nF, afin de minimiser les pertes de puissance. Cette conclusion doit être prise en compte au moment du design de l'antenne afin d'adapter le nombre de tours et l'inductance de l'antenne pour permettre l'accord avec des condensateurs à capacité  $C \sim nF$ .

Par ailleurs, comme nous pouvons observer sur la *Fig.3* certains condensateurs ne suivent pas cette tendance générale d'évolution de  $R_{ESR}$  et provoquent des pertes plus importantes. Ceci s'explique par l'âge du condensateur, ainsi que les éventuels défauts de fabrication qui peuvent impacter aussi la performance du composant.

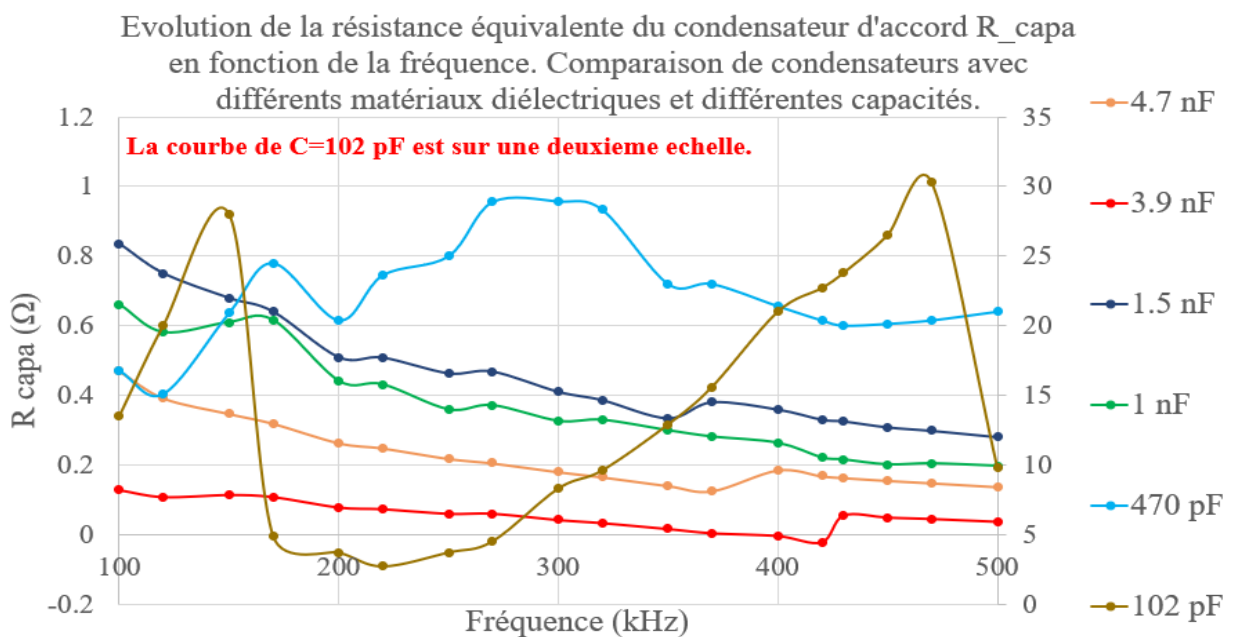




Fig.3 : Mesure de la résistance équivalente  $R_{ESR}$  de différents condensateurs (céramiques, en mica et en polypropylène PP) utilisés pour l'accord de l'antenne de réception. Les mesures sont faites avec un RLC-mètre modèle BK Precision 894 20 Hz-500 kHz.  $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$  **Attention : Sur le deuxième plot la courbe du condensateur C10 est sur une deuxième échelle !**

**NB :** Nous pouvons remarquer sur la Fig.3 que les courbes  $R_{ESR}(f)$  de certains condensateurs de petite valeur de capacité passent par des valeurs de résistance négatives, ainsi que certains points ne suivent pas la courbe d'évolution générale et prennent des valeurs inattendues. Ceci traduit d'un côté le fait que nous cherchons à mesurer des valeurs de résistance particulièrement faibles qui parfois sont inférieures à l'incertitude de mesure pour le RLC-mètre utilisé ( $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$ ). D'un autre côté, lors de nos multiples mesures dont les résultats sont exposés dans ce chapitre, nous avons remarqué un défaut de fabrication du RLC-mètre qui résulte en une calibration de base erronée, que nous n'avons pas réussi à corriger. En conclusion, le phénomène des points qui s'écartent et ne suivent pas l'évolution observée pour le reste des points expérimentaux, sera présent dans les autres courbes que nous étudions dans ce chapitre. Néanmoins, nous avons répété les mesures afin de vérifier la reproductibilité de nos résultats. Nous avons constaté que les courbes expérimentales, malgré les fluctuations de certains points, sont représentatives et peuvent être utilisées pour en extraire des conclusions fiables.

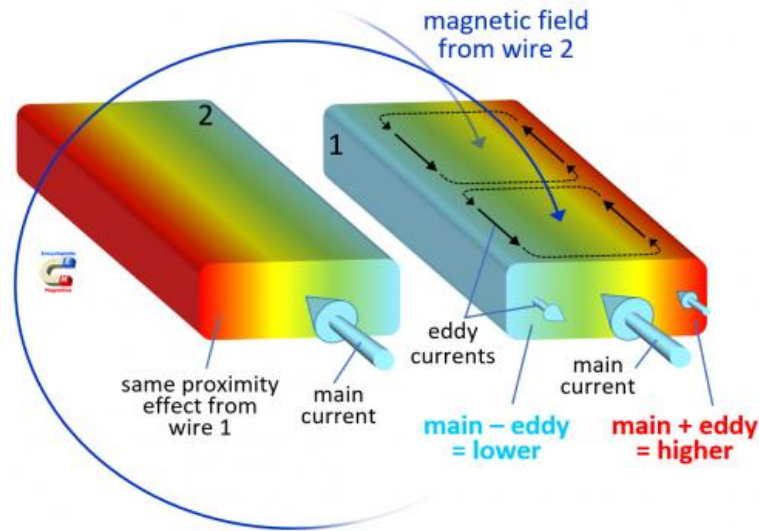
Cette étude nous a permis de mieux comprendre les mécanismes de pertes de puissance dans les condensateurs d'accord et quantifier ces pertes en fonction de la capacité et le diélectrique utilisé. Les résultats soulignent le fait que la résistance équivalente  $R_{ESR}$  peut devenir très importante dans le cas de certains condensateurs et même dominer toutes les autres pertes dans le circuit accordé, ainsi dégradant la performance de l'antenne. Afin de limiter les pertes dans les condensateurs d'accord, on travaille avec des composants à capacité de l'ordre du nF, qui utilisent un diélectrique en polypropylène. Il est important de toujours mesurer la résistance  $R_{ESR}$  du condensateur d'accord choisi car son âge et les éventuels défauts de fabrication peuvent provoquer également des pertes de puissance supplémentaires.

## 2.2. Les pertes par effet de proximité

En plus des pertes dans les condensateurs d'accord, nous avons pris en considération et étudié en détails un autre mécanisme de pertes énergétiques : l'effet de proximité. En se basant sur la littérature [77], nous avons déduit que pour les fréquences élevées l'effet de proximité peut être la source de pertes importantes qui engendrent une dégradation de la performance de l'antenne accordée. La compréhension de ce phénomène a donc été essentielle afin d'adapter le design de notre détecteur et obtenir la meilleure sensibilité possible à notre fréquence de travail (330 kHz).

Lorsqu'un conducteur est parcouru par un courant alternatif, un champ magnétique variable se crée autour du fil. En accord avec la loi de Lenz ce champ magnétique va induire des courants de Foucault longitudinaux dans les conducteurs adjacents dans la même direction que le courant principal. Ceci a pour effet de redistribuer le courant dans la section du fil dans une petite zone éloignée des fils voisins qui transportent le courant dans la même direction. Dû au fait que le courant ne se concentre que dans une petite bande du fil, la résistance va augmenter, ainsi

engendrant une augmentation des pertes de puissance. L'effet de proximité augmente avec la fréquence de telle manière que pour les hautes fréquences de travail la résistance créée peut facilement dépasser la résistance en courant continu  $R_{DC}$  du fil conducteur. Ces pertes de puissance en courant alternatif sont significatives et doivent être prises en compte lors de l'optimisation du design de notre détecteur.



*Fig. 4* : Représentation schématique de la redistribution du courant provoquée par l'effet de proximité dans un conducteur parcouru par un courant alternatif. *Source: Zurek S., Qualitative FEM study of proximity loss reduction by various winding configurations - Part I, Transformers Magazine, Vol. 3 (1), 2016, pp. 70-76*

En se basant sur la Réf. [78], nous avons développé un modèle qui étudie les pertes par effet de proximité. D'après le théorème de dissipation-fluctuation ces pertes énergétiques peuvent être modélisées par une résistance effective  $R_{proxi}$  :

$$R_{proxi} = \frac{n_0 \pi \gamma^4 \int_{-w}^w (\sum_{j=1}^{N_t} H_{j,y}^2) dy}{\sigma I^2} \quad Eq. 4$$

où  $n_0$  est le nombre de brins dans le fil conducteur,  $\gamma = \frac{r_s \sqrt{2}}{\delta} = r_s \sqrt{\omega \mu \sigma}$  est le rapport entre le rayon d'un brin du fil conducteur et l'épaisseur de peau du fil  $\delta$ ,  $r_s$  est le rayon du brin,  $\omega$  la pulsation correspondante à  $f_0$ ,  $\mu$  la perméabilité magnétique de l'air,  $\sigma$  la conductivité du matériau du fil conducteur (Cu),  $w$  est la largeur de l'antenne,  $N_t$  est le nombre de tours de fil sur l'antenne,  $H$  l'aimantation magnétique créée par l'antenne et  $I$  est le courant qui traverse l'antenne.

L'Eq. 4 nous permet d'étudier théoriquement l'effet de proximité dans nos antennes en se basant sur les paramètres réels de nos détecteurs et vérifier si l'effet de proximité explique les

grandes pertes observées dans nos prototypes d'antennes N° 1. Etant donné que  $R_{proxi}$  décrit des pertes de puissance, elle est proportionnelle à  $H_{j,y}^2$ , qui est le champ magnétique créé par un fil conducteur sur son voisin au carré. Il est donc nécessaire de connaître sa valeur théorique définie comme  $H_{j,y}^2 = \frac{1}{\pi r^2} \int_{r=0}^{r_c} \int_{\varphi=0}^{2\pi} H_{j(y,r,\varphi)}^2 r d\varphi dr$  où  $r_c$  est le rayon du brin du fil conducteur et  $H_{j(y,r,\varphi)}$  est l'intensité du champ à l'intérieur de la section du fil. En faisant l'hypothèse que chaque brin du fil conducteur occupe toutes les positions disponibles dans la direction azimutale et radiale du fil et en se basant sur le théorème de réciprocité, il suffit de calculer l'intensité moyenne du champ au carré que l'antenne émettrait dans les mêmes conditions de travail pour calculer  $R_{proxi}$ . Pour le calcul du champ magnétique nous pouvons utiliser la loi de Biot-Savart et le programme de calcul de champ magnétique (Pascal, Lazarus) présenté dans le *Chapitre 2*. L'*Eq. 4* souligne aussi le fait que la résistance par effet de proximité dépend fortement du nombre de tours de fils, du type du conducteur, ainsi que l'espacement entre les fils adjacents. En se basant sur cette équation, nous avons réalisé une étude théorique des pertes par effet de proximité pour différents designs d'antennes, dont les résultats seront présentés dans la suite du chapitre.

En conclusion nous pouvons exprimer la résistance de l'antenne de détection sous la forme :  $R_{tot} = R_{AC} + R_{DC} + R_{capa}$  où :

- $R_{AC}$  représente la résistance par effet de peau qui a un caractère conductif et la résistance par effet de proximité qui a un caractère inductif.
- $R_{DC}$  est la résistance électrique due à la résistivité du fil.
- $R_{capa}$  (idem  $R_{ESR}$ ) est la résistance équivalente aux pertes dans le diélectrique des condensateurs d'accord.

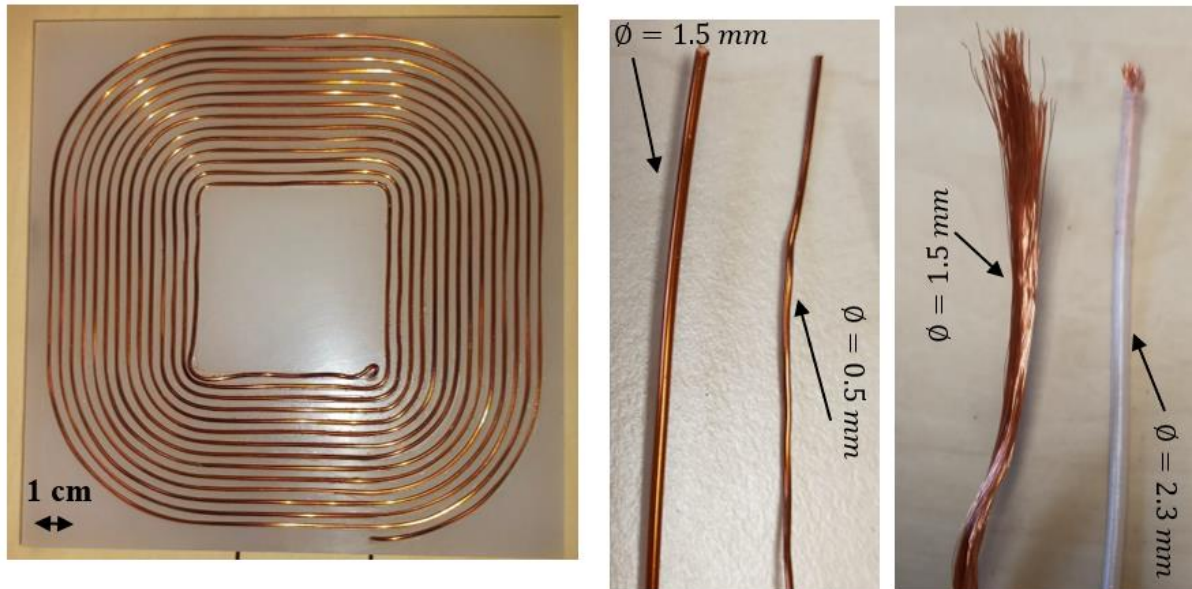
Il est intéressant de noter que si nous utilisons un fil conducteur multibrin et que le rayon du brin individuel est inférieur à l'épaisseur de peau, nous pouvons négliger les pertes dues à l'effet de peau. Notamment, au cours de nos tests nous avons utilisé un fil de Litz avec des brins de rayon de 0.05 mm. L'épaisseur de peau pour le cuivre à notre fréquence de travail est égale à  $\delta = 0.11 \text{ mm}$ . Ainsi nous concluons que l'effet de peau peut être négligé pour le fil de Litz et donc  $R_{AC}$  ne représentera que les pertes par effet de proximité au cas où ce type de conducteur particulier est considéré.

### 3. Les seconds prototypes de l'antenne de réception

La série N° 2 de prototypes d'antennes de réception a été conçue dans le but de mettre en évidence expérimentalement l'effet de proximité et de comprendre son évolution en fonction des différents paramètres qui entre en jeu dans l'optimisation du détecteur. Nous avons fabriqué des supports carrés de taille 14x14 cm<sup>2</sup> avec :

- 14 tours de fils conducteurs espacés de 3 mm du centre d'un fil au centre de l'autre. Cette configuration est appelée antenne monocouche.

- 28 tours de fils conducteurs embobinés des deux côtés du support avec 3 mm d'espacement du centre d'un fil au centre de l'autre et 10 mm de distance entre les deux couches de fils. Ces deux couches ont été reliées en série. Cette configuration est appelée antenne bicouche.



*Fig. 5 : A gauche* : une photo du prototype N° 2 (carré 14x14 cm<sup>2</sup>, 14 tours en fil en Cu de 1.5 mm de diamètre. *Au milieu* : Les deux types de fil en Cu, le premier de 1.5 mm de diamètre et le deuxième de 0.5 mm de diamètre. *A droite* : Les deux types de fil de Litz, le premier : fil de Litz 195x0.10 mm et le deuxième : fil de Litz 300x0.10 mm.

Nos objectifs principaux étaient de :

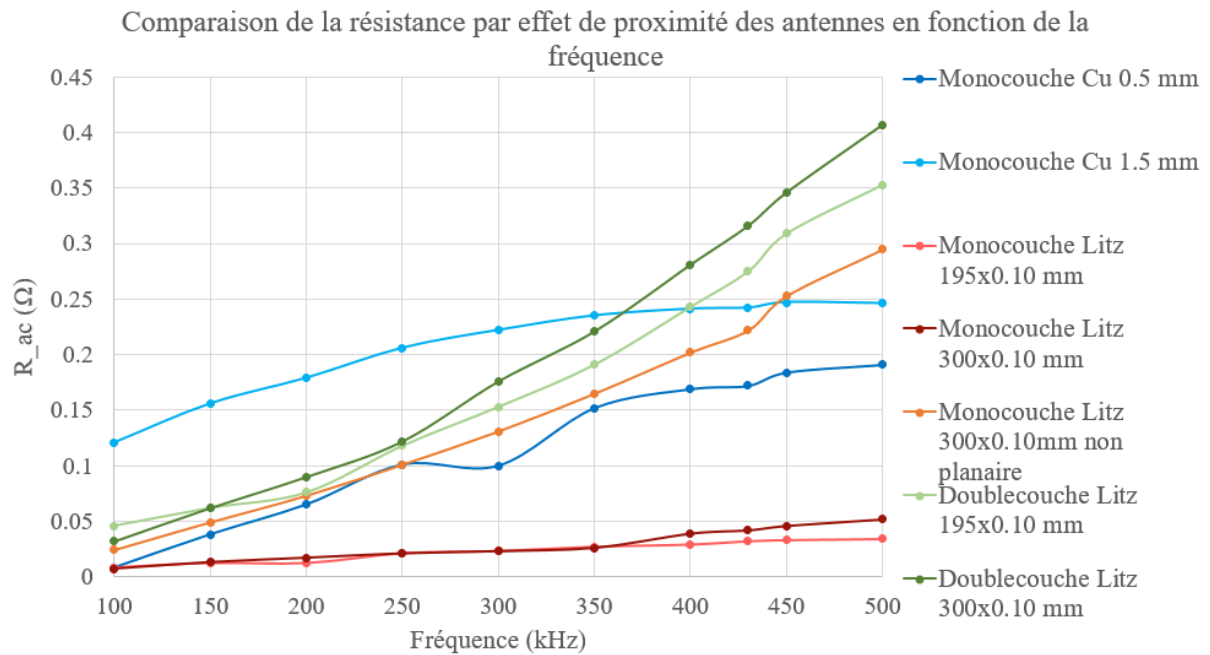
1. Vérifier en pratique si en éloignant les fils conducteurs l'effet de proximité diminue.
2. D'étudier l'évolution de l'effet de proximité en fonction la fréquence de travail.
3. De déterminer comment le type de fil électrique utilisé pour le bobinage de l'antenne impacte l'effet de proximité.

Nous avons travaillé avec quatre types de fils conducteurs différents :

- Fil en Cu de 1.5 mm de diamètre.
- Fil en Cu de 0.5 mm de diamètre.
- Fil de Litz 195x0.10 mm (195 brins de 0.10 mm le diamètre tressés dans un fil unique).
- Fil de Litz 300x0.10 mm (300 brins de 0.10 mm le diamètre tressés dans un fil unique).

Tout d'abord nous avons embobiné la bobine monocouche avec les quatre types de fils et nous avons mesuré la résistance électrique  $R_{DC}$  et la résistance  $R_{AC}$  du circuit non-accordé pour des fréquences entre 100 kHz et 500 kHz à l'aide du RLC mètre (*BK Precision 894 20 Hz-500 kHz*). Le but était d'avoir une notion quantitative des pertes que chacun des fils engendre et étudier l'évolution de ces pertes énergétiques en fonction de la fréquence. Ensuite, en se basant

sur les résultats de mesure, nous avons sélectionné les fils ayant la plus faible résistance pour fabriquer des antennes bicouches. Leurs résistances respectives ont été mesurées de la même manière. Finalement en choisissant le fil qui correspond à la plus petite résistance, nous avons créé une antenne du même nombre de tours (14) que les prototypes № 2, mais de géométrie différente. Pour cette antenne nous ne laissons aucun espacement entre les fils conducteurs comme dans le cas des prototypes d'antenne № 1. Notre but était de vérifier qu'en éloignant les fils conducteurs les uns des autres les pertes dans le circuit diminuent ce qui se traduirait par une diminution de la résistance mesurée. Les résultats sont présentés dans la *Fig.6* ainsi que dans le *Tableau 2*.



*Fig. 6* : Courbes présentant l'évolution de la résistance  $R_{AC}$  en fonction de la fréquence (entre 100 kHz et 500 kHz) pour sept antennes différentes : Antenne monocouche avec fil en Cu 1.5 mm, fil en Cu 0.5 mm, fil de Litz 195x0.10 mm, fil de Litz 300x0.10mm ; antenne bicouche avec fil de Litz 195x0.10 mm et fil de Litz 300x0.10mm et une antenne non-planaire en fil de Litz 300x0.10 mm qui n'a pas d'espacement entre les fils conducteurs.  $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$

	$R_{DC}$ ( $\Omega$ )	$R_{AC}$ (à 400 kHz) ( $\Omega$ )	$R_{antenne}$ ( $\Omega$ )
<b>Cu 1.5 mm</b>	0.055	0.241	0.296
<b>Cu 0.5 mm</b>	0.415	0.169	0.584
<b>Fil de Litz 195x0.10 mono</b>	0.070	0.029	0.099
<b>Fil de Litz 300x0.10 mono</b>	0.040	0.039	0.079
<b>Fil de Litz 195x0.10 bi</b>	0.127	0.243	0.370
<b>Fil de Litz 300x0.10 bi</b>	0.088	0.281	0.369
<b>Fil de Litz 300x0.10 non-plan</b>	0.058	0.202	0.260

**Tableau 2:** Résumé des mesures de résistance  $R_{AC}$ ,  $R_{DC}$  et  $R_{antenne} = R_{AC} + R_{DC}$  du circuit non-accordé pour sept designs différents : Antenne monocouche avec fil en Cu 1.5 mm, fil en Cu 0.5 mm, fil de Litz 195x0.10 mm, fil de Litz 300x0.10mm ; antenne bicouche avec fil de Litz 195x0.10 mm et fil de Litz 300x0.10mm et une antenne non-planaire en fil de Litz 300x0.10 mm qui n'a pas d'espacement entre les fils conducteurs.  $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$ .

La Fig. 6 montre l'évolution de la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  en fonction de la fréquence. Il devient clair que cet effet augmente avec l'augmentation de la fréquence et en nous basant sur les chiffres du Tableau 2 nous déduisons qu'effectivement  $R_{AC}$  est bien supérieure à  $R_{DC}$  à haute fréquence et elle correspond au mécanisme de pertes principal dans notre antenne non-accordée. Par ailleurs, la Fig.6 prouve aussi que le type de fil que nous utilisons est déterminant pour la performance du détecteur. Dès la première partie de mesures avec les antennes monocouches, il devient clair que les capteurs en fil en Cu (1.5 mm et 0.5 mm) génèrent une résistance  $R_{AC}$  nettement plus élevée que les antennes en fil de Litz dans le circuit non-accordé. Ceci s'explique par le fait que le fil de Litz est spécifiquement conçu de telle manière que l'effet de peau soit négligeable même à haute fréquence, tandis que le conducteur solide en Cu est sujet à beaucoup de pertes par effet de peau. Pour les fils de petite section, même la résistance électrique  $R_{DC}$  peut devenir très importante, notamment le fil en Cu de 0.5 mm dont  $R_{DC} = 0.415\ m\Omega$  !

L'effet de proximité étant fortement dépendant de la fréquence, il est nécessaire d'analyser la performance du fil sur une large gamme fréquentielle. On constate notamment une augmentation de 95 % des pertes énergétiques par effet de proximité en passant de 100 kHz à 400 kHz. Le fil en Cu 1.5 mm possède une faible résistance électrique  $R_{DC}$ , mais génère aussi beaucoup de pertes par effet de proximité : une augmentation de  $R_{AC}$  de 50% entre 100 kHz et 400 kHz, avec une valeur de  $R_{AC}$  déjà très élevée à 100 kHz. Nous concluons que les fils en Cu ne répondent pas à nos critères d'efficacité. Les antennes monocouches en fil de Litz montrent des performances nettement meilleures. Le fil de Litz 195x0.10 mm ayant une section plus petite génère environ deux fois plus de résistance électrique  $R_{DC}$  que le fil de Litz 300x0.10 mm, tandis qu'en termes de pertes par effet de proximité il possède une résistance équivalente  $R_{AC}$  25 % plus faible.

Nous avons utilisé les deux types de fil de Litz pour le bobinage des antennes bicouches. Naturellement, comme les deux couches de fils sont connectés en série, elles ont des résistances électriques  $R_{DC}$  deux fois plus élevées. En termes d'effet de proximité, elles génèrent plus de pertes que les capteurs monocouches. Dans le Tableau 3 nous présentons une comparaison des résistances correspondantes des deux types de géométries. Nous déduisons que la résistance due à l'effet de proximité représente 33% de la résistance totale de l'antenne monocouche tandis que dans le cas de la bobine bicouche  $R_{AC}$  compte pour 65 % de la résistance totale. La présence de fils conducteurs des deux côtés du support correspond à une résistance totale plus élevée, mais il est nécessaire d'approfondir davantage notre étude sur la performance du design bicouche en termes de détectivité. Ce point est discuté dans la suite du chapitre.

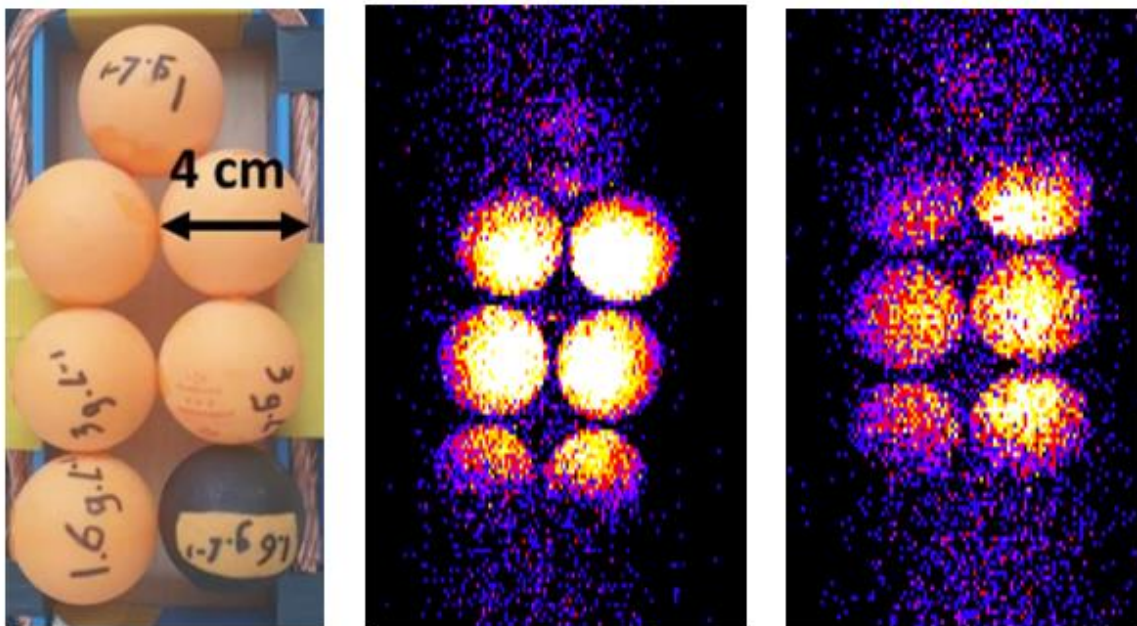
	<b>Antenne monocouche</b>	<b>Antenne bicouche</b>
--	---------------------------	-------------------------



$R_{tot}$ à 400 kHz	0.104 $\Omega$	0.362 $\Omega$
$R_{DC}$	0.07 $\Omega$	0.127 $\Omega$
$R_{AC}$ à 400 kHz	0.034 $\Omega$	0.235 $\Omega$

**Tableau 3** : Comparaison des résistances  $R_{AC}$  et  $R_{DC}$  mesurées des deux géométries d'antenne : monocouche et bicouche.  $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$

Pour compléter la comparaison entre la configuration monocouche et bicouche, nous avons acquis des images d'IRM sur un fantôme de bébé prématuré. Le fantôme respecte la taille réelle du sujet ( $8 \times 16\ cm^2$ ) et est constitué de balles de ping-pong remplies d'eau dopée au Ni(II)Cl. Le signal en sortie de la chaîne de détection pour l'antenne monocouche est 2 V, tandis que celui de l'antenne bicouche est 4 V. Cela est cohérent avec la présence de plus de fils conducteurs dans le capteur bicouche. Néanmoins, malgré le signal en sortie plus élevé, l'image produite avec l'antenne bicouche est plus bruitée et de moindre qualité comme montre la Fig.7. Par ailleurs, nous pouvons remarquer que la taille du détecteur n'est pas adaptée aux dimensions du sujet et nous n'avons une bonne sensibilité qu'au centre du fantôme. Il est donc impératif d'ajuster la taille de l'antenne de réception.



**Fig. 7** : A gauche : Le fantôme de bébé prématuré de dimensions  $8 \times 16\ cm^2$  rempli d'eau dopée au Ni(II)Cl utilisé pour l'acquisition d'images. Au milieu : une image faite avec l'antenne monocouche. A droite : une image faite avec l'antenne bicouche. Remarque : On n'a pas d'échelle de couleurs qui correspond à des paramètres utiles pour l'instant. Ceci est seulement un contraste relatif.

Finalement, nous pouvons comparer la résistance totale de la bobine de 14 tours en fil de Litz 300x0.10 mm sans espacement entre les fils (dans la courbe elle est nommée Litz 300x0.10mm non-planaire 14 tours) avec l'antenne ayant la meilleure performance dans cette série de prototypes - la bobine monocouche en fil de Litz 300x0.10 mm aussi. Il faut noter que les deux modèles ont le même nombre de tours de fils – 14, mais dans le cas de la bobine non-planaire le câble utilisé est d'une plus grande longueur ce qui justifie la différence de résistance électrique  $R_{DC}$ . En termes de résistance  $R_{AC}$  par effet de proximité, l'antenne sans espacement entre les fils dépasse par 81 % à 400 kHz l'antenne monocouche. Etant donné que la seule différence entre ces deux antennes est le fait d'introduire 3 mm de séparation entre chaque tour de fil, il devient évident que dans le domaine des radiofréquences, il est impératif de tenir compte des pertes causées par l'effet de proximité. Ce dernier résultat est la preuve absolue de l'impact considérable de l'effet de proximité. Il propose aussi une première explication aux problèmes de pertes de puissance rencontrés lors du travail avec nos prototypes d'antennes N° 1 qui avaient des facteurs de qualité jusqu'à 10 fois plus faibles que les valeurs théoriques.

Nous nous sommes posé aussi la question si le support de l'antenne absorbait une partie de l'énergie, ce qui provoquerait des pertes supplémentaires et une augmentation de la résistance équivalente totale du capteur. Pour tester cela nous avons recréé une copie de l'antenne prototype N° 2 en utilisant du carton comme support sur lequel nous avons fait 14 tours en fil de Litz 300x0.10 mm. Nous avons fait une acquisition d'IRM à 1D pour mesurer le bruit de base. Ensuite nous avons refait la même mesure avec des échantillons de différents types de matériaux utilisés dans la fabrication des supports des antennes (plexiglass, KLEF-matériau à la base du fluor, POM). Aucune augmentation du bruit n'a été constatée pour quelconque des matériaux. Nous avons conclu que ces matériaux sont amagnétiques et ne provoquent pas de pertes par absorption pour des fréquence autour de la centaine de kHz. Le choix de matériaux ne joue donc aucun rôle dans l'optimisation de notre capteur !

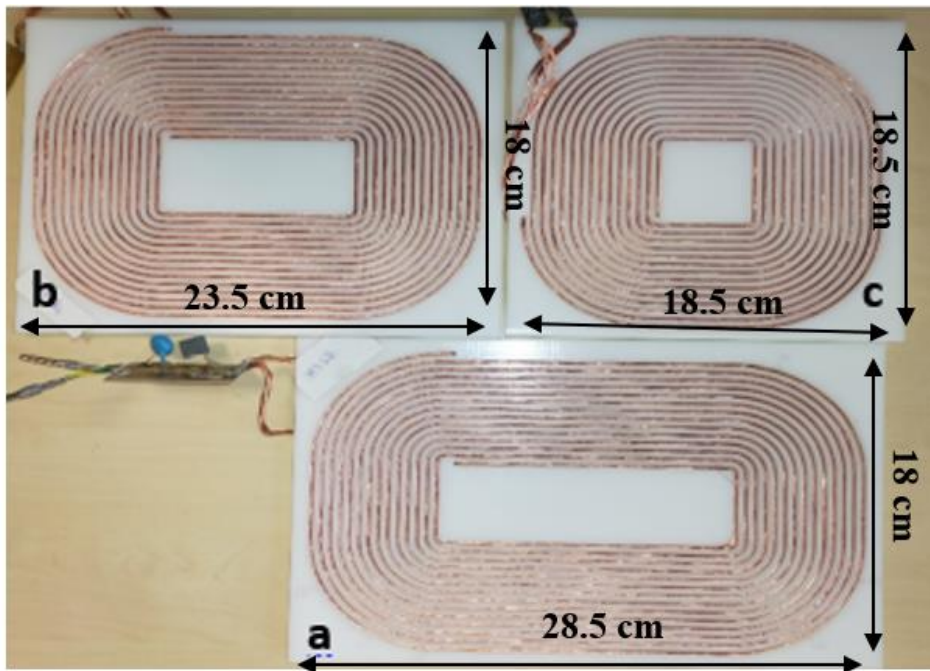
Au cours de nos tests avec les prototypes d'antenne N° 2 nous avons mis en évidence expérimentalement l'effet de proximité, ainsi que sa dépendance de la fréquence de travail. Nous avons aussi constaté qu'il existe une différence majeure en termes de pertes de puissance pour les différents types de fils conducteurs. Nous avons confirmé que l'effet de proximité dépend significativement de la séparation entre les fils : des configurations bicouches ou des géométries sans espacement entre les fils introduisent plus de résistance dans le circuit électrique. Les derniers résultats ont montré que le meilleur type de conducteur est le fil de Litz qui minimise fortement l'effet de peau grâce à sa structure interne spécifique en multibrins de petits rayons inférieur à l'épaisseur de peau. Dans la suite de notre travail d'optimisation nous nous baserons sur ces résultats conclusifs pour avancer dans la recherche du design d'antenne le plus adapté.

#### 4. Les troisièmes prototypes d'antenne de réception

Les prototypes d'antenne N° 3 ont été conçus en se basant sur les conclusions des mesures précédentes, notamment la nécessité d'éloigner les fils conducteurs, ainsi que d'utiliser le fil de Litz. Nous avons fabriqué trois supports monocouches de tailles différentes – une grande antenne, une moyenne antenne et une petite antenne dont les caractéristiques sont détaillées dans le *Tableau 4*. Nous avons utilisé du fil de Litz 195x0.10 mm car la taille des conduits pour le fil électrique sur les supports des antennes était légèrement plus petite que le diamètre du fil



de Litz 300x0.10 mm. Nous avons donc été contraint à le remplacer par le fil de Litz 195x0.10 mm qui a tout de même une très bonne performance comme en témoignent les résultats sur les prototypes N° 2. Chaque antenne a 14 tours, comme les prototypes N° 2, mais cette fois-ci la distance entre chaque tour de fil conducteur est augmentée de 3 mm à 5 mm.



*Fig. 8* : Photo des trois antennes prototypes N° 3 : grande antenne (a) de taille 28.5 x 18 cm<sup>2</sup> ; moyenne antenne (b) de taille 23.5 x 18 cm<sup>2</sup> et petite antenne (c) de taille 18.5 x 18 cm<sup>2</sup>. Les trois capteurs ont 14 tours en fil de Litz 195x0.10 mm et une séparation de 5 mm entre chaque tour.

	Grande bobine	Moyenne bobine	Petite bobine
<i>Taille (cm<sup>2</sup>)</i>	28.5 x 18	23.5 x 18	18.5 x 18
<i>L (μH)</i>	41.29	33.59	24.96
<i>R<sub>DC</sub> (Ω)</i>	0.108	0.096	0.072
<i>R<sub>AC</sub> (Ω)</i>	0.030	0.034	0.020
<i>Q</i>	815	795	615

*Tableau 4.* : Résumé des caractéristiques des trois antennes. Ces mesures ont été faites avec le RLC-mètre à 400 kHz pour le circuit non-accordé.  $\Delta R_{mesure\ RLC} = 0.005\ \Omega$

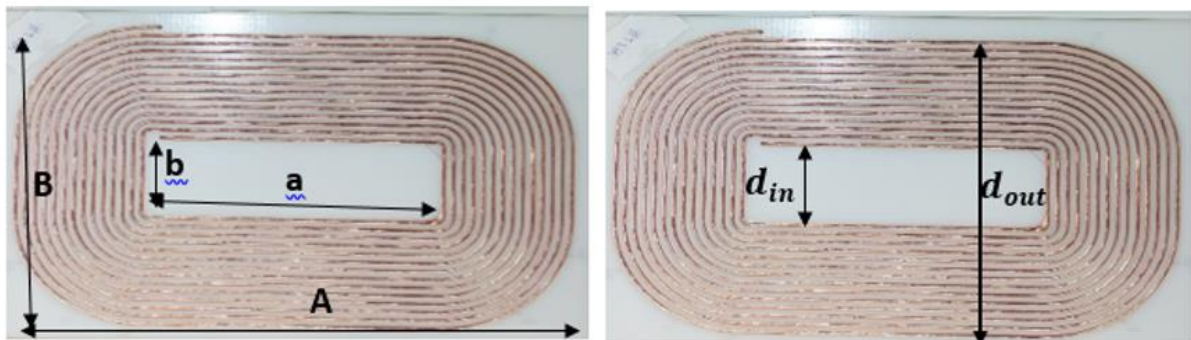
Le but de cette série de tests a été de trouver le design de capteur qui offrirait le meilleur rapport signal sur bruit (SNR) en se basant sur l'étude de l'évolution du SNR en fonction de la taille de l'antenne. Nous avons donc effectué une étude théorique pour comprendre comment la modification des paramètres de base du détecteur impacte sa performance. Dans la suite nous avons cherché à confirmer les conclusions de cette étude théorique par une étude expérimentale.

#### 4.1. Etude théorique

Dans cette étude théorique nous avons pour but de faire une estimation du SNR de différentes configurations d'antenne pour une taille de support donnée qui correspond à la taille réelle de chacune des antennes prototypes N° 3. Pour chaque taille d'antenne nous étudions sa performance pour différentes distances de séparation entre les fils conducteurs qui vont de 1 mm à 5 mm en adaptant le nombre de tours de telle manière que pour la taille donnée du capteur nous maximisons ce nombre de tours. Le but de cette analyse étant d'estimer le SNR, nous devons d'abord calculer le bruit théorique de l'antenne, et donc calculer sa résistance totale théorique avec  $R_{tot} = R_{DC} + R_{AC}$ . La résistance électrique est déterminée grâce à la formule bien connue  $R_{DC} = \frac{L\rho}{\pi r_s^2 n_0}$  (avec L – la longueur du fil,  $\rho$  – la résistivité du Cu,  $r_s$  – le rayon d'un brin et  $n_0$  – le nombre de brins dans le fil). Pour calculer la valeur théorique de  $R_{AC}$  nous utilisons l'Eq. 4, or nous avons besoin de connaître le champ magnétique détecté par l'antenne. Pour ceci nous utilisons le même programme Pascal qui a été présenté dans le Chapitre N° 2.

Le calcul théorique suit les étapes suivantes :

1. Tout d'abord, pour une antenne donnée, en connaissant sa taille réelle et en choisissant l'espacement entre les fils que nous voulons étudier, nous devons déterminer quel est le nombre de tours maximal que nous pouvons disposer sur le support du capteur. Pour ceci nous admettons que chaque tour de fil forme un rectangle. Ensuite nous estimons le nombre de tours que nous pouvons disposer dans le sens de la longueur et de la largeur du rectangle comme :  $N_{t\_longueur} = \frac{A-a}{2*s}$ ,  $N_{t\_largeur} = \frac{B-b}{2*s}$ , avec A – la longueur du plus grand rectangle, a – la longueur du plus petit rectangle, B – la largeur du plus grand rectangle, b – la largeur du plus petit rectangle et s – la distance de séparation entre des fils adjacents que nous avons choisie (entre 1 mm et 5mm) (cf. Fig. 9). Le nombre de tours théorique est donc la moyenne :  $N_t = \frac{N_{t\_longueur} + N_{t\_largeur}}{2}$ .



*Fig. 9* : Schéma explicatif du calcul du nombre de tours théorique et de l'inductance théorique des prototypes N° 3 de l'antenne de réception.

2. Un autre paramètre qu'il faut estimer est la longueur totale de fil conducteur de chaque géométrie d'antennes. Comme nous admettons que chaque tour de fil forme un rectangle, il suffit de calculer leurs périmètres correspondants et les sommer pour faire une estimation de la longueur de fil qui est utilisée dans le calcul de  $R_{DC}$ .

3. Ayant le nombre de tours et la taille de chaque configuration d'antennes, nous pouvons à présent faire une simulation du capteur sur notre programme Pascal et donc calculer le champ qu'une antenne de telle géométrie émettrait dans le champ de vue d'intérêt ( $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ ). En se basant sur le théorème de réciprocité nous admettons que ce champ magnétique théorique émis est égal au champ magnétique que l'antenne mesurerait dans ces mêmes conditions. Nous remarquons que l'Eq.4 utilise l'aimantation magnétique  $H$ , tandis que notre programme calcule la densité magnétique  $B$ . Il est donc important de ne pas oublier d'introduire la perméabilité  $\mu_0$  dans notre calcul théorique de  $R_{AC}$ .
4. L'étape suivante consiste à faire entrer dans le programme Pascal tous les paramètres requis pour le calcul théorique, notamment :  $L_{th}$  - l'inductance de l'antenne,  $f_0$  - la fréquence de résonance,  $N_t$  - le nombre de fils conducteurs,  $n_0$  - le nombre de brins dans le fil,  $r_s$  - le rayon du brin,  $I$  - le courant d'alimentation de l'antenne,  $w$  - la largeur de la bobine et finalement la longueur totale théorique du fil. Tous ces paramètres sont connus sauf l'inductance  $L_{th}$  dont la valeur théorique est calculée pour chaque configuration différente en utilisant la formule modifiée de Wheeler [79] :  $L = K_1 \mu_0 \frac{N_t^2 d_{avg}}{1 + K_2 \rho}$  avec  $K_1 = 2.34$  et  $K_2 = 2.75$  des coefficients empiriques sans dimension,  $d_{avg}$  - le diamètre moyen du fil et  $\rho = \frac{d_{out} - d_{in}}{d_{out} + d_{in}}$  le facteur de remplissage géométrique de l'antenne (cf. Fig.9).
5. Nous obtenons les valeurs théoriques de  $R_{DC}$  et  $R_{AC}$  pour une séparation entre les fils conducteurs qui va de 1 mm à 5 mm pour les trois tailles d'antennes.
6. A présent nous pouvons calculer le bruit thermique théorique pour chaque configuration d'antennes non-accordées comme  $Bruit = \sqrt{4k_B RT}$  avec  $k_B = 1.38 * 10^{-23}$  la constante de Boltzmann,  $R = R_{AC} + R_{DC}$  et  $T = 300 \text{ K}$ . Nous calculons aussi le facteur de qualité théorique  $Q$  de chaque antenne.
7. La dernière étape consiste à faire une estimation du signal sur bruit approximé  $SNR^*$ . Nous étudions donc le rapport du champ magnétique théorique émis par l'antenne, calculé sur le programme Pascal, et le bruit thermique théorique.

Les résultats des calculs sont résumés dans le *Tableau 5*.

### Grande antenne

<i>Espace de séparation entre les tours</i>	$R_{AC} (\Omega)$	$R_{DC} (\Omega)$	$L (\mu H)$	$Q$	$N \text{ tours}$	$I(A)$
<i>1 mm</i>	<i>0.365</i>	<i>0.486</i>	<i>903</i>	<i>2618</i>	<i>65</i>	<i>1</i>
<i>2 mm</i>	<i>0.089</i>	<i>0.237</i>	<i>227.91</i>	<i>1724</i>	<i>32</i>	<i>1</i>
<i>3 mm</i>	<i>0.039</i>	<i>0.156</i>	<i>101.88</i>	<i>1293</i>	<i>21</i>	<i>1</i>
<i>4 mm</i>	<i>0.022</i>	<i>0.118</i>	<i>59.18</i>	<i>1047</i>	<i>16</i>	<i>1</i>
<i>5 mm</i>	<i>0.016</i>	<i>0.104</i>	<i>41.29</i>	<i>851</i>	<i>14</i>	<i>1</i>

<i>Espace de séparation</i>	$Bruit (V/\sqrt{Hz})$	$Champ B (mT)$ <i>au centre de l'antenne</i>	$SNR^*$	$\frac{N \text{ tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$
-----------------------------	-----------------------	---	---------	--

<i>entre les tours</i>				
<i>1 mm</i>	$1.19*10^{-10}$	<i>0.382</i>	$4.37*10^6$	<i>70</i>
<i>2 mm</i>	$7.35*10^{-11}$	<i>0.189</i>	$3.49*10^6$	<i>56</i>
<i>3 mm</i>	$5.68*10^{-11}$	<i>0.125</i>	$2.98*10^6$	<i>48</i>
<i>4 mm</i>	$4.81*10^{-11}$	<i>0.095</i>	$2.66*10^6$	<i>43</i>
<i>5 mm</i>	$4.45*10^{-11}$	<i>0.081</i>	$2.41*10^6$	<i>40</i>

### Moyenne antenne

<i>Espace de séparation entre les tours</i>	$R_{AC} (\Omega)$	$R_{DC} (\Omega)$	$L (\mu H)$	$Q$	$N$ tours	$I(A)$
<i>1 mm</i>	<i>0.468</i>	<i>0.411</i>	<i>644.3</i>	<i>1839</i>	<i>65</i>	<i>1</i>
<i>2 mm</i>	<i>0.114</i>	<i>0.203</i>	<i>174.2</i>	<i>1377</i>	<i>32</i>	<i>1</i>
<i>3 mm</i>	<i>0.052</i>	<i>0.138</i>	<i>82.3</i>	<i>1088</i>	<i>21</i>	<i>1</i>
<i>4 mm</i>	<i>0.028</i>	<i>0.101</i>	<i>46.8</i>	<i>909</i>	<i>16</i>	<i>1</i>
<i>5 mm</i>	<i>0.021</i>	<i>0.085</i>	<i>33.6</i>	<i>797</i>	<i>14</i>	<i>1</i>

<i>Espace de séparation entre les tours</i>	$Bruit (V/\sqrt{Hz})$	$Champ B (mT)$ <i>au centre de l'antenne</i>	$SNR^*$	$\frac{N \text{ tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$
<i>1 mm</i>	$1.21*10^{-10}$	<i>0.378</i>	$4.80*10^6$	<i>69</i>
<i>2 mm</i>	$7.25*10^{-11}$	<i>0.187</i>	$3.95*10^6$	<i>57</i>
<i>3 mm</i>	$5.61*10^{-11}$	<i>0.127</i>	$3.45*10^6$	<i>48</i>
<i>4 mm</i>	$4.63*10^{-11}$	<i>0.093</i>	$3.08*10^6$	<i>45</i>
<i>5 mm</i>	$4.18*10^{-11}$	<i>0.079</i>	$2.90*10^6$	<i>43</i>

### Petite antenne

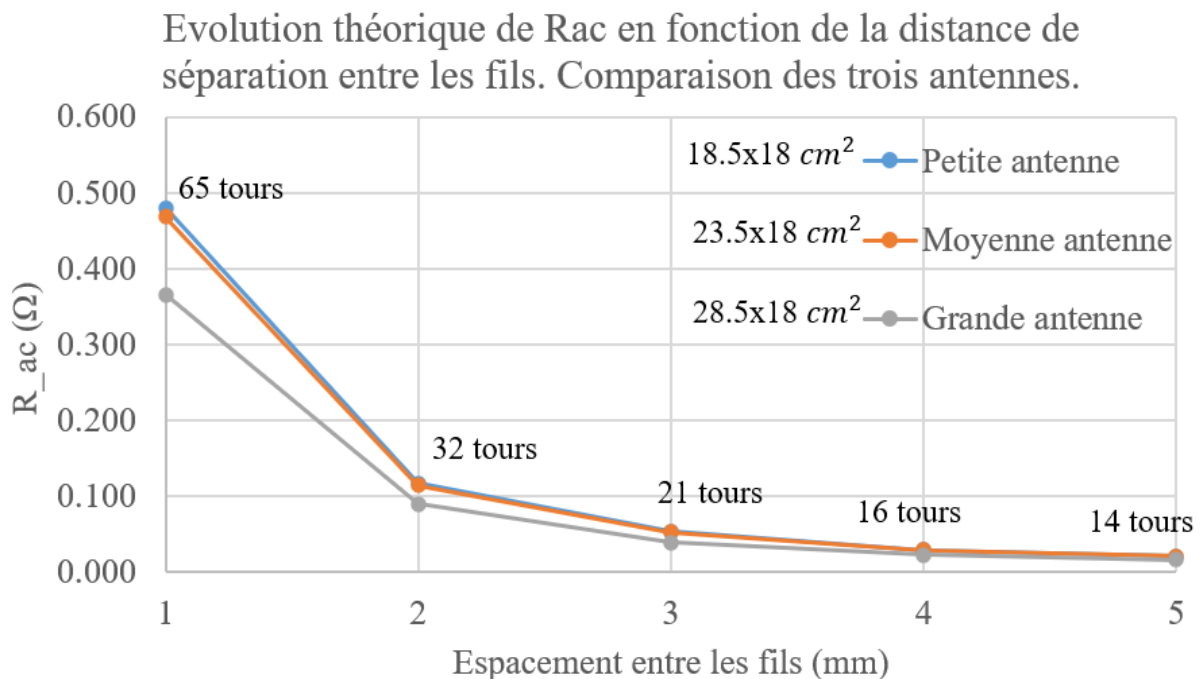
<i>Espace de séparation entre les tours</i>	$R_{AC} (\Omega)$	$R_{DC} (\Omega)$	$L (\mu H)$	$Q$	$N$ tours	$I(A)$
<i>1 mm</i>	<i>0.480</i>	<i>0.340</i>	<i>487.94</i>	<i>1508</i>	<i>65</i>	<i>1</i>
<i>2 mm</i>	<i>0.117</i>	<i>0.169</i>	<i>134.14</i>	<i>1191</i>	<i>32</i>	<i>1</i>
<i>3 mm</i>	<i>0.053</i>	<i>0.114</i>	<i>63.40</i>	<i>958</i>	<i>21</i>	<i>1</i>
<i>4 mm</i>	<i>0.029</i>	<i>0.084</i>	<i>36.46</i>	<i>818</i>	<i>16</i>	<i>1</i>
<i>5 mm</i>	<i>0.020</i>	<i>0.071</i>	<i>24.96</i>	<i>695</i>	<i>14</i>	<i>1</i>

<i>Espace de séparation entre les tours</i>	$Bruit (V/\sqrt{Hz})$	$Champ B (mT)$ <i>au centre de l'antenne</i>	$SNR^*$	$\frac{N \text{ tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$
<i>1 mm</i>	$1.16*10^{-10}$	<i>0.373</i>	$4.98*10^6$	<i>72</i>

2 mm	$6.87 \cdot 10^{-11}$	0.184	$4.16 \cdot 10^6$	60
3 mm	$5.27 \cdot 10^{-11}$	0.125	$3.67 \cdot 10^6$	51
4 mm	$4.32 \cdot 10^{-11}$	0.092	$3.28 \cdot 10^6$	48
5 mm	$3.88 \cdot 10^{-11}$	0.078	$3.07 \cdot 10^6$	46

**Tableau 5** : Résultats des calculs théoriques de rapport signal sur bruit pour la série de prototypes d'antenne № 3 pour les trois tailles d'antenne et pour un espacement des fils conducteurs variant entre 1 mm et 5 mm.

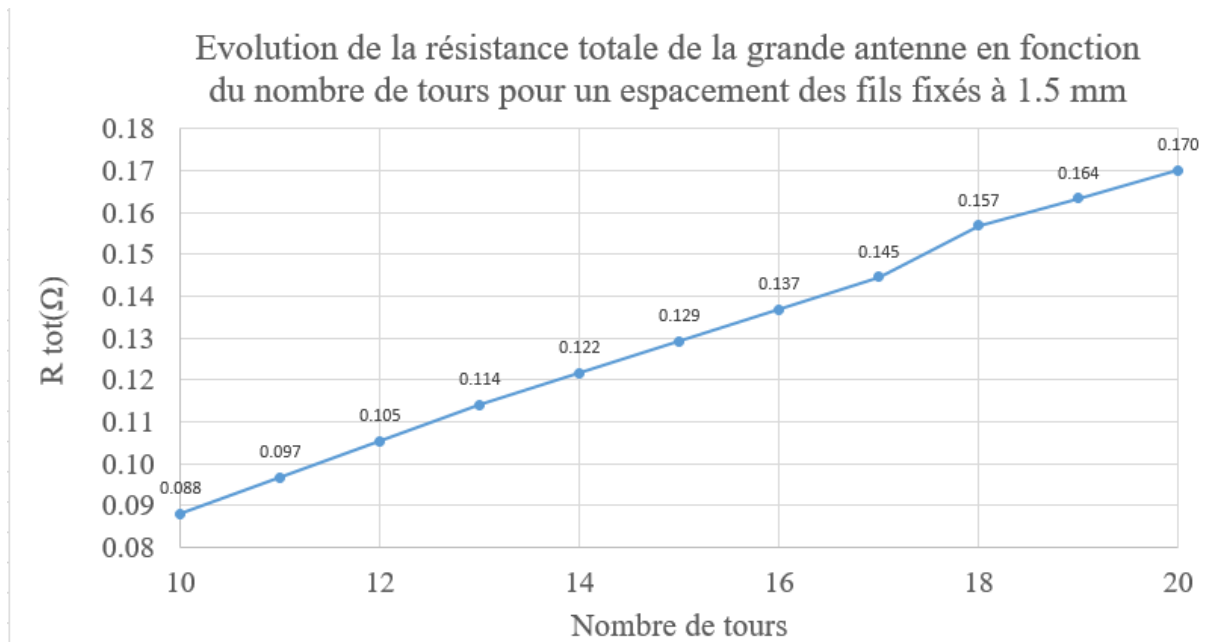
Nous concluons que le rapport signal sur bruit approximé  $SNR^*$ , ainsi que le rapport  $\frac{N_{tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$ , augmentent avec la diminution de la séparation entre les fils, car cela implique une augmentation du nombre de tours  $N_t$ , ainsi qu'une augmentation de l'inductance de l'antenne et le signal mesuré est donc maximisé.



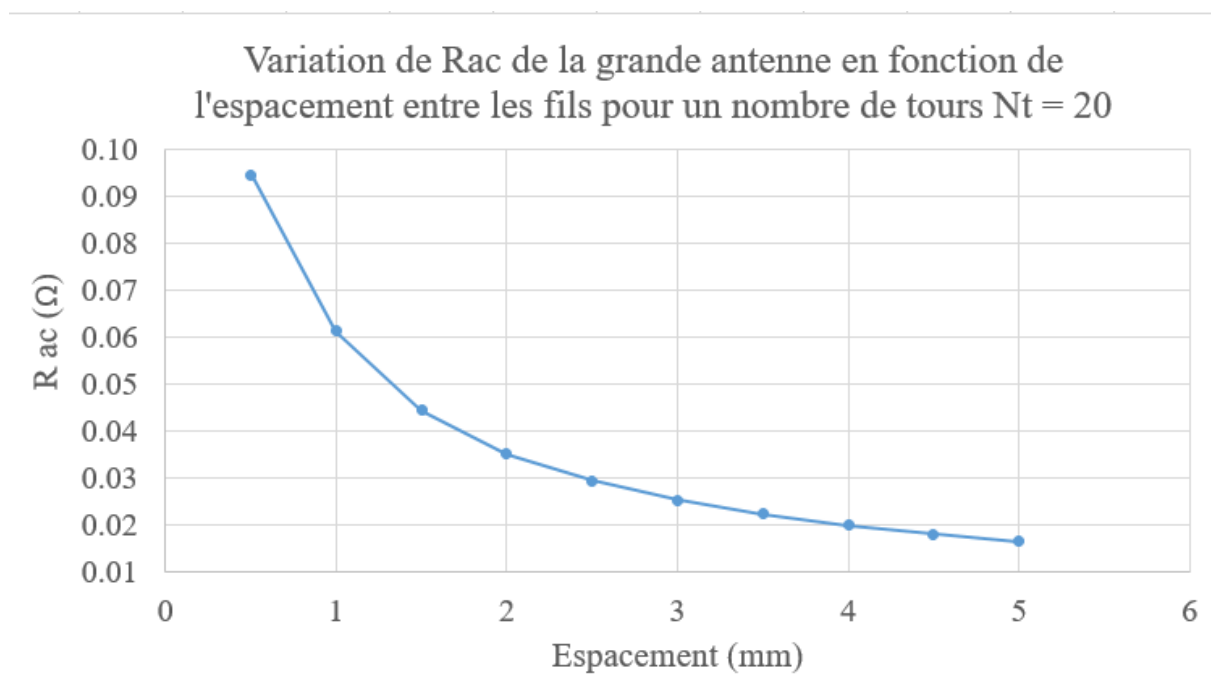
**Fig. 10** : Etude théorique de l'évolution de la résistance par effet de proximité ( $R_{AC}$ ) en fonction de la distance de séparation entre les fils conducteurs pour les trois tailles de capteurs.

Afin de mieux comprendre ce phénomène nous avons étudié l'évolution de la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  en fonction de l'espacement entre les fils en exploitant les résultats de nos calculs théoriques. Sur la *Fig.10* on suit l'évolution de  $R_{AC}$  en faisant varier le nombre de tours et l'espacement entre les fils adjacents simultanément. Dans la *Fig.11* et la *Fig.12* on analyse ces phénomènes séparément, notamment en étudiant l'évolution théorique de  $R_{TOT} = R_{AC} + R_{DC}$  de la grande antenne en fonction du nombre de tours pour un espacement des fils

fixés à 1.5 mm, et l'évolution théorique de  $R_{AC}$  de la grande antenne en fonction de l'espacement entre les fils pour un nombre de tours fixé à 20.



*Fig. 11* : Etude théorique de l'évolution de la résistance totale de la grande antenne en fonction du nombre de tours pour un espacement des fils fixé à 1.5 mm.



*Fig. 12* : Etude théorique de l'évolution de la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  de la grande antenne en fonction de l'espacement entre les fils pour un nombre de tours  $Nt=20$ .

On constate que l'augmentation du nombre de tours pour un espacement des fils donné fait augmenter la résistance de l'antenne de 49 % quand on passe de 10 à 20 tours. C'est une croissance proportionnelle au nombre de tours pour un espacement fixe entre les fils conducteurs. Si on étudie la *Fig.12* qui représente l'évolution de  $R_{AC}$  en fonction de l'espacement entre les fils pour un nombre de tours fixe  $N_t = 20$ , nous observons une croissance de la résistance très rapide, soit une augmentation de 82 % quand on passe de 0.5 mm à 5 mm de séparation ! Ceci est donc la principale raison de pertes de puissance dans l'antenne non-accordée provoquée par l'effet de proximité. C'est notamment ces pertes par effet de proximité en fonction de l'espacement des conducteurs pour un nombre de tours donné qui gouvernent aussi l'évolution de la résistance sur la *Fig.10*. Nous pouvons conclure qu'en termes de rapport signal sur bruit, il est plus intéressant de maximiser le nombre de tours pour une taille d'antenne donnée, en gardant un espacement suffisant entre les fils pour éviter la croissance rapide des pertes par effet de proximité. Ceci est illustré aussi par la formule du SNR (*Eq.1*) qui est proportionnel au nombre de tours  $N$  et inversement proportionnel à  $\sqrt{R_{TOT}}$ . En se basant sur nos courbes théoriques, la distance de séparation optimale est entre 2-3 mm, car à partir de cet espacement-là, la diminution de  $R_{AC}$  n'est plus si significative. Or, il n'est pas possible de réellement séparer les fils conducteurs de moins de 3 mm de centre à centre car le conduit pour le fil et le fil lui-même ont une largeur d'environ 1 à 1.5 mm, tandis que nos simulations considèrent des fils sans épaisseur. Cette approximation est valable car nous sommes dans un régime quasi statique et l'épaisseur du conducteur est négligeable comparée à la longueur d'onde. L'hypothèse de fil conducteur sans épaisseur ne modifie pas la validité des calculs, même si on sous-estime la valeur de  $R_{AC}$ , et donc les résultats doivent être adaptés aux dimensions réelles du fil de Litz. A ce stade là nous concluons qu'une configuration optimisée d'antenne corps-entier correspondrait donc à un capteur de grande taille d'une séparation entre les fils de 3 mm, mais avec un nombre de tours maximisé par rapport à la taille du support, notamment 20 ou 30 au maximum.

Pour terminer cette étude théorique d'optimisation de notre antenne de détection, il reste à déterminer le nombre de tours de fils qui va maximiser le SNR du détecteur pour une taille de support ( $285 \times 180 \text{ mm}^2$ ) et une distance de séparation des fils (3 mm) fixes. Nous avons donc étudié :

- L'impact de l'augmentation du nombre de tours de fils conducteurs sur le rapport signal sur bruit de l'antenne.
- L'impact de l'augmentation du nombre de tours de fils conducteurs sur le profil de sensibilité de l'antenne.

Pour estimer l'impact de l'augmentation du nombre de tours sur le SNR de l'antenne nous avons suivi les mêmes étapes de la méthode de calcul présentée ultérieurement. Le maximum de tours que nous pouvons déposer sur le support avec un espacement de 3 mm entre les fils est  $N_t = 30$  (3 tours supplémentaires vont remplir l'espace vide au centre du support et 7 tours disposés à l'extérieur ; cf. *Fig.9*). Dans le *Tableau 6* nous présentons les résultats des calculs théoriques.

$N_t$	$R_{AC} (\Omega)$	$R_{DC} (\Omega)$	$L (\mu H)$	$Q$
30	0.065	0.242	218.37	1757
25	0.055	0.194	195.84	1938
21	0.039	0.156	101.88	1293

$N_t$	Bruit ( $V/\sqrt{Hz}$ )	Champ B (mT)	SNR*	$\frac{N \text{ tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$
30 tours	$7.13 \cdot 10^{-11}$	0.219	$3.07 \cdot 10^6$	54
25 tours	$6.42 \cdot 10^{-11}$	0.201	$3.14 \cdot 10^6$	50
21 tours	$5.68 \cdot 10^{-11}$	0.169	$2.98 \cdot 10^6$	45

**Tableau 6** : Impact de l'augmentation du nombre de tours de fils conducteurs sur le rapport signal sur bruit approximé de l'antenne. Résultats des calculs pour une grande antenne ( $285 \times 180 \text{ mm}^2$ ) avec un espacement entre les fils de 3 mm et un nombre de tours variant entre 20 et 30.

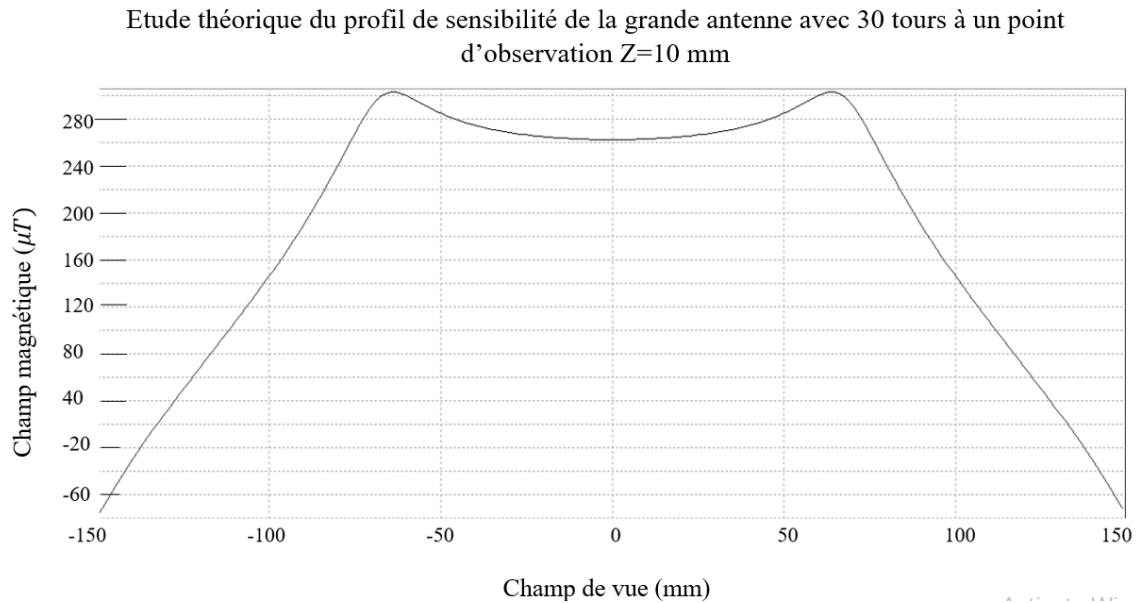
En analysant les données nous pouvons remarquer que l'ajout de 10 tours supplémentaires augmente la résistance : 36 % pour  $R_{DC}$  à cause de la longueur de fil rajouté et 40 % pour  $R_{AC}$  car les tours supplémentaires engendrent plus de pertes par effet de proximité. Or, le rapport signal sur bruit approximé  $SNR^*$  n'augmente que de 3 % et le rapport  $\frac{N \text{ tours}}{\sqrt{R_{TOT}}}$  n'augmentent que de 20 %.

Ensuite nous avons étudié l'évolution de la sensibilité de l'antenne à travers l'homogénéité du champ magnétique qu'elle mesurerait dans un champ de vue de  $100 \times 100 \times 300 \text{ mm}^3$ . Nous nous basons sur le théorème de réciprocité et faisons l'hypothèse que le champ émis par l'antenne est égal au champ mesuré dans les mêmes conditions. Le champ magnétique émis est encore une fois calculé à l'aide de notre programme Pascal pour de différentes configurations d'antennes dont le nombre de tours varient entre 20 et 30. Etant donné que l'antenne est modélisée dans le plan  $Oxy$ , la détection du signal se ferait dans la direction perpendiculaire, ce qui correspond à la composante du champ magnétique suivant  $Oz$  dans le repère de notre programme Pascal. Nous avons donc tracé les profils de  $B_z$  détecté par l'antenne à des points d'observation suivant l'axe  $Oz$  qui vont de 0 à 100 mm. Les résultats sont présentés sur les *Fig.13-16*, ainsi que dans les *Tableaux 7-8*.

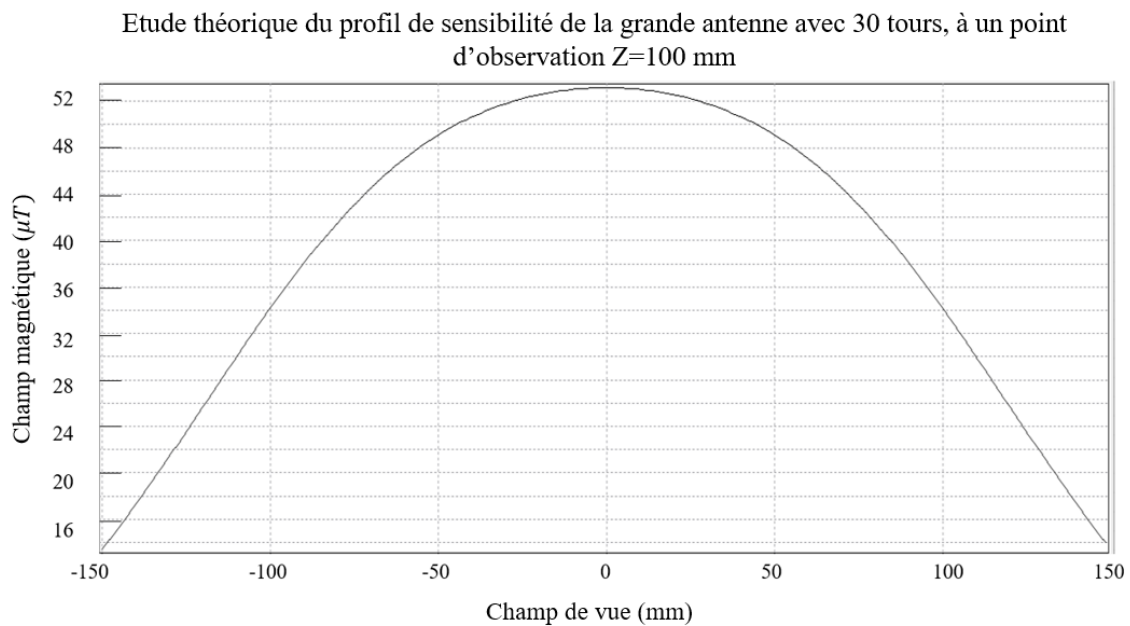
Les *Fig.13-16* montrent le profil d'homogénéité de la composante  $B_z$  du champ magnétique sur une longueur de champ de vue de 300 mm sur l'axe  $Oz$ , ce qui est l'équivalent de la taille moyenne réelle du sujet d'étude - le bébé prématuré. Nous présentons les deux cas extrêmes où il y aurait la plus grande différence de sensibilité : l'antenne 20 tours et l'antenne 30 tours, pour des distances d'observation  $Z = 10 \text{ mm}$  et  $Z = 100 \text{ mm}$ . Dans les *Tableaux 7 et 8* nous présentons des données extrapolées de ces courbes. Notre but était d'identifier quelle est la taille de la zone sur laquelle nous avons le maximum de sensibilité et d'étudier son évolution en fonction du nombre de fil. Cette zone coïncide avec la bande passante de 3 dB, c'est à dire l'endroit où l'amplitude du champ détecté diminue de 100% à 70%. Une fois que nous avons déterminé la taille de cette zone (appelée Etendue dans les *Tableaux 7 et 8*), il faut la comparer à la taille de notre antenne pour avoir une notion de la sensibilité du capteur. Nous constatons qu'en rajoutant 10 fils supplémentaires sur l'antenne nous pouvons mesurer au maximum 20 % plus de signal sur la longueur de la bobine, alors que cela rajoute 40 % plus de résistance dans le circuit. Il est donc plus avantageux de travailler avec 20 tours pour une distance de séparation des fils de 3



mm. Ainsi nous optimisons le SNR au maximum dans les limites du possible pour la géométrie d'antenne donnée en gardant le bruit et les pertes les plus faibles possible.



*Fig. 13* : Profil théorique de la sensibilité de l'antenne 30 tours : La composante  $B_z$  avec un point d'observation  $Z=10$  mm.

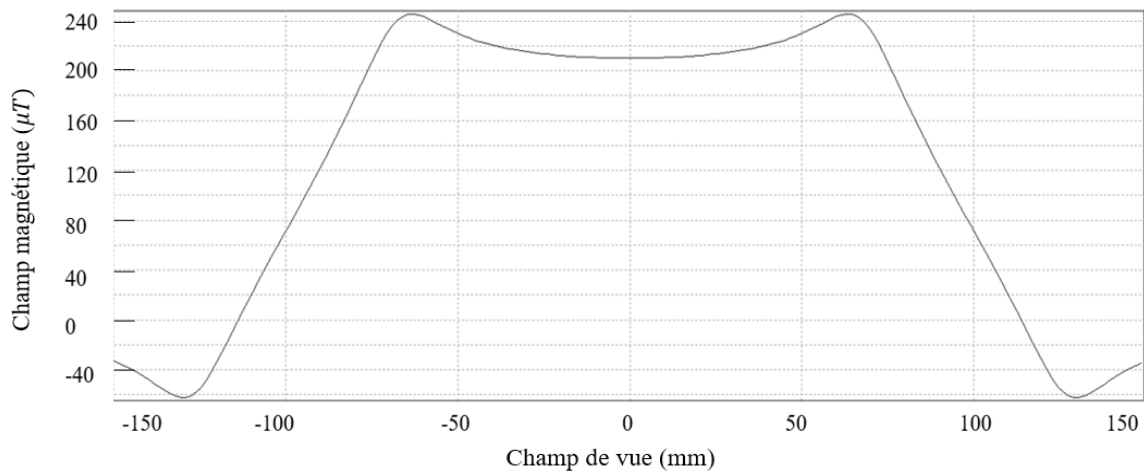


*Fig. 14* : Profil de la sensibilité de l'antenne 30 tours : La composante  $B_z$  avec un point d'observation  $Z=100$  mm.

	Z=10mm	Z=30mm	Z=50mm	Z=70mm	Z=100mm
70% d' $A_{max}$ ( $\mu T$ )	182	126	84	63	35
Etendue (mm)	180	189	189	177	175

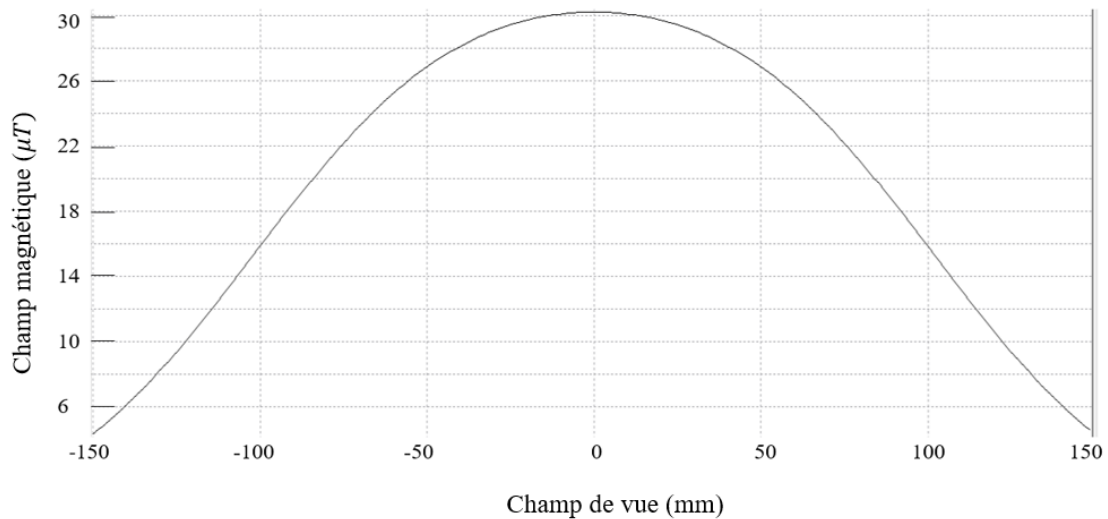
**Tableau 7** : Etude de la sensibilité d'une antenne 30 tours à travers de l'homogénéité du champ magnétique qu'elle mesurerait dans un champ de vue de  $100 \times 100 \times 300 \text{ mm}^3$ .

Etude théorique du profil de sensibilité de la grande antenne avec 20 tours à un point d'observation Z=10 mm



**Fig. 15** : Profil de la sensibilité de l'antenne 20 tours : La composante  $B_z$  avec un point d'observation Z=10 mm.

Etude théorique du profil de sensibilité de la grande antenne avec 20 tours à un point d'observation Z=100 mm



**Fig. 16** : Profil de la sensibilité de l'antenne 20 tours : La composante  $B_z$  avec un point d'observation Z=100 mm.

	Z=10mm	Z=30mm	Z=50mm	Z=70mm	Z=100mm
70% d' $A_{max}$ ( $\mu$ T)	147	91	57	38	21
Etendue (mm)	171	171	164	156	159

*Tableau. 8* : Etude de la sensibilité d'une antenne 20 tours à travers de l'homogénéité du champ magnétique qu'elle mesurerait dans un champ de vue de  $100 \times 100 \times 300 \text{ mm}^3$ .

L'objectif de cette étude théorique était de comprendre mieux l'impact que chacun des paramètres caractéristiques de l'antenne avait sur sa performance. Trouver le design optimal qui offrirait le meilleur SNR pour une géométrie donnée est une tâche complexe car l'optimisation d'un paramètre implique parfois la détérioration d'un autre. Optimiser le SNR de l'antenne revient donc à trouver un équilibre entre les divers paramètres, ce qui s'est avéré une tâche compliquée à exécuter empiriquement. Cette approche théorique a été un atout important dans l'étude de ces phénomènes complexes et nous a aidé à éclaircir la question de l'origine des pertes observées expérimentalement au cours de nos tests d'antenne. Nous pouvons conclure qu'il est plus avantageux de maximiser le nombre de tours de fils pour une taille d'antenne donnée en gardant un espacement entre les fils adjacents de 3 mm afin de minimiser l'effet de proximité et garder un bon niveau de sensibilité de l'antenne. Dans la suite nous présentons les résultats de notre approche expérimentale qui avait pour but de confirmer et compléter notre étude théorique.

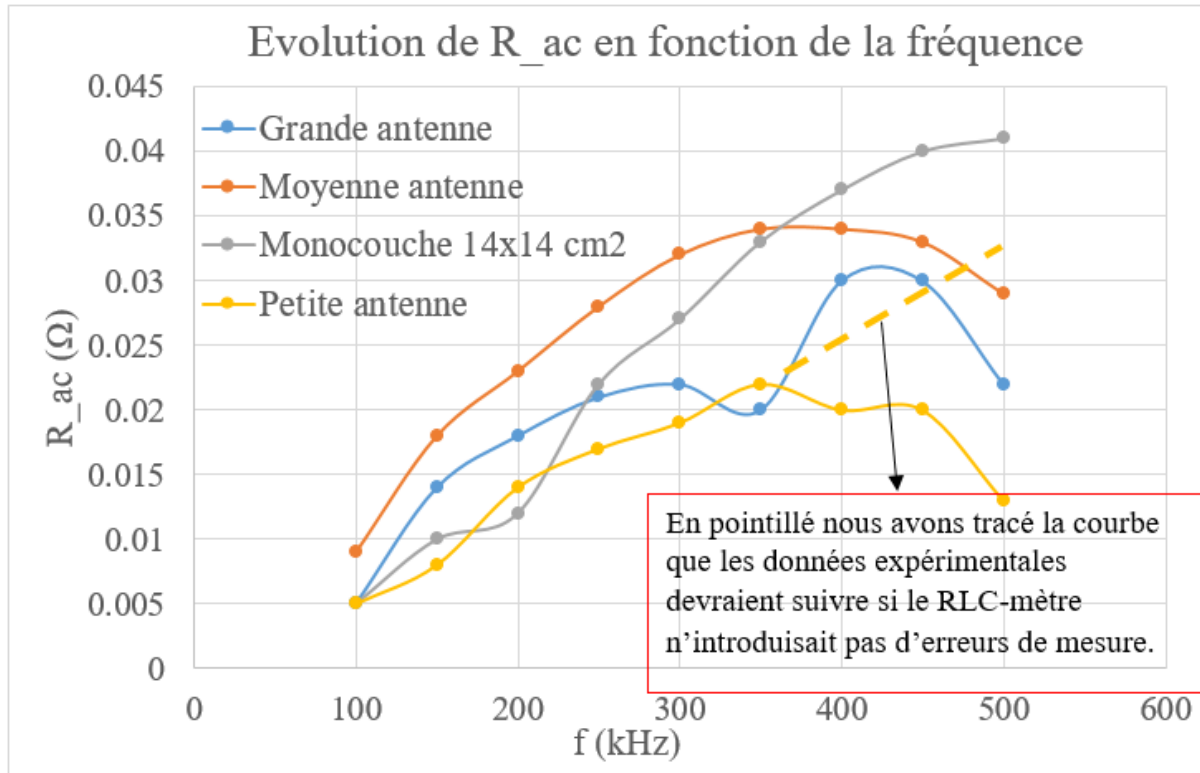
#### 4.2. Mesures expérimentales

La première étape de notre étude expérimentale sur les prototypes d'antennes N° 3 a été de caractériser les antennes non-accordées donc de mesurer leur résistance électrique  $R_{DC}$ , ainsi que leur résistance totale  $R_{TOT}$  à l'aide du RLC-mètre sur une plage de fréquences allant de 100 kHz à 500 kHz. Nous en déduisons l'évolution de la résistance  $R_{AC}$  en fonction de la fréquence et traçons la courbe correspondante pour les trois antennes (cf. *Fig.15*). Ainsi, nous pouvons comparer les valeurs expérimentales et théoriques et vérifier l'exactitude de notre modèle d'étude et nos simulations.

Expérimentalement, comme théoriquement, les trois designs ont des résistances proches. Les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures (0.02  $\Omega$  à 0.03  $\Omega$  en fonction de l'antenne considérée) comparées aux valeurs théoriques (0.016  $\Omega$  à 0.022  $\Omega$ ) mais elles restent dans le même ordre de grandeur. La petite antenne a la plus faible  $R_{AC}$ . Nous constatons aussi que les courbes sont en forme de cloche et montrent une diminution de  $R_{AC}$  pour les fréquences élevées. Cet effet n'est pas logique et, comme discuté auparavant, est provoqué par le mauvais calibrage intrinsèque du RLC-mètre, mais aussi par le fait que les valeurs mesurées commencent à s'approcher de l'incertitude de mesure de l'appareil. Le comportement attendu est bien sûr une augmentation de  $R_{AC}$  avec l'augmentation de la fréquence.

Sur la *Fig.17* nous représentons aussi la courbe d'évolution de  $R_{AC}$  de l'antenne monocouche des prototypes N° 2. Nous pouvons comparer son comportement avec celui de la petite antenne des prototype N° 3 car elles ont toutes les deux le même nombre de tour et presque une taille identique. La seule différence étant la distance de séparation entre les fils conducteurs, 3 mm

pour le prototype № 2 et 5 mm pour le prototype № 3, nous pouvons ainsi vérifier un autre aspect du modèle théorique, notamment l'évolution de la résistance  $R_{AC}$  en fonction de l'espacement entre les fils. Nous remarquons une diminution d'environ 25 % des pertes par effet de proximité avec le prototype d'antenne № 3 (petite antenne), en comparant la courbe en pointillé du prototype № 3 avec la courbe du prototype № 2.



*Fig. 17* : Evolution de la résistance  $R_{AC}$  en fonction de la fréquence pour les trois antennes prototypes № 3 non-accordées et l'antenne monocouche prototype № 2 non-accordée.

Nous pouvons aussi comparer le bruit théorique de l'antenne et le SNR\* approximatif (pour rappel il est calculé comme le rapport du champ magnétique théorique capté par l'antenne et le bruit de Nyquist théorique  $\frac{B_{th}}{bruit}$ ), en se servant des mesures expérimentales des résistances des antennes non-accordées. A la base des données du *Tableau 9* nous concluons que l'antenne monocouche génère plus de pertes par effet de proximité et un plus grand bruit thermique, tandis que le rapport signal sur bruit des deux antennes restent proches.

	Bruit ( $V/\sqrt{Hz}$ )	SNR*
Prototype № 2 (antenne monocouche)	$4.23 * 10^{-11}$	$3.40 * 10^6$
Prototype № 3 (petite antenne)	$3.88 * 10^{-11}$	$3.07 * 10^6$

*Tableau 9* : Comparaison du bruit et le SNR\* théoriques calculés pour l'antenne monocouche prototype № 2 et la petite antenne prototype № 3.

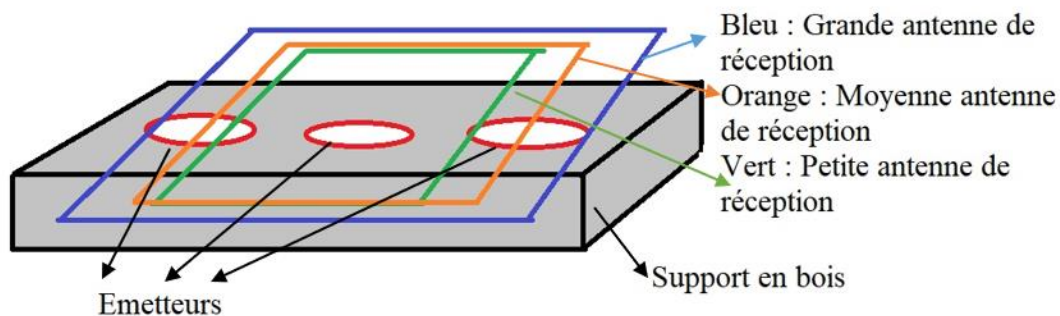
Nous pouvons donc conclure que malgré certains écarts entre les valeurs expérimentales et théoriques, nos calculs restent très proches de la réalité et représentent correctement les tendances d'évolution des pertes pour les antennes non-accordées.

Par la suite les trois antennes prototype N° 3 ont été accordées à  $f = 400 \text{ kHz}$  à l'aide de condensateurs en polypropylène soigneusement sélectionnés. Les condensateurs ont été connectés en parallèle avec la bobine. Nous avons mesuré la résistance propre de chaque condensateur d'accord, ainsi que la résistance totale  $R_{TOT}$  du circuit accordé avec le RLC-mètre. Les résultats sont présentés dans le *Tableau 10*.

	<i>Grande antenne</i>	<i>Moyenne antenne</i>	<i>Petite antenne</i>
$C_{accord} \text{ (nF)}$	3.9	4.7	6.2
$R_{C_{accord}} \text{ (}\Omega\text{)}$	0.003	0.05	0.02
$R_{antenne}^{non-accordée} \text{ (}\Omega\text{)}$	0.138	0.130	0.092
$R_{tot} \text{ (}\Omega\text{)}$	0.141	0.180	0.112

*Tableau 10* : Mesure de la résistance des trois antennes prototype N° 3 accordées et des condensateurs d'accord respectifs.

L'étape suivante dans l'étude expérimentale a été de conduire des tests de performances des antennes accordées. Tout d'abord, nous avons mesuré leur sensibilité à travers l'homogénéité du champ magnétique qu'elles détectent dans des conditions similaires à la réalité dans le but de déterminer quelle taille d'antenne est la plus appropriée en considérant les dimensions réelles du sujet d'étude. Nous avons simulé le signal émis par le corps du bébé prématuré par trois boucles émettrices en cuivre, équidistantes, chacune de diamètre de 1 cm qui ont été montées sur un support en bois dont la taille s'approche à celle du sujet :  $30 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$ . Ces boucles émettrices sont appelées Emetteur 1, 2 et 3 et elles émettent un signal sinusoïdal qui est mesuré par les antennes prototypes N° 3 (cf. *Fig.16*). Un préamplificateur AD 8429 est connecté aux antennes et nous mesurons donc la tension du signal en sortie, appelé  $V_{réception}$ , tandis que le signal d'émission est noté  $V_{émission}$ . Les résultats sont résumés dans le *Tableau 11*.



*Fig.18* : Représentation schématique de la mesure de sensibilité de l'antenne de réception. Le support en bois avec les trois émetteurs de signal posé sur l'antenne de réception.

### Grande antenne

	$V_{\text{émission}}$	$V_{\text{réception}}$
<b>Emetteur 1</b>	10 mV	3.12 V
<b>Emetteur 2</b>	10 mV	3.32 V
<b>Emetteur 3</b>	10 mV	3.28 V

### Moyenne antenne

	$V_{\text{émission}}$	$V_{\text{réception}}$
<b>Emetteur 1</b>	10 mV	2.98 V
<b>Emetteur 2</b>	10 mV	3.36 V
<b>Emetteur 3</b>	10 mV	3 V

### Petite antenne

	$V_{\text{émission}}$	$V_{\text{réception}}$
<b>Emetteur 1</b>	50 mV	1.90 V
<b>Emetteur 2</b>	10 mV	3.30 V
<b>Emetteur 3</b>	50 mV	1.54 V

Tableau 11 : Etude expérimentale de la sensibilité des trois antennes prototypes № 3. Comparaison du signal mesuré par les capteurs en fonction du signal émis par le support d'émission à trois voies.

Les trois antennes mesurent le même niveau de signal au centre mais le profil de champ détecté de la grande antenne est le plus homogène sur toute la longueur du capteur sans présenter des décroissances aux bords. Ce résultat est logique car la taille de l'antenne est très proche de la taille du support d'émission. Nous concluons qu'il est préférable de travailler avec la grande taille d'antenne car elle possède une bonne sensibilité sur toute la longueur du fantôme et nous n'avons donc pas besoin d'un réseau d'antennes de réception de plus petite taille. Avec une seule grande antenne nous sommes en mesure de détecter des signaux provenant de n'importe quel point du corps du sujet d'étude/du fantôme.

La prochaine étape de notre étude expérimentale sur la performance des antennes accordées prototype № 3 était de quantifier les pertes du circuit accordé. Nous avons mesuré le bruit thermique de l'ensemble de détection (antenne + préamplificateur AD 8429) tel qu'il est utilisé lors des mesures d'IRM. Les trois antennes ont été donc placées en chambre blindée (construite en aluminium Al et en  $\mu$  – métal) dédiée spécifiquement aux mesures de bas bruit. La mesure

de bruit a été faite en utilisant un analyseur de spectre *Hewlett Packard Vector Analyzer 89410A DC-10 MHz*. L'antenne de réception avec son préamplificateur est placée à l'intérieur de la chambre blindée et elle est connectée à l'analyseur de spectre situé en dehors de la salle bas bruit. Les préamplificateurs de nos antennes sont alimentés en batterie à l'aide d'une alimentation *Stanford +/-12V AC/DC série PS300*. Nous avons mesuré la densité spectrale de bruit en sortie de la chaîne de détection en fonction de la fréquence sur une plage de 10 kHz centrée sur la fréquence de résonance de l'antenne. Nous obtenons donc un spectre du bruit caractéristique à partir duquel nous déduisons la résistance équivalente de l'ensemble de détection à l'aide d'un ajustement théorique. En effet, en se basant sur le théorème de fluctuation-dissipation on admet que les pertes de puissances de l'antenne peuvent être décrites par le bruit thermique des charges électriques. Ce bruit de Nyquist est modélisé par une résistance équivalente et une source de tension connectés en série et on admet que la résistance  $R_{eq}$  dissipe une quantité d'énergie équivalente aux pertes observées expérimentalement dans le circuit de l'antenne. Ce modèle décrivant les pertes de puissance de l'antenne peut être résumé comme:

$$V_{\text{bruit antenne}} = \frac{L\omega}{R_{eq} + j(L\omega - \frac{1}{C\omega})} \sqrt{4k_B R_{eq} T} \quad \text{Eq.5}$$

Pour connaître la valeur exacte de  $R_{eq}$  nous effectuons un ajustement de la courbe expérimentale en prenant en compte l'impédance du circuit accordé  $Z$ , le bruit propre de l'antenne  $V_{\text{bruit antenne}}$  (Eq.5), ainsi que le bruit environnant  $V_{\text{bruit env}}$  :

$$Fit = \sqrt{Z^2 * \left( V_{\text{bruit antenne}} + \frac{V_{\text{bruit env}} * f_0}{f} \right)^2} \quad \text{Eq.6}$$

avec  $Z = \frac{L\omega}{\sqrt{R_{eq}^2 + (L\omega - \frac{1}{C\omega})^2}}$  le module de l'impédance de l'antenne,  $f_0$  – la fréquence de résonance de l'antenne et  $f$  – la fréquence de mesure.

Grâce à cet ajustement théorique (Eq.6) de la courbe expérimentale de la densité spectrale de bruit, nous en déduisons non seulement la valeur expérimentale de  $R_{eq}$ , mais aussi des paramètres, comme le facteur de qualité  $Q = \frac{2\pi f L}{R_{eq}}$ , le rapport signal sur bruit SNR (Eq. 7) ou encore la détectivité calculée pour un champ magnétique externe homogène de 1 fT (Eq.8). Leurs valeurs nous aident donc à comparer quantitativement la performance des différentes antennes.

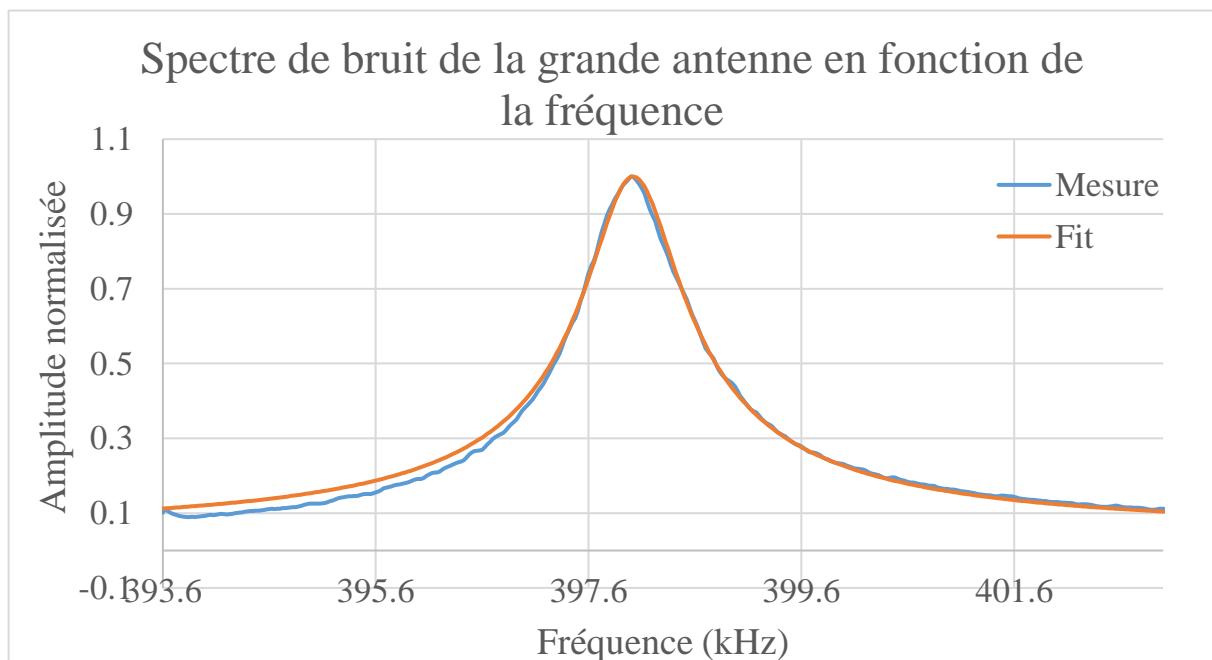
$$SNR = \frac{Signal}{Q * V_{\text{bruit}}} \quad \text{Eq.7}$$

$$D^* = \frac{\sqrt{V_{\text{bruit}}^2 + V_{\text{preampli}}^2}}{V_{\text{signal}}} * B = \frac{B}{\text{SNR}} \quad \text{Eq.8}$$

Les résultats sont résumés dans le *Tableau 12*. La *Fig. 19* montre le spectre en bruit de la grande antenne, ainsi que l'ajustement utilisé pour déduire sa résistance équivalente  $R_{eq}$ .

	<i>Grande antenne</i>	<i>Moyenne antenne</i>	<i>Petite antenne</i>
$R_{eq} (\Omega)$	0.21	0.20	0.18
$Q$	489	418	355
<i>Signal</i> ( $\mu V$ )	0.9	0.6	0.4
<i>Bruit</i> ( $pV/\sqrt{Hz}$ )	59	57.5	54.6
<i>SNR</i>	31.2	24.6	21.2
<i>Délectivité</i> ( $fT/\sqrt{Hz}$ )	0.032	0.046	0.047
<i>Bruit résiduel</i> ( $pV/\sqrt{Hz}$ )	180	130	100

*Tableau 12* : Le tableau résume les valeurs de plusieurs paramètres caractéristiques de l'ensemble de détection (antenne accordée + préamplificateur AD 8429) déduites des mesures en chambre blindée.



*Fig. 19* : Le spectre en bruit de la grande antenne prototype N° 3 en fonction de la fréquence + l'ajustement théorique. L'amplitude du signal a été normalisée. Mesures faites en chambre blindée bas bruit à l'aide du spectromètre Hewlett Packard Vector Analyzer 89410A DC-10 MHz.



Si on compare les valeurs de résistance mesurées avec l'analyseur de spectres et les valeurs obtenues avec le RLC-mètre (cf. *Tableau 10 et 12*) nous pouvons conclure qu'elles sont cohérentes. Les trois antennes prototypes N° 3 ont un bruit thermique et des résistances équivalentes  $R_{\text{eq}}$  très similaires.

En termes de rapport signal sur bruit, qui est un paramètre très déterminant pour l'efficacité de nos détecteurs, elles montrent des différences notables. Ainsi, la grande antenne a le meilleur SNR. Par ailleurs, on remarque que sa détectivité est la plus faible parmi les trois antennes, ce qui est aussi un paramètre important qui caractérise l'efficacité du capteur et est à prendre en compte dans le choix du design le plus adapté. Etant donné que la détectivité se caractérise comme le champ magnétique minimal qui doit être appliqué à un détecteur afin d'obtenir un rapport signal sur bruit égal à 1 sans moyenniser le signal, nous choisissons l'antenne de réception qui a la plus faible détectivité. En conséquence, l'antenne de grande taille se montre la plus adaptée pour une mesure corps entier sur notre installation d'IRM à très bas champ magnétique. Néanmoins, il est important de noter que si nous voulions faire une antenne spécifiquement pour l'imagerie du cerveau, l'antenne de petite taille serait le choix plus adapté en termes de facteur de remplissage.

A présent nous pouvons aussi comparer l'étude théorique avec nos résultats expérimentaux et évaluer son exactitude. Nos simulations montrent des valeurs de résistance par effet de proximité plus faible que les mesures, ainsi que des performances en termes de SNR différentes aux valeurs réelles. Néanmoins, le bruit de Nyquist calculé suit les tendances expérimentalement déduites et les valeurs restent cohérentes avec les mesures. Nous pouvons conclure que nos simulations ne sont pas parfaitement exactes mais donnent des prédictions assez justes et peuvent être utilisées comme une base pour le choix de design de nos antennes de réception. Il est important de noter que les écarts observés dans les calculs théoriques peuvent s'expliquer par le fait que :

1. La géométrie de l'antenne sur laquelle est basé le modèle théorique [78] correspond à un solénoïde carré et non pas une antenne carrée planaire.
2. Le fil conducteur dans nos simulations Pascal est considéré comme infiniment fin. Cela conduit à une sous-estimation de l'effet de proximité, surtout pour un petit espacement entre les tours (1 mm ou 2 mm). On ne calcule qu'une valeur moyennée, tandis que l'endroit qui génère le plus de pertes est notamment le côté du fil conducteur qui est situé le plus proche des fils adjacents, car l'effet de proximité ne se manifeste pas de manière homogène dans toute la section du fil. Pour avoir une représentation plus réaliste du phénomène, il est nécessaire de considérer donc toute l'épaisseur du conducteur.
3. Nous ne prenons en compte que l'antenne accordée dans nos simulations et ne considérons pas l'impact d'un éventuel couplage entre le préamplificateur et l'antenne accordée.

#### 4.2.1. Mesure du bruit ambiant

La mesure du bruit propre des antennes prototypes N° 3 faite en chambre blindée avec l'analyseur de spectre nous a permis aussi de connaître la valeur du bruit ambiant. Comme l'ajustement de la courbe expérimentale prend aussi en compte la valeur du bruit environnant (cf. *Eq.6*), nous avons estimé que sa valeur moyennée sur toutes les mesures de bruit en chambre

blindée est égale à  $137 \frac{pV}{\sqrt{Hz}}$ . En comparant cette valeur au bruit thermique des antennes qui varie entre 59 et  $55 \frac{pV}{\sqrt{Hz}}$  nous constatons que le bruit ambiant dans la chambre blindée est 2.5 fois supérieur et domine la mesure du signal. Il est important à noter que cette mesure a été faite dans un environnement à très bas bruit et donc le niveau de bruit dans la salle de l'IRM ou ailleurs serait beaucoup plus élevé. Ceci signifie qu'au cas où on travaillerait avec ce niveau de bruit ambiant ou supérieur, toute amélioration du design et de la performance de l'antenne n'amènerait aucune amélioration de la qualité d'image finale car la mesure du signal sera toujours limitée par le bruit externe. Afin de s'affranchir de cette limite il est impératif de trouver un mécanisme de soustraction du bruit ambiant de la mesure.

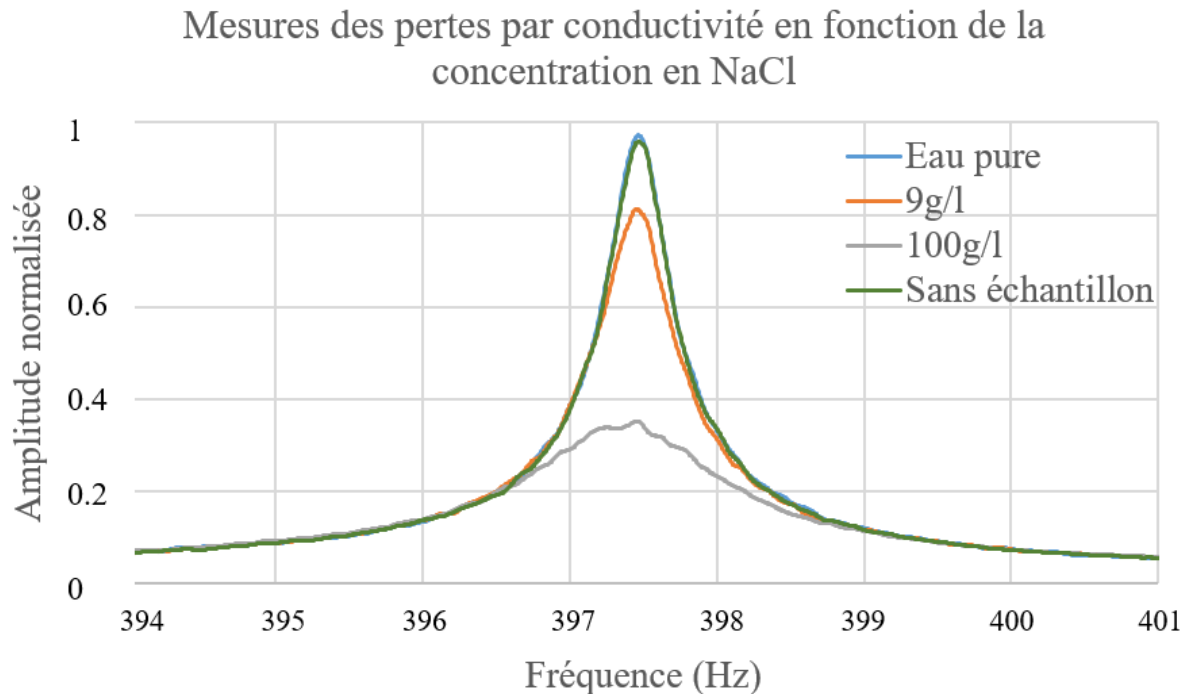
La limitation imposée par le niveau de bruit externe se reflète aussi sur le choix du design de l'antenne de détection. Effectivement, comme indiqué dans le *Tableau 12* l'antenne de grande taille mesure le plus de bruit. Ceci implique que si la soustraction du bruit ambiant de la mesure ne fonctionne pas cette taille de capteur n'est pas la plus adaptée. Il serait plus intéressant de travailler donc avec des antennes de petites tailles formant un réseau pour couvrir tout le champ de vue, qui mesureraient un niveau de bruit externe beaucoup plus petit. Ainsi, nous pouvons imaginer de travailler avec une/des antennes spécialisées pour l'imagerie cérébrale et une/des antennes pour l'imagerie du système digestif, ainsi minimisant le bruit détecté et en maximisant la couverture en imagerie de la zone cliniquement intéressante pour le diagnostic du bébé prématuré.

#### 4.2.2. Mesure du bruit du corps

Une autre mesure très importante que nous avons effectuée lors de notre étude expérimentale a été la mesure des pertes par conductivité introduites par le corps humain ou tout autre échantillon conducteur. Comme discuté auparavant, le corps humain contient des matériaux conducteurs (p.ex. des électrolytes dans le sang) qui provoque des pertes de puissance qu'on modélisent par un bruit thermique décrit par une résistance équivalente  $R_{corps}$  en série dans le circuit de notre antenne accordée. Cette résistance équivalente au bruit du corps est proportionnelle au volume de l'antenne  $V_{antenne}$  et au carré de la fréquence de résonance  $\omega_0^2$  :  $R_{corps} \propto V_{antenne} \omega_0^2$ . En général il est admis que ces pertes sont négligeables en IRM à très bas champ magnétique, étant donné que la fréquence de résonance est beaucoup plus faible qu'en IRM à haut champ où le bruit du corps peut devenir très limitant. Néanmoins, nous visons une optimisation maximale de notre capteur, donc nous avons cherché à quantifier ces pertes afin de réfuter ou non cette hypothèse. Par ailleurs, la mesure du bruit thermique et de  $R_{corps}$  correspondante présente un grand intérêt pour nous car cette valeur représente le seuil minimal de bruit atteignable dans notre mesure de signal IRM à 330 kHz si tout autre aspect de l'installation est optimisé et le bruit environnant en  $1/f$  est éliminé.

Dans un premier temps, nous avons étudié les pertes dans des fantômes conductifs. Nous avons préparé trois solutions de conductivité  $\sigma$  différente de volume d'1 L. La première solution est de l'eau pure. La deuxième solution contient 9 g/L de chlorure de sodium (NaCl) et est donc de la solution physiologique qui se rapproche le plus à la concentration naturelle de sel dans le corps humain. La troisième solution contient 100 g/L de NaCl. La mesure de la résistance effective  $R_{solution}$  que chacune des solutions introduit dans le circuit est faite aussi dans la chambre blindée à l'aide de l'analyseur de spectre. Les solutions sont placées sur l'antenne de réception de taille moyenne et nous reproduisons le même protocole de mesure et d'ajustement

théorique que celui utilisé lors de la mesure du bruit propre des antennes prototype № 3. Nous en déduisons la valeur correspondante de  $R_{solution}$  (cf. *Tableau 13*). Sur la *Fig. 18* nous avons tracé les spectres de bruit des trois solutions, ainsi que la mesure à vide où aucun échantillon n'est présent, qui est donc une mesure du bruit intrinsèque de l'antenne.



*Fig. 20* : Les spectres des trois solutions salines de concentration différente de NaCl. Nous constatons que la conductivité des matériaux provoque des pertes, même à bas champ magnétique, qui dépendent de la conductivité des solutions signal (eau) > signal (9 g/L) > signal (100 g/L).

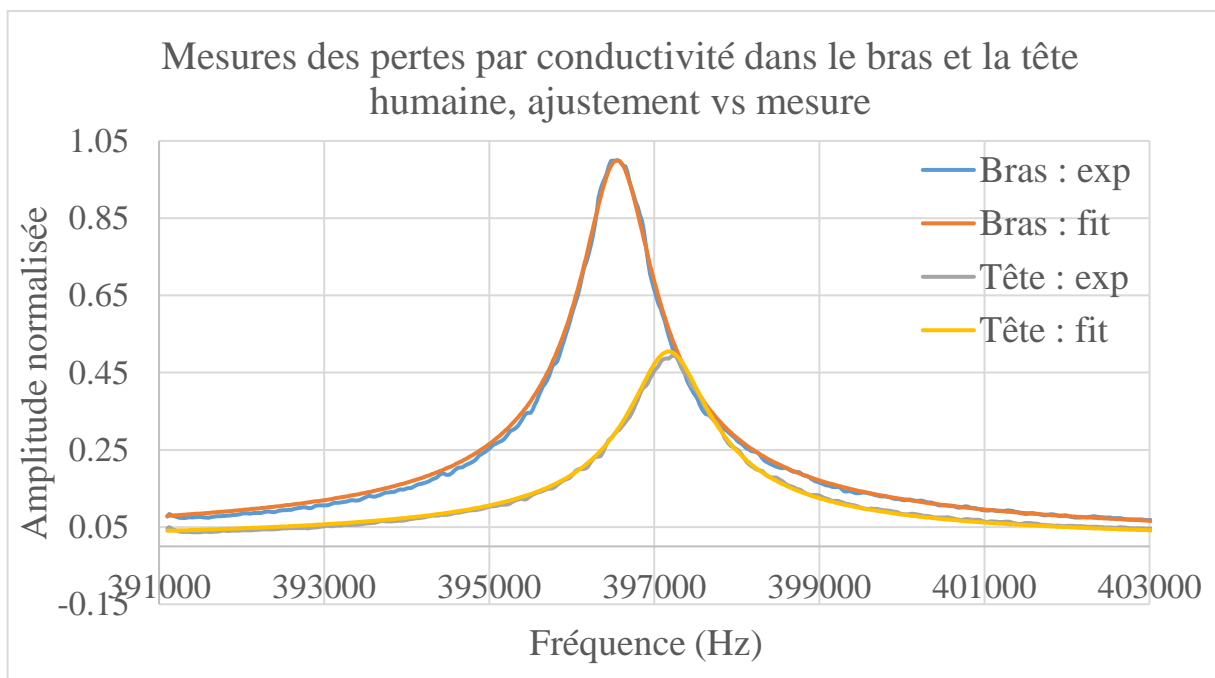
	<i>Eau pure</i>	<i>Solution 9g/L</i>	<i>Solution 100 g/L</i>
<b>Température (°C)</b>	20.3	20.3	19.6
<b>Conductivité <math>\sigma</math> (mS)</b>	0.015	12.55	102.95
<b><math>R_{solution}(\Omega)</math></b>	0	0.14	0.30

*Tableau 13* : Tableau présentant la conductivité en fonction de la température des trois solutions : l'eau pure, eau + 9g/L NaCl et eau + 100 g/L NaCl, ainsi que leur résistance effective  $R_{solution}$  due à leur conductivité.

Premièrement nous déduisons que l'eau pure ne provoque pas de pertes énergétiques car son spectre est identique à celui de la mesure à vide, ce qui est le résultat attendu étant donné que sa conductivité est proche de 0 mS. Deuxièmement nous constatons que les solutions de 9 g/L et de 100 g/L provoquent effectivement des pertes qui se traduisent par une augmentation du bruit et de la résistance équivalente  $R_{solution}$ , déduits grâce à l'ajustement théorique. Nous

concluons que les échantillons provoquent des pertes mesurables même à très bas champ magnétique et elles augmentent proportionnellement à la conductivité de la solution.

Dans la continuité de ces mesures nous avons conduit des tests sur des volontaires. Plusieurs sujets ont participé en positionnant leurs têtes et/ou bras sur l'antenne de réception moyenne placée dans la chambre blindée. Le protocole de mesure a été strictement identique à celui utilisé avec les solutions salines. Nous avons mesuré la densité spectrale de bruit à l'aide de l'analyseur de spectres et nous en avons déduit le bruit thermique du corps et la résistance effective  $R_{corps}$  correspondante à l'aide de l'ajustement théorique de la courbe expérimentale (cf. Fig.19). Les valeurs moyennées de  $R_{corps}$  et du bruit équivalent sont résumés dans le *Tableau 14*.



*Fig. 21* : Spectres correspondants aux mesures des pertes par conductivité dans le bras et la tête humains. Nous avons appliqué un ajustement théorique sur les courbes expérimentales afin d'en déduire la résistance équivalente décrivant le bruit du corps humain. Nous observons un décalage en fréquence pour la courbe expérimentale correspondant à la tête qui est provoqué par un effet capacitif.

	<i>Tête</i>	<i>Bras</i>
$R_{corps}(m\Omega)$	60	45
$Bruit (\frac{fT}{\sqrt{Hz}})$	0.016	0.015

*Tableau 14* : Résultats des mesures de la résistance effective  $R_{corps}$  et du bruit introduit par le bras et la tête humains. Les valeurs sont moyennées sur tous les sujets participants.

Les pertes de puissance dans le corps humain sont donc modélisées par un bruit équivalent de  $0.015 fT/\sqrt{Hz}$ , soit une résistance équivalente moyenne de  $R_{corps} \approx 50 m\Omega$ . La solution

physiologique de 9 g/L introduit environ 2 fois plus de bruit, mais pourrait être utilisée comme fantôme représentatif de ces pertes par conduction, car la différence constatée pourrait s'expliquer par la différence de volume des deux échantillons. Par ailleurs le shift fréquentiel et la différence importante en amplitude sur les courbes expérimentales de la densité spectrale de bruit du bras et de la tête (Fig.21) s'explique par le fait qu'un couplage capacitif se forme entre l'antenne de réception et la partie du corps. Ce dernier agit comme une antenne qui réémet une partie du signal et provoque donc des pertes plus ou moins importantes en fonction de la partie du corps étudié.

En comparant la valeur du bruit du corps au bruit intrinsèque de l'antenne de réception nous constatons que ce dernier est d'environ 4 fois supérieur. Ceci implique que la performance du capteur limite toujours notre mesure. Idéalement le design de l'antenne devrait être optimisé de sorte que son bruit de Nyquist soit équivalent, voire inférieur, au bruit du corps humain afin qu'on atteigne la limite absolue de mesure. Par ailleurs, cette différence de bruit n'est pas si importante et donc les pertes de puissance provoquées par le corps humain doivent être prises en compte même en IRM à très bas champ magnétique. Finalement, il serait intéressant de mentionner que la mesure du bruit du corps humain à 8 mT est un résultat significatif car cette mesure reste très peu connue dans la littérature.

Ainsi, nous avons caractérisé toutes les pertes présentes dans notre chaîne de détection et nous sommes capables de donner la résistance totale effective de nos antennes prototypes N° 3.

	<i>Grande antenne</i>	<i>Moyenne antenne</i>	<i>Petite antenne</i>
$R_{antenne}^{non-accordée} (\Omega)$	0.138	0.130	0.092
$R_{antenne}^{accordée} (\Omega)$	0.21	0.20	0.18
$R_{C_{accord}} (\Omega)$	0.003	0.05	0.02
$R_{corps} (\Omega)$	0.06	0.06	0.06
$R_{tot} (\Omega)$	0.225	0.215	0.195

$$\text{Bruit ambiant résiduel dans la chambre blindée} = 137 \frac{pV}{\sqrt{Hz}}$$

Tableau 15 : Résumé des mesures de résistance effective totale des trois antennes prototypes N° 3.

Les prototypes d'antennes N° 3 ont été conçus dans le but d'étudier l'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la taille du capteur. Nous avons conduit une étude théorique, ainsi qu'une étude expérimentale dont les résultats sont en accord. Ils montrent que le design optimisé d'une antenne corps entier aurait un nombre de tours maximisé par rapport à la taille du support tout en gardant la distance de séparation suffisante entre les fils adjacents pour minimiser l'effet de proximité. Dans la suite nous testerons donc une antenne de grande taille ( $28.5 \times 18 \text{ cm}^2$ ) avec 20 tours de fils de Litz et une distance de séparation de 3 mm entre chaque tour. Un pas très important qui a été franchi lors de cette série de tests a été la mesure du bruit introduit par le corps humain dû à la conductivité des tissus :  $0.015 \frac{fT}{\sqrt{Hz}}$ . Il est décrit par une résistance équivalente  $R_{corps} \approx 52 \text{ m}\Omega$ . Cette valeur nous renseigne sur le seuil minimal de bruit atteignable sur une installation d'IRM de 8 mT avec une chaîne détection optimisée. Par ailleurs, nous avons mesuré aussi le bruit ambiant dans la salle blindée de notre laboratoire. Nous avons constaté que le niveau du bruit, même dans cet environnement bas bruit, dépasse

d'environ 2.5 fois le bruit propre de l'antenne de détection. Si aucun mécanisme de soustraction du bruit externe n'est mis en place, l'optimisation du détecteur n'améliorerait pas le rapport signal sur bruit et la qualité de l'image finale car la mesure serait limitée par le bruit ambiant. Ceci présente donc une des tâches à explorer dans la suite dont le succès peut influencer le choix de la taille de l'antenne de réception.

## 5. [Les quatrièmes prototypes d'antenne de réception](#)

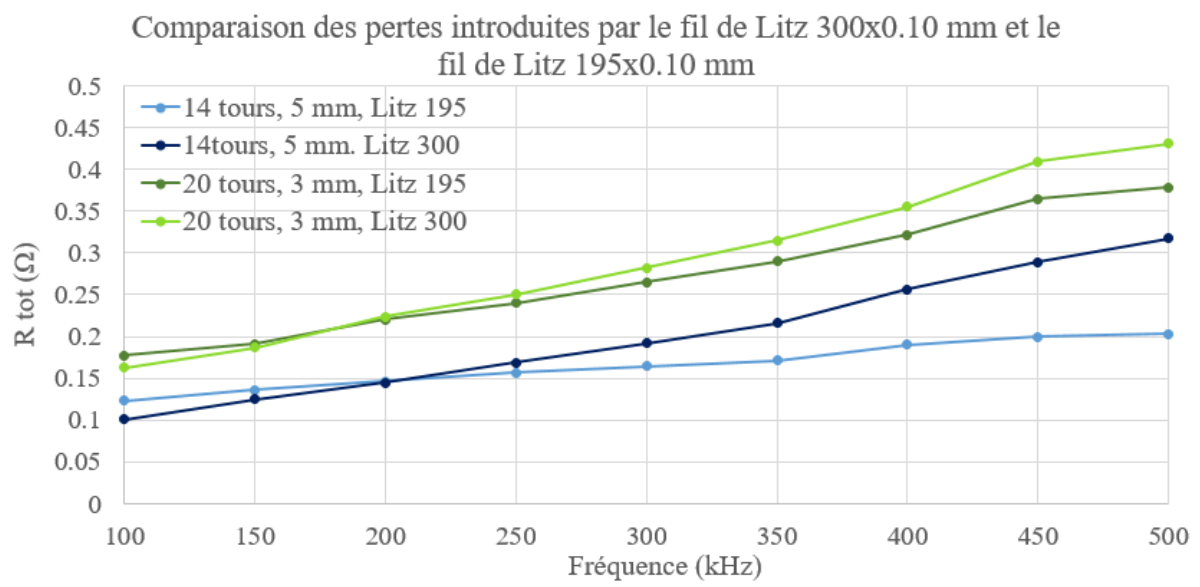
À la suite des études théorique et expérimentale conduites sur les prototypes d'antennes N° 3, nous avons jugé la grande taille de détecteur avec 20 tours espacés de 3 mm comme le design d'antenne corps-entier le plus prometteur. Cette décision a été basée sur les mesures qui montrent que les trois tailles d'antennes ont des résistances totales  $R_{TOT}$  assez proche, mais un SNR qui diminue avec la diminution de la taille du détecteur. Dans cette quatrième série de tests sur les antennes de réception nous allons évaluer la performance de ce design de détecteur, mais aussi revenir sur des questions discutées au début de ce chapitre qui n'ont pas été étudiées suffisamment en détail, comme la comparaison du fil de Litz 195 x 0.10 mm et le fil de Litz 300 x 0.10 mm, ou encore la différence entre la configuration monocouche et bicouche. Finalement nous avons étudié des mécanismes de soustraction du bruit ambiant du signal acquis.

### 5.1. [Comparaison de la performance du fil de Litz 195 x 0.10 mm et le fil de Litz 300 x 0.10 mm](#)

Dans la continuité de nos tests sur les premiers prototypes d'antennes nous avons décidé de faire une comparaison plus détaillée de la performance des deux types de fils de Litz 300 x 0.10 mm et 195 x 0.10 mm. Cette étude est d'autant plus importante que, comme discuté précédemment, les pertes par effet de proximité du fil de Litz augmentent avec la fréquence et peuvent même dépasser les pertes par résistivité d'un conducteur solide. Ceci implique qu'il existe une gamme optimale de fréquences pour un type donné de fil de Litz, dans laquelle les pertes sont inférieures à celles d'un conducteur solide. Au-delà de cette plage fréquentielle, l'utilisation du fil de Litz peut même avoir des effets négatifs. Le choix correct du diamètre et du nombre de brins est donc un élément important à prendre en considération pour une application donnée.

Le fil de Litz doit sa performance à son architecture unique où le conducteur est divisé en plusieurs brins plus fins isolés les uns des autres, ainsi diminuant significativement l'effet de peau. Par ailleurs, chaque brin occupe quasi toutes les positions dans le câble, ce qui égalise la distribution du flux et des réactances des brins individuels et le courant se propage donc quasi uniformément. Afin de choisir parmi les deux types de fil de Litz, il serait intéressant de regarder plus en détail comment les différentes caractéristiques du fil influencent les différents termes de résistance qui résument les pertes dans le conducteur :  $R_{Litz} = R_{DC} + R_{AC} = R_{DC} + R_{peau} + R_{proxi}$ . La résistance  $R_{DC}$  diminue avec l'augmentation de la section du fil de Litz, ou plus précisément avec l'augmentation du nombre de brins. Au contraire, cette augmentation du nombre de brins fait augmenter la résistance  $R_{proxi}$  via l'effet de proximité externe (entre fils adjacents) mais aussi l'effet de proximité interne (entre les brins adjacents). Finalement, le rayon du brin individuel influence les pertes par effet de peau et il est préférable de travailler avec un rayon plus petit.

Etant donné qu'il n'est pas toujours évident de discerner quel type de fil de Litz serait le plus adapté pour le travail à une fréquence donnée, nous avons conduit une série de tests avec deux designs d'antennes différentes où l'espacement entre les fils adjacents n'est pas le même. Tout d'abord, nous avons utilisé le support de grande taille de la série de prototypes № 3, notamment  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$  avec 14 tours séparés de 5 mm pour l'embobiner consécutivement avec les deux types de fil de Litz. Les mesures de résistance ( $R_{TOT}^{non-accordée}$  et  $R_{DC}$ ) et d'inductance des deux antennes non-accordées ont été faites avec le RLC-mètre sur une plage de fréquence de 100 kHz à 500 kHz. Ensuite, nous avons accordé les deux détecteurs à 400 kHz et avons mesuré la densité spectrale de bruit à l'aide de l'analyseur de spectre. En utilisant la même méthode d'analyse à travers l'ajustement théorique, nous avons déduit la résistance totale équivalente, ainsi que le SNR et la détectivité de chacune des antennes. Nous avons répété exactement les mêmes mesures sur les nouveaux prototypes d'antennes № 4 : supports de grande taille  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$  avec 20 tours séparés de 3 mm (cf. Fig.22 et Tableau 16).



*Fig.22* : Comparaison des pertes engendrées par deux types de fil de Litz différents 300x0.10 mm et 195x0.10 mm en fonction de la fréquence. Mesure faite avec un RLC-mètre pour l'antenne non-accordée.

	$R_{DC}$ (Ω)	$R_{AC}$ (Ω)
<b>Litz 300</b>	0.088	0.186
<b>Litz 195</b>	0.126	0.080

Antenne 14 tours, 5mm

	$R_{DC}$ (Ω)	$R_{AC}$ (Ω)
<b>Litz 300</b>	0.115	0.265
<b>Litz 195</b>	0.172	0.167

Antenne 20 tours, 3 mm

	SNR	$D^*$ (fT)
<b>Litz 300</b>	11.9	0.084
<b>Litz 195</b>	12.7	0.078

Antenne 14 tours, 5 mm

	SNR	$D^*$ (fT)
<b>Litz 300</b>	14.1	0.071
<b>Litz 195</b>	14.9	0.067

Antenne 20 tours, 3 mm

*Tableau 16* : Comparaison des caractéristiques expérimentales des deux fils de Litz pour deux designs d'antenne différents : 20 tours et 3 mm et 14 tours et 5 mm.



En analysant les résultats expérimentaux, nous observons une différence de la résistance électrique  $R_{DC}$  des deux types de fils de Litz :  $R_{DC}^{300} < R_{DC}^{195}$  ce qui est cohérent étant donné que le fil de Litz 300 x 0.10 mm a une plus grande section :  $s_{Litz\ 300} = 2.32$  mm vs  $s_{Litz\ 195} = 1.53$  mm. En ce qui concerne la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  nous observons la tendance inverse, notamment  $R_{AC}$  (Litz 195) qui est significativement inférieure à la valeur de  $R_{AC}$  (Litz 300).

En termes de performance des antennes, nous remarquons que la détectivité et le SNR sont quasi équivalents pour les deux types de fil de Litz. Comme nous cherchons surtout à maximiser le SNR même si cela peut provoquer une augmentation des pertes, nous concluons que les deux types de fils offrent des performances très semblables et peuvent être interchangeables lors de la conception d'antennes de réception pour  $f=330$  kHz. Par ailleurs, il est important de noter que si le but est de construire un circuit électrique accordé à très haut facteur de qualité, il serait alors nécessaire de modifier le choix de fil de Litz en ajustant le nombre et le diamètre des brins. Par ailleurs, ce choix de fil dépend grandement de la fréquence de travail, car la performance du Litz 195 et du Litz 300 est assez semblable à 330 kHz, mais avec l'augmentation de la fréquence nous remarquons que la différence des pertes engendrées par les deux fils devient notable, comme en illustre la courbe expérimentale de la *Fig.22*.

Finalement nous pouvons comparer la performance des prototypes d'antennes N° 4 en fil de Litz 195 x 0.10 mm (20 tours, 3 mm d'espacement) et la grande antenne des prototypes N° 3 (14 tours, 5 mm d'espacement) en étudiant les résultats du *Tableau 16 et 12*. Pour rappel, en se basant sur notre étude théorique et expérimentale nous avons conclu que si on augmentait le nombre de fil et diminuait la distance d'espacement, on augmenterait les pertes, mais aussi le signal mesuré et idéalement on observerait une augmentation du SNR. Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie et donc le SNR et la détectivité du prototype N° 4 sont meilleurs, mais on peut encore optimiser davantage le design du détecteur.

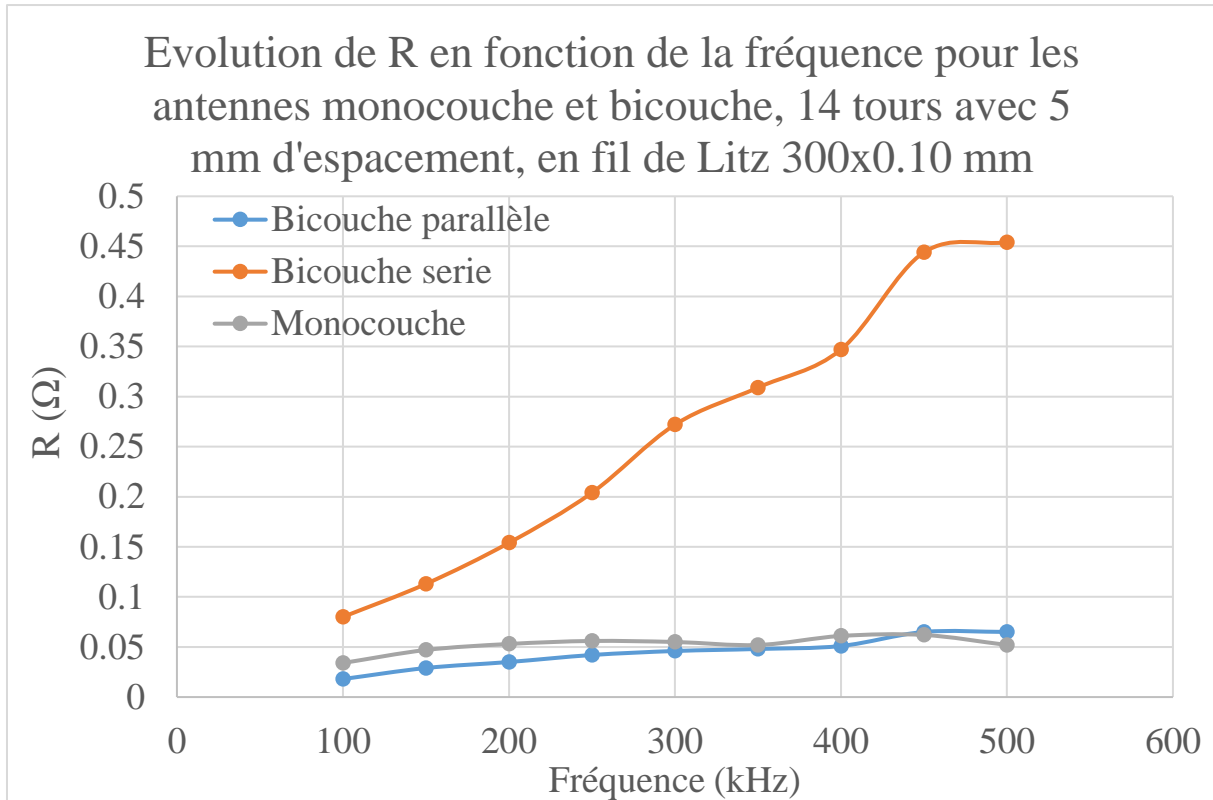
## 5.2. Comparaison du design monocouche et bicouche

Inspirés de nos premières mesures sur les prototypes d'antennes N° 2, nous avons décidé de comparer la performance de la configuration monocouche et bicouche, mais cette fois-ci en utilisant le fil de Litz 300 x 0.10 mm. Nous avons utilisé un support de taille  $28.5 \times 18.5$  cm<sup>2</sup> avec 14 tours et 5 mm de distance de séparation entre les fils conducteurs adjacents (prototype N° 3). Nous avons aussi assemblé une antenne bicouche ayant le même design, mais qui a 28 tours au total, connectés soit en parallèle, soit en série, afin d'étudier leur différence de performance. A l'aide du RLC-mètre nous avons mesuré la résistance et l'inductance du circuit non-accordé et nous avons utilisé l'analyseur de spectre pour obtenir la densité spectrale de bruit pour les antennes accordées (cf. *Tableau 17*).

	$L$ ( $\mu H$ )	$R_{TOT}^{non-accordée}$ ( $\Omega$ )	$R_{AC}$ ( $\Omega$ ) à 400 kHz	$R_{DC}$ ( $\Omega$ )	$R_{TOT}^{accordée}$ ( $\Omega$ )	Signal ( $\mu V$ )	SNR	$D^*($ $fT/\sqrt{Hz})$
<b>Monocouche</b>	41.1	0.206	0.118	0.08	0.265	0.305	11.9	0.084
<b>Bicouche parallèle</b>	38.4	0.156	0.102	0.05	0.17	0.458	18.2	0.055
<b>Bicouche série</b>	158	0.628	0.472	0.15	0.7	0.974	18.4	0.054



**Tableau 17 :** Comparaison des caractéristiques expérimentales des antennes monocouche et bicouche (connectées en parallèle ou en série) de taille  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$  avec 14 tours et 5 mm d'espacement entre les fils, embobinées en fil de Litz 300 x 0.10 mm.  $L$ ,  $R_{AC}$ ,  $R_{DC}$ ,  $R_{TOT}^{accordée}$  et  $R_{TOT}^{non-accordée}$  ont été mesurés avec le RLC-mètre et le signal S, le SNR et la détectivité D ont été déduits à partir des mesures faites avec l'analyseur de spectre.



**Fig. 23 :** Evolution de la résistance en fonction de la fréquence (de 100 kHz à 500 kHz) des antennes bicouches en série et en parallèle, et de l'antenne monocouche, de taille  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$ , avec 14 tours, 5 mm d'espacement entre les fils et en fil de Litz 300 x 0.10 mm.

Sur la Fig.23 nous constatons que l'antenne monocouche et l'antenne bicouche connectée en parallèle présentent un comportement similaire en termes de résistance, contrairement à l'antenne bicouche en série dont la résistance est significativement plus élevée que celle des deux autres antennes. Les valeurs de l'inductance et de la résistance totale effective des antennes bicouches sont expliquées par les lois d'associations d'éléments passifs en parallèle/en série et sont en accord avec la théorie. Or, en termes de détectivité et de rapport signal sur bruit les deux antennes bicouches sont très proches, et sont même plus performantes que l'antenne monocouche ayant le même design (cf. *Tableau 17*). Dans le cas de l'antenne bicouche en série même si la résistance effective totale, et donc le bruit propre de l'antenne, sont élevés, elle détecte 50 % de signal en plus comparé aux détecteurs monocouche et bicouche en parallèle. L'antenne bicouche en parallèle détecte légèrement plus de signal que l'antenne monocouche (33 %), mais en plus de cela sa résistance totale effective est inférieure de 64 %, ce qui résulte

en une amélioration considérable du SNR et de la détectivité. Nous en déduisons que les antennes bicouches en parallèle ou en série ont des performances équivalentes à 330 kHz et proposent un meilleur SNR et détectivité que l'antenne monocouche.

A la base des résultats de toute cette étude théorique et expérimentale nous concluons que le design d'antenne corps-entier qui proposerait la meilleure performance à 330 kHz à ce stade-là serait une antenne bicouche avec 20 tours en fil de Litz de chaque côté du support séparés de 3 mm. Dans la suite de ce projet le travail d'optimisation du capteur se poursuivra et son design est susceptible de changer.

### 5.3. Soustraction du bruit environnant

Nous avons créé les prototypes d'antenne de réception N° 4 dans le but de caractériser expérimentalement ce design final à travers la mesure du SNR et de la détectivité, ainsi que de faire une comparaison plus détaillée entre le design monocouche et bicouche discutés au début de ce chapitre. Une autre difficulté expérimentale qui a été relevée lors des derniers tests a été la nécessité de soustraire le bruit ambiant du signal mesuré. Dans un premier temps nous avons décidé de tester un mécanisme de soustraction facile basé sur la détection simultanée avec deux antennes strictement identiques. Une des antennes mesurerait le signal de l'échantillon plus le bruit de fond, tandis que l'autre mesurerait seulement le bruit de fond qui serait soustrait par la suite du signal acquis. Hypothétiquement les deux capteurs étant identiques et placés dans le même environnement, ils sont censés mesurer le même niveau de bruit moyenné, ce qui permettrait sa soustraction de la mesure.

Pour cette série de tests nous avons utilisé deux antennes prototype N° 4 de dimensions  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$ , avec 20 tours en fil de Litz  $300 \times 0.10 \text{ mm}$  séparés de 3 mm entre deux tours adjacents. A l'aide du RLC-mètre nous avons mesuré les paramètres des deux antennes non-accordées qui sont présentés dans le *Tableau 18*. Nous observons de petites différences de l'inductance et de la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  qui ne devraient pas gêner la mesure.

	$L$ ( $\mu\text{H}$ )	$R_{DC}$ ( $\Omega$ )	$R_{AC}$ ( $\Omega$ ) à 400 kHz	$Q$
<i>Antenne 1</i>	82.29	0.106	0.301	685
<i>Antenne 2</i>	82.04	0.106	0.285	720

*Tableau 18* : Paramètres caractéristiques des deux antennes prototype N° 4 qui sont identiques et utilisées pour les tests de soustraction de bruit.

Les antennes ont été accordées par la suite à 400 kHz en utilisant exactement les mêmes condensateurs d'accord en polypropylène pour les deux. Ainsi leur résistance totale après l'accord augmente d'environ  $50 \text{ m}\Omega$ , donc  $R_{TOT} = 0.452 \Omega$ . Chacune des antennes a été connectée à son propre préamplificateur (AD 8429). Nous avons procédé aux tests de soustraction de bruit en positionnant les antennes dans le même plan de mesure. Le fantôme du bébé prématuré à l'eau dopé (cf. *Fig. 7*) a été placé sur l'Antenne 1, tandis que l'Antenne 2 a été utilisée pour la mesure du bruit environnant. A l'aide d'un oscilloscope nous avons visualisé les signaux en sortie des capteurs. Nous avons rencontré un problème majeur car les deux antennes ne détectaient pas le même signal et nous avons observés l'apparition de pics aléatoires

superposés au bruit mesuré. Le bruit mesuré avec deux antennes strictement identiques avait une corrélation nulle et nous avons constaté que le préamplificateur réinjectait du bruit de courant dans la chaîne de détection qui était supérieur au bruit même de l'antenne. Ceci a rendu la soustraction du bruit ambiant avec ce type de préamplificateur impossible et surtout nous avons compris que toutes les données expérimentales sur la performance de nos antennes accordées ont été limitées par le préamplificateur. Ce résultat est cohérent car les facteurs de qualité théoriques prédit par nos calculs étaient autour de 1000 (comme présenté en début de chapitre) tandis que le  $Q_{\text{expérimental}}$  maximal qui a été mesuré avec l'antenne accordée la plus optimisée n'a jamais dépassé 500.

Nous avons donc décidé de remplacer le préamplificateur AD 8429 par un tout nouveau modèle de préamplificateur bas bruit afin de pouvoir mesurer les vraies caractéristiques intrinsèques de nos détecteurs, mais aussi pour essayer de réaliser une soustraction du bruit du signal mesuré.

Au moment de l'écriture de ce manuscrit nous n'avons pas fait d'autre progrès important sur la soustraction du bruit du signal mesuré qui mériterait d'être présenté.

## 6. Les préamplificateurs

L'utilisation d'un préamplificateur dans la chaîne de détection de notre installation d'IRM est obligatoire étant donné que le signal en sortie de l'antenne de réception est très faible. Nous avons besoin d'un préamplificateur bas-bruit afin d'augmenter le niveau du signal et l'adapter pour le traitement ultérieur sans provoquer de détérioration significative du rapport signal sur bruit. L'entrée du préamplificateur étant le premier étage de la chaîne de transmission du signal, il est primordial de choisir un modèle qui introduira le moins de bruit supplémentaire possible.

Lors du travail d'optimisation de l'antenne de réception, présenté dans ce chapitre, nous avons fait des mesures de densité spectrale de bruit en chambre blindée afin d'évaluer la performance du détecteur tel qu'il sera utilisé pour la mesure de signal IRM. Pour ceci nous avons toujours connecté le même modèle de préamplificateur AD 8429 directement en sortie de l'antenne accordée. Ainsi les résistances déduites à l'aide des ajustements théoriques des spectres de densité de bruit faits en chambre blindée contenaient déjà la résistance équivalente au bruit thermique du circuit accordé mais prenait aussi en compte le bruit rajouté par le préamplificateur.

Le bruit du préamplificateur peut être modélisé par des générateurs de bruit en tension et en courant indépendants :  $V_n$  et  $I_n$ . Le bruit total en sortie s'exprime donc comme :

---

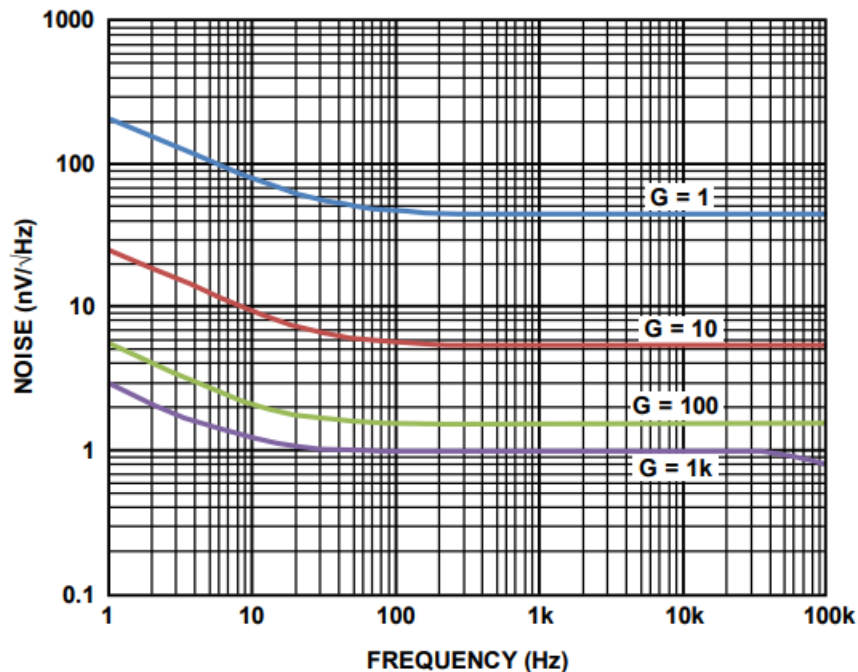

$$V_{out} = G\sqrt{V_s^2 + V_n^2 + (ZI_n)^2} \quad \text{Eq. 9}$$


---

où  $G$  est le gain du préamplificateur,  $Z$  - l'impédance de l'antenne de réception et  $V_s$  le bruit de l'antenne accordée généré par la partie résistive de  $Z$ .

Le bruit en tension  $V_n$  du premier modèle de préamplificateur utilisé (AD 8429) est faible, notamment entre  $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $45 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  en fonction du gain, d'après sa fiche technique (cf. Fig.24 ; Réf. [80]). En revanche, le bruit en courant  $I_n$  est élevé et est injecté dans le signal

acquis par l'antenne, comme nous avons constaté pendant les premiers tests de soustraction du bruit du signal mesuré. Il s'est avéré donc nécessaire de changer le préamplificateur AD 8429. Nous devons trouver un nouveau modèle de préamplificateur compatible avec la mesure de signal IRM à bas champ magnétique et dont le bruit total  $V_{out}$  est bien inférieur au précédent modèle (AD 8429).

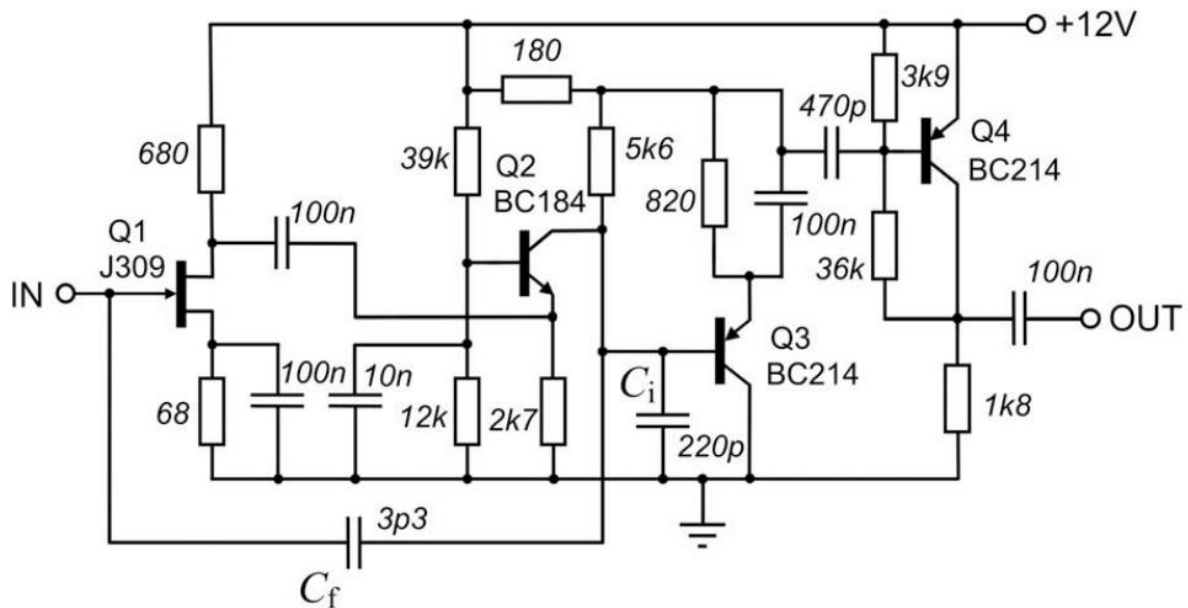


*Fig. 24* : Densité spectrale du bruit  $V_{out}$  en fonction de la fréquence et du gain pour le préamplificateur AD 8429. *Source Réf. [80]*.

Le design du circuit électrique du prochain modèle de préamplificateur bas bruit que nous avons utilisé a été basé sur la Réf. [81]. D'après les auteurs de l'article, son bruit en tension  $V_n$  est égal à  $1.25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  et le bruit en courant  $I_n$  est estimé être entre  $22 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$  et  $51 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Par ailleurs, le design de ce préamplificateur adresse aussi un autre problème – l'incompatibilité de la bande passante de l'antenne accordée (déterminée par son facteur de qualité  $\Delta f_{antenne} = \frac{f_0}{Q}$ ) et la bande passante d'acquisition de l'IRM  $\Delta f_{acq}$  (pour une séquence écho de spin sur notre installation d'IRM  $\Delta f_{acq} = 2 \text{ kHz}$ ). Ceci implique que toute antenne ayant un facteur de qualité  $Q > 160$ , est sujette à une discordance des deux bandes passantes, ce qui résulte à des variations d'intensité indésirables sur l'image acquise. Grâce à une boucle rétroactive positive le préamplificateur résout le problème en appliquant un dumping actif, donc une baisse du facteur de qualité à la résonance de l'antenne afin d'adapter sa bande passante  $\Delta f_{antenne}$ . En théorie il est possible de renvoyer une partie du signal de sortie inversé pour assurer le dumping actif sans provoquer une augmentation du bruit intrinsèque du préamplificateur tant que la boucle rétroactive n'introduit elle-même aucun bruit supplémentaire. Pour cette raison il est impossible d'utiliser une résistance pour augmenter la bande passante de l'antenne. Dans ce modèle de préamplificateur les auteurs ont décidé de connecter un condensateur  $C_f$  et ainsi la boucle rétroactive agit comme une résistance en parallèle avec l'entrée du préamplificateur qui

n'introduit pas de bruit tant que  $\tau \gg 1/\omega$  où  $\tau$  est la constante d'intégration temporelle (cf. Fig.25) [81].



*Fig. 25* : Représentation schématique du circuit électrique du préamplificateur bas bruit de la Réf. 81 avec une boucle rétroactive assurée par  $C_f$ . Source : Réf. [81].

Tout le travail d'adaptation du design du préamplificateur à la fréquence de résonance de notre installation d'IRM et sa fabrication a été réalisé par Jean-François Theresine en alternance au LNO au sein de notre équipe. Des tests de ce nouveau modèle de préamplificateur connecté à de différentes antennes ont été conduit afin d'évaluer sa performance. Les résultats ont été très satisfaisants car le préamplificateur n'injecte plus de bruit en courant dans le signal mesuré et ainsi la performance de l'antenne n'est plus limitée. En outre, le dumping actif fonctionne correctement. Avec des condensateurs  $C_f$  entre 2 pF et 3 pF, le facteur de qualité  $Q$  à la résonance diminue jusqu'à 100 à 150 afin d'adapter la bande passante de l'antenne à la bande passante d'acquisition et éviter des troncatures du signal acquis. Nous avons expérimentalement déduit que pour un condensateur  $C_f = 1.5 \text{ pF}$ , on obtient la meilleure performance de la boucle rétroactive.

Après avoir prouvé l'efficacité de ce second modèle du préamplificateur à boucle rétroactive, on a modifié certains composants du circuit électrique de base afin d'optimiser au maximum la chaîne de détection, ainsi obtenant la troisième et dernière version du préamplificateur. Ce travail a été effectué par Simon Jollet qui a été en stage au sein de notre équipe. Ainsi, dans le premier étage d'amplification (cf. Fig.25), le JFET Q1 J309, a été changé avec un autre modèle de JFET qui permet une diminution du bruit en tension  $V_n$  du préamplificateur d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Par ailleurs, nous avons constaté un couplage entre la source (l'antenne accordée) et la sortie du préamplificateur qui provoquait une instabilité du circuit électrique du préamplificateur qui se traduisait par des oscillations. Pour résoudre ce problème le deuxième étage d'amplification a été remplacé par un préamplificateur opérationnel. En outre, afin de découpler davantage

l'entrée et la sortie du préamplificateur, le premier étage d'amplification (le JFET Q1) et le deuxième étage d'amplification (le préamplificateur opérationnel) ont été placés dans des boîtiers en cuivre épais afin de les isoler. Pour éviter tout couplage, nous avons décidé de toujours éloigner le préamplificateur à une distance de 50 cm de l'antenne lors des mesures.

Après avoir choisi un préamplificateur répondant aux critères de notre installation d'IRM à très bas champ magnétique qui ne limite pas la performance de nos antennes accordées, nous avons commencé à remesurer certains de leurs caractéristiques (rapport signal sur bruit, facteur de qualité, résistance totale effective, détectivité, etc.). Ces mesures ont été aussi effectuées par Simon Jollet dans le cadre de son stage, en respectant le même protocole de travail que nous avons utilisé lors des mesures en salle blindée avec l'analyseur de spectre, présenté dans ce chapitre. A ce stade de l'étude, nous venons d'obtenir les premiers résultats qui sont très encourageants. Nous en déduisons, grâce à l'ajustement théorique, que le facteur de qualité a augmenté significativement ( $Q=800$ ) car la performance de l'antenne n'est plus limitée par celle du préamplificateur. La détectivité du prototype N° 4 (antenne monocouche, 20 tours espacés de 3 mm) est  $D^* = 0.04 fT/\sqrt{Hz}$ .

Après avoir eu la confirmation expérimentale de l'efficacité de cette dernière version de la chaîne de détection (antenne optimisée prototype N° 4 + préamplificateur prototype N° 3), nous envisageons de refaire les mesures complètes des paramètres intrinsèques de nos antennes afin de cataloguer leur performance et prévoir des optimisations éventuelles en fonction des applications particulières. Néanmoins, il est important de mentionner que la mesure reste limitée par le bruit ambiant et tant qu'il n'est pas éliminé nous obtiendrons le même résultat final peu importe le type d'antenne de détection utilisé.

## Imagerie 2D/3D

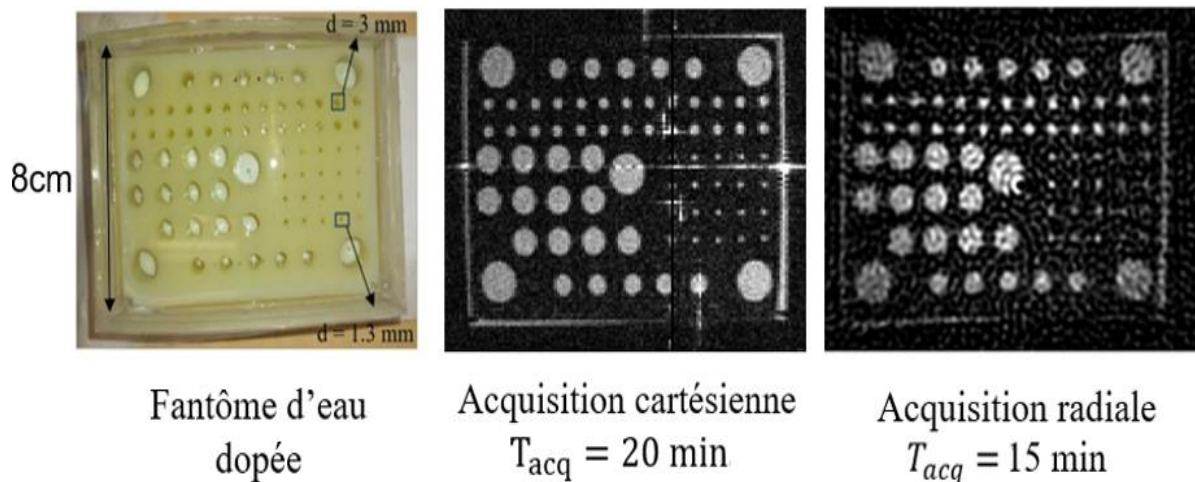
Après avoir optimisé la chaîne de détection et une fois que notre IRM à 8 mT était opérationnelle, dans un premier temps nous avons acquis des images 2D. Le fantôme utilisé pour l'acquisition est une boîte plastique rectangulaire de dimensions  $13 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ , remplie d'eau dopée au Ni(II)Cl où nous avons placé un support à trous de tailles de diamètre différentes, qui vont de 1 mm à 1 cm (cf. Fig.26). Ce fantôme est utilisé pour évaluer la résolution maximale qui peut être atteinte sur notre installation d'IRM.

La première image correspond à une acquisition Cartésienne à pavage régulier, acquise en 20 minutes avec une séquence d'Echo de spin. Sur l'image acquise nous pouvons discerner même le trou ayant le plus petit diamètre et la résolution dans le plan est de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  sur une coupe de 10 mm. Les artefacts horizontal et vertical que nous observons sur l'image sont provoqués par un décalage fréquentiel pas entièrement corrigé qui fait apparaître une séquence nulle.

La deuxième image a été acquise avec une séquence radiale en 15 minutes. L'intérêt du pavage radial de l'espace des k est que nous pouvons obtenir des images ayant la même résolution qu'avec la séquence Cartésienne, mais en diminuant le nombre de trajectoires, ainsi optimisant la façon dont on couvre l'espace réciproque et en raccourcissant le temps d'acquisition total. Réellement sur notre installation, nous avons besoin de parcourir presque le même nombre de trajectoires en séquence radiale pour assurer une résolution identique et la durée de l'acquisition reste long ! Par ailleurs, les artefacts circulaires sur l'image, particulièrement visibles au centre où on suréchantillonne, s'expliquent par des décalages dans les trajectoires provoqués par les



gradients d'encodage spatial appliqués qui ne correspondent pas entièrement à leurs forme et valeur théoriques.

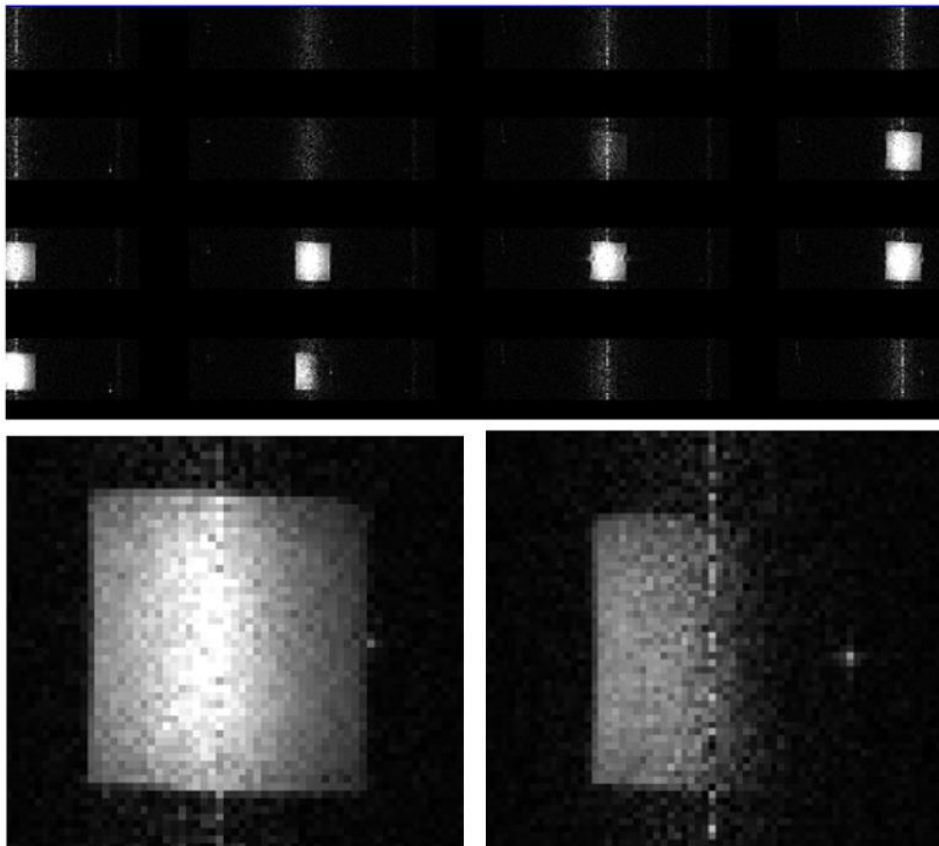


**Fig. 26 :** A gauche : Une photo de la boîte rectangulaire à trous de diamètres différents utilisée comme fantôme d'évaluation de la résolution de notre installation d'IRM. Les trous ont des tailles qui vont de 1 mm à 1 cm. Au milieu : Une image 2D à pavage régulier (acquisition Cartésienne) acquise sur notre installation d'IRM de 8 mT pour le bébé prématuré avec une séquence Echo de spin, temps total de l'acquisition 15 minutes, résolution maximale = 1 mm. Image avec correction de la sensibilité de l'antenne. A droite : Une image 2D à pavage radial acquise sur notre installation d'IRM de 8 mT pour le bébé prématuré avec une séquence Echo de spin, temps total de l'acquisition 20 minutes, résolution maximale = 1.3 mm. Image brute non-corrigée.

Nous avons également acquis des images à 3D sur notre installation d'IRM pour le bébé prématuré (cf. Fig.27). Comme fantôme nous avons utilisé une boîte rectangulaire de dimension  $8 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$  remplie d'eau dopée. Les images ont une résolution de  $2.5 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$  et ont été acquises en 35 minutes. Néanmoins cette résolution n'est pas suffisante pour des images anatomiques de bonne qualité diagnostique. Pour atteindre une résolution de  $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$  avec le niveau de signal actuel nous avons besoin de faire 400 répétitions pour moyenniser et le temps d'acquisition devient donc très long :  $T_{acq} \sim 8 \text{ heures}$  car  $T_{acq}(3D) = N_{répétition} * N_{points-x} * N_{points-y} * T_R$  avec  $N_{répétition}$  étant le nombre de répétition,  $N_{points-x}$  le pas d'encodage dans la direction Ox,  $N_{points-y}$  le pas d'encodage suivant Oy et  $T_R$  le temps de répétition. Or, notre objectif est d'acquérir des images avec une résolution de  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  afin de permettre un diagnostic fiable. Le temps d'acquisition serait donc encore plus long et une telle acquisition n'est pas exploitable dans un cadre médical où la durée standard d'un examen d'IRM est d'environ 15 minutes, ce qui est déjà considéré long !

Nous faisons donc face à un problème important. Pour que notre IRM puisse avoir une réelle application médicale et assurer un diagnostic fiable et rapide, nous devons obligatoirement raccourcir le temps d'acquisition mais aussi atteindre une résolution de  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ . Effectivement, en IRM à très bas champ magnétique, même en travaillant avec un rapport signal

sur bruit infini et qu'on puisse donc ne faire qu'une seule répétition sans moyennner le signal, on aurait besoin de 30 minutes pour acquérir une image de résolution  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ . La limitation principale provient du fait qu'à très bas champ magnétique le nombre de trajectoires qu'on peut faire pendant un  $T_R$  est limité. En effet, les  $T_R$  étant défini par la valeur du temps de relaxation longitudinale  $T_1$ , à 8 mT sa valeur est autour de seulement 300 ms. Or, avec le niveau de signal actuel, on travaille avec un SNR faible, ce qui implique la nécessité de moyennner beaucoup le signal et donc travailler avec des temps d'acquisition longs. Il existe deux solutions possibles : premièrement, implémenter des séquences rapides à pavage non-Cartésien où l'espace des k est rempli de manière optimisée en faisant le moins de trajectoires possibles ; et deuxièmement, augmenter le niveau de signal disponible.



*Fig.27* : Imagerie 3D d'une boîte rectangulaire de dimensions  $8 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$ . L'ensemble des coupes et les coupes N° 12 et N° 13. Résolution des images :  $2.5 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ , temps d'acquisition : 35 minutes.

Une séquence qui pourrait significativement raccourcir le temps d'acquisition est le SPARKLING\* (Spreading Projection Algorithm for Rapid K-space samPLING). C'est une séquence à pavage non-cartésien où les trajectoires sont définies par un algorithme en fonction des gradients d'encodage spatial disponible de sorte que le remplissage de l'espace des k soit optimisé en permettant une couverture suffisante pour un nombre de trajectoires minimisé.

\* Optimizing full 3D SPARKLING trajectories for high-resolution T2\*-weighted Magnetic Resonance Imaging  
Chaithya G R, Pierre Weiss, Guillaume Daval-Frétot, Aurélien Massire, Alexandre Vignaud, Philippe Ciuciu, 2021



Théoriquement, il est possible d'obtenir des images de la même résolution qu'une séquence Cartésienne, en faisant 3 fois moins de trajectoires, ainsi réduisant significativement le temps d'acquisition. L'implémentation du SPARKLING sur notre IRM est en cours. Nous devons obligatoirement utiliser les trois capteurs GMR (dont le fonctionnement a été expliqué dans le *Chapitre 2*) qui mesure en temps réel le champ magnétique des trois gradients utilisés pour l'encodage spatial, afin de pouvoir correctement reconstruire les images. Par ailleurs, pour utiliser la séquence SPARKLING, il est nécessaire d'appliquer des gradients d'encodage spatial beaucoup plus fort. Pour cette raison un deuxième set de gradients a été développé et installé suivant l'axe Ox (cf. *Chapitre 2*).

La deuxième piste à exploiter qui pourrait permettre de travailler avec des temps d'acquisition plus courts est l'augmentation du signal. Une solution possible est d'appliquer un champ de prépolarisation pulsé  $B_{prep}$  très fort, d'environ 50 à 60 mT pendant 200 à 300 ms. Ainsi, l'échantillon est préparé avant l'acquisition, son aimantation augmente proportionnellement au champ magnétique qui lui est appliqué et le niveau de signal sera donc beaucoup plus élevé que si on n'utilisait que le champ statique principal  $B_0$ . La prépolarisation est à tester dans la suite de ce projet.

## 7. L'antenne d'émission

Une dernière partie de l'installation d'IRM qui n'a pas encore été discutée est l'antenne d'émission du pulse RF d'excitation. Comme présenté dans le *Chapitre 1*, le rôle de l'antenne émettrice est d'exciter les spins de l'échantillon et donc de les envoyer dans le plan transverse au champ statique  $B_0$ . Initialement, l'aimantation macroscopique  $M$  est alignée suivant  $B_0$ , mais en appliquant un champ  $B_1$  tournant on fait basculer  $M$  hors équilibre. Pour que l'excitation de l'échantillon se produise il faut que le champ  $B_1$  oscille obligatoirement à la fréquence de Larmor  $f_0$ . Le basculement de l'aimantation nette  $M$  se produit progressivement pendant l'application continue du champ d'excitation suivant un angle de bascule, appelé  $\alpha$ . Cet angle dépend de l'amplitude du champ  $B_1$ , ainsi que de la durée d'application de l'impulsion  $\tau$  comme :

---


$$\alpha = \gamma B_1 \tau \quad \text{Eq.10}$$


---

avec  $\gamma$  le rapport gyromagnétique du proton.

La caractéristique la plus importante du champ d'excitation  $B_1$  est son homogénéité sur tout le volume d'intérêt. Toute inhomogénéité résulterait en une intensité de signal non uniforme dans le champ de vue et donc des artefacts dans les images finales. Deuxièmement, il est important de choisir un temps d'application du pulse d'excitation en tenant compte de la période de nutation des protons :

---


$$\tau \gg \frac{2\pi}{\gamma B_0} \quad \text{Eq.11}$$


---

Pour notre champ statique nominal ( $B_0 = 8 \text{ mT}$ ), ceci correspond à  $\tau \gg 29 \mu\text{s}$ . En se basant sur ce résultat nous pouvons à présent calculer l'amplitude que  $B_1$  doit avoir afin de faire basculer l'aimantation d'un angle  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . En faisant l'hypothèse que la valeur moyenne de  $\tau = 50 \mu\text{s}$ , alors  $B_1 \approx 0.12 \text{ mT}$ .

Le dernier résultat est intéressant car il illustre aussi un des principaux avantages de l'IRM à très bas champ magnétique, notamment la petite valeur du  $SAR (W/kg) = \frac{B_1^2 \sigma \rho}{2\rho\tau}$  ( $\sigma$ -la conductivité des tissus,  $\rho$ -la densité des tissus). Comme le  $SAR$  décrit l'échauffement potentiel des tissus du patient provoqué par l'interaction du champ électrique de la bobine d'émission avec les tissus conducteurs du corps, nous comprenons que l'amplitude du champ pulsé  $B_1$  de notre installation d'IRM est suffisamment faible pour que cet effet soit négligeable dans le cas des acquisitions standards. Pour notre IRM à 8 mT la valeur approximative du  $SAR$  pour une durée d'examen de 15 minutes a été estimée à environ 4 mW/kg, valeur très faible comparée à la limite légale de 4 W/kg pour la même durée d'examen pour le corps entier.

Dans un cas général une antenne d'émission doit respecter trois conditions importantes :

- Générer un champ magnétique  $B_1$  obligatoirement perpendiculaire au champ statique  $B_0$ .
- Générer un champ magnétique  $B_1$  dont l'amplitude est conforme à la valeur théorique préétablie.
- Générer un champ magnétique  $B_1$  homogène sur toute la longueur du champ de vue.

Afin de choisir un design d'antenne d'émission adéquat, il est intéressant de calculer quelle est l'inhomogénéité maximale théorique admissible. Nous savons que le moment magnétique longitudinal  $M_z$  est défini en fonction de l'angle de bascule  $\alpha$  comme  $M_z = M_0 \cos(\alpha)$ . Admettons que nous pouvons tolérer une erreur proche de l'inhomogénéité des gradients. Etant donné que l'erreur de linéarité expérimentale maximale des gradients correspond à celle de  $G_x$ , notamment 3 %, nous faisons l'hypothèse qu'un voxel doit présenter une variation d'intensité inférieure à 3 % à 8 mT. Ceci correspond donc à une erreur de l'angle de bascule de  $\delta\alpha = \arccos\left(\frac{0.97 * M_0}{M_0}\right) * \frac{180}{\pi} = 14^\circ$ , soit 14 % d'inhomogénéité du champ  $B_1$ . Ce résultat montre que l'inhomogénéité de champ requise n'est pas particulièrement limitante et nous avons un large choix de designs pour l'antenne d'émission.

Pour le design de notre antenne d'émission nous avons également pris en compte plusieurs contraintes supplémentaires. Tout d'abord, comme pour toutes autres parties de notre IRM, l'antenne excitatrice doit obligatoirement donner un accès direct et rapide au bébé prématuré placé dans l'IRM, ce qui implique un design ouvert. Deuxièmement, la taille de l'antenne de doit respecter la taille du patient afin d'assurer une excitation efficace dans tout le champ de vue, notamment  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ .

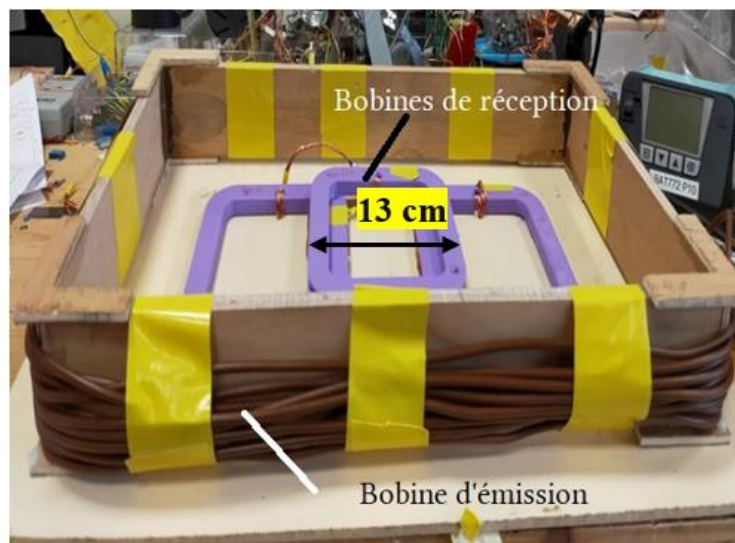
### 7.1. Prototype d'antenne d'émission N° 1

Dans un premier temps nous avons choisi de travailler avec des antennes de réception et d'émission séparées. Le design le plus simple qui satisfait toutes les contraintes de notre IRM est une boucle de N tours dans le plan transverse du champ magnétique principal  $B_0$ . Le champ d'excitation  $B_1$  est généré en faisant passer un courant alternatif sinusoïdal à la fréquence de

Larmor dans l'antenne qui produit à son tour un champ magnétique oscillant à cette fréquence et qui est perpendiculaire à  $B_0$ . Il est important de noter que dans un premier temps nous avons décidé de découpler l'émission et la réception sur notre installation et de travailler avec deux antennes différentes. Néanmoins, nous considérons la possibilité de ne travailler qu'avec une seule antenne unique pour l'émission et la réception.

Le premier prototype d'antenne d'émission a été conçu avec l'idée de créer un support commun pour les antennes d'émission et de réception ainsi proposant une géométrie plus compacte. Le matelas chauffant du bébé serait posé par-dessus de l'antenne de réception, au milieu du support en bois, comme discuté au début de ce chapitre. Les dimensions de notre premier prototype de support commun (qui s'est avéré être le dernier à cause du couplage entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception) auraient dû être adaptées et diminuées afin de permettre son installation à l'intérieur de la couveuse.

La bobine d'émission a été faite avec dix tours de câbles bien isolés avec une grande section de fil ( $4 \text{ mm}^2$ ) pour minimiser les pertes résistives dans les conducteurs. Nous avons réalisé un accord en série à la fréquence de Larmor. Dans cette configuration l'émission du pulse RF et la détection du signal sont parallèles et positionnées dans le plan transverse au champ statique  $B_0$ . Nous avons évalué l'efficacité de cette géométrie une fois que notre installation d'IRM était opérationnelle. Nous avons modifié la configuration montrée sur la *Fig. 28* en remplaçant les antennes de réception 3 voies (prototype d'antenne de réception N° 1) par le prototype d'antenne de réception N° 4 (bicouche avec 20 tours en fil de Litz  $300 \times 0.10 \text{ mm}$ ). Dès la première mesure nous avons observé une baisse significative du signal au centre du champ de vue. Ce résultat s'explique par un couplage fort entre l'antenne d'émission et de réception. Le champ  $B_1$  étant émis dans la direction de détection du signal, cela crée des champs magnétiques concomitants et complique la création d'un pulse  $\pi/2$  homogène sur toute la longueur du FOV. Afin d'éviter le couplage émission-réception il est donc nécessaire de positionner l'antenne d'émission dans un plan orthogonal à l'antenne de réception. Ce design N° 1 d'antenne d'émission est jugé inadapté.



*Fig. 28* : Photo du premier prototype d'antenne d'émission : le support commun des antennes d'émission et de réception.

## 7.2. Prototype d'antenne d'émission № 2

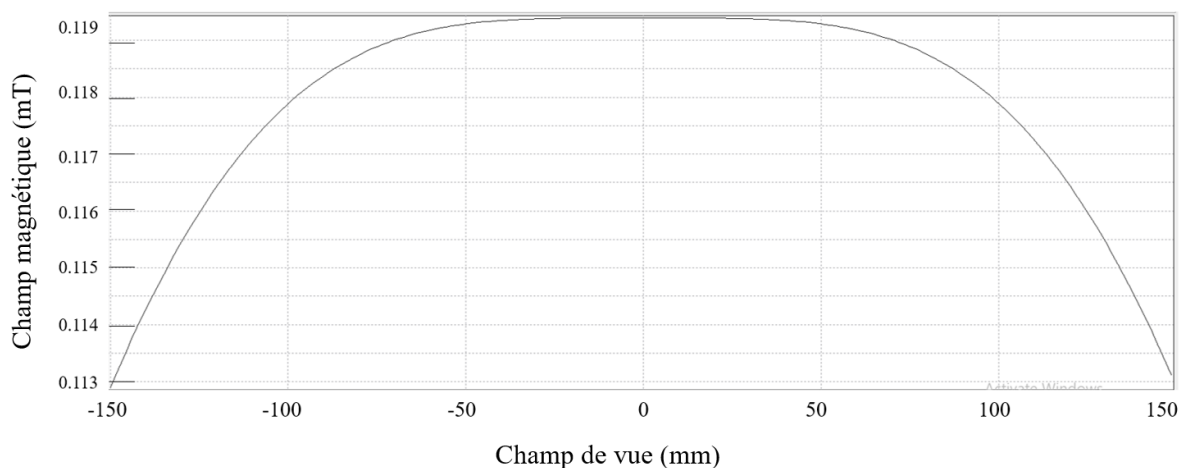
Le design du deuxième prototype d'antenne d'émission correspond à la géométrie de Helmholtz, soit deux bobines espacées d'une distance égale à leur rayon  $R$ . Ce design permet non seulement d'effectuer un découplage géométrique efficace entre l'émission et la réception, mais aussi est capable de générer un champ magnétique très homogène sur tout le champ de vue. Comme discuté dans le *Chapitre 2*, l'inhomogénéité théorique du champ magnétique généré par une paire de bobines de Helmholtz est autour de quelques % ce qui satisfait largement le critère d'inhomogénéité requise pour le champ  $B_1$  (15 %). Afin de finaliser le design de l'antenne d'émission nous avons utilisé notre programme Pascal de calcul du champ magnétique afin d'étudier le profil du champ généré dans un champ de vue de  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ .

<i>Diamètre des bobines (mm)</i>	<i>Distance de séparation (mm)</i>	<i>Courant d'alimentation (A.tour)</i>
600	300	40

*Tableau 19* : Les paramètres théoriques utilisés dans le programme Pascal pour étudier le profil du champ magnétique généré par une paire de bobines de Helmholtz.

En se basant sur nos simulations (*Fig. 29*) nous concluons que ce design est conforme aux critères préétablis pour l'antenne d'émission. L'amplitude du champ  $B_1$  correspond à la valeur théorique nécessaire pour notre IRM de 8 mT ( $B_{1 \text{ théorique}} = 0.12 \text{ mT}$ ). Le courant d'alimentation nécessaire pour générer un tel champ magnétique est réaliste, notamment 4 A pour une bobine de 10 tours. Le profil du champ (*Fig. 29*) montre une homogénéité suffisante dans la zone d'intérêt.

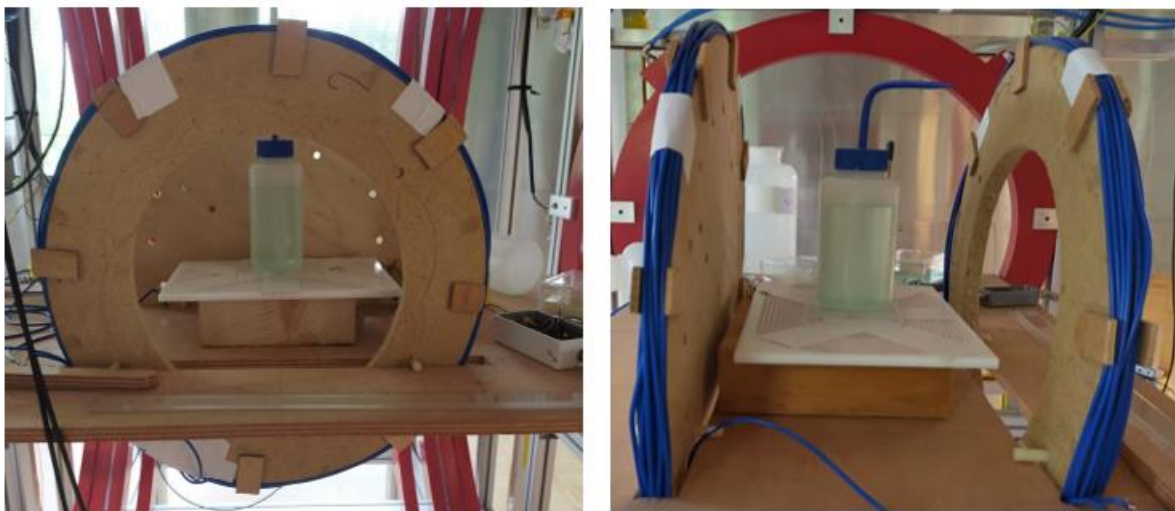
Simulation du champ magnétique généré par l'antenne d'émission № 2



*Fig. 29* : Simulation du champ  $B_1$  généré par une paire de bobines de Helmholtz de rayon  $R = 30 \text{ cm}$  dans un champ de vue de  $10 \times 10 \times 30 \text{ cm}^3$ .

Un dernier point important concernant le design de l'antenne d'émission qui mérite d'être discuté est sa polarisation. Les bobines de Helmholtz génèrent un champ oscillant  $B_1$  dans une seule direction de l'espace sous la forme  $B_1 \cos(\omega t)$ . Notre antenne d'émission est donc polarisée linéairement, par ailleurs comme un solénoïde ou une boucle à N tours comme notre premier prototype d'antenne d'émission. Un champ polarisé étant la somme de deux champs circulaires contrarotatifs ( $B_1^1(z, t) = Ae^{i\omega t}$  et  $B_1^2(z, t) = Ae^{-i\omega t}$  avec  $A = B_1 e^{ikz}$  pour une onde qui se propage suivant l'axe  $Oz$ ), nous comprenons que seul le champ qui tourne dans le même sens que les spins nucléaires sous l'effet de  $B_0$  est exploité, tandis que l'autre ne fait qu'un dépôt d'énergie indésirable dans les tissus. Ce mode de polarisation est inefficace car la moitié de la puissance transmise est donc perdue. A la base les antennes d'émission linéairement polarisées étaient largement utilisées en IRM à haut champ magnétique, mais elles ont été rapidement remplacées par des antennes de transmission en quadrature, comme l'antenne bird-cage (cf. Chapitre 3), qui minimise l'énergie déposée par le pulse RF. Malgré les désavantages de point de vue énergétique des antennes linéairement polarisées, nous avons jugé la configuration de Helmholtz pertinente car le SAR en IRM à très bas champ magnétique est sous le seuil réglementé et la contrainte du design ouvert restreint le choix de design pour l'antenne d'émission.

Nous avons donc fabriqué deux supports en bois de rayon  $R = 30 \text{ cm}$  embobinés avec 10 tours chacun avec un fil électrique de grande section. Les deux bobines sont connectées en série. Elles sont positionnées suivant l'axe  $Ox$ , perpendiculairement au champ  $B_0$  (qui est suivant l'axe  $Oy$ ) mais aussi perpendiculairement à la direction de mesure du signal (suivant l'axe  $Oz$ ), comme illustré sur la *Fig. 30*.



*Fig. 30* : Photos du prototype № 2 de l'antenne d'émission : une paire de bobines de Helmholtz de  $R = 30 \text{ cm}$  connectées en série, qui génèrent un champ oscillant  $B_1 = 0.13 \text{ mT}$ .

L'inductance et la résistance de l'antenne d'émission non-accordée ont été mesurées à l'aide du RLC-mètre :  $L = 250 \mu\text{H}$ ,  $R_{TOT} = 3.03 \Omega$ . Etant donné que le détecteur sur notre installation est une antenne accordée, il est donc nécessaire d'accorder l'antenne d'émission à la fréquence de Larmor de notre IRM ( $f_0 = 330 \text{ kHz}$ ). Nous avons effectué un accord en série avec un



condensateur  $C = 10 \text{ nF}$ . Dans cette configuration, notre antenne d'émission génère un champ  $B_1^{exp} = 0.13 \text{ mT}$  avec un temps d'application  $\tau_{exp} = 45 \text{ }\mu\text{s}$  pour un angle de bascule  $\alpha = \pi/2$ .

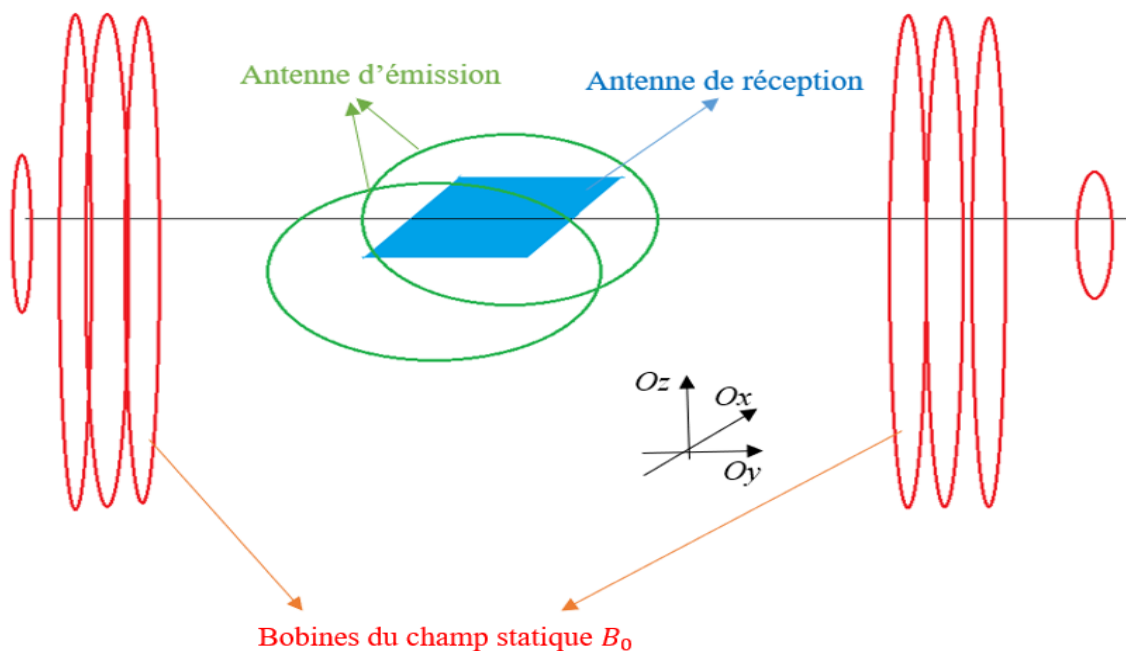
Nous avons conduit des tests de performance de l'antenne d'émission prototype N° 2 dans notre installation d'IRM de 8 mT pour le bébé prématuré et elle montre un fonctionnement correct, avec une très bonne homogénéité du pulse  $\frac{\pi}{2}$ .

Le pulse RF est généré par un amplificateur d'impulsion *TOMCO BT-01000* qui délivre une puissance de sortie maximale de 1kW. L'impédance de sortie est  $Z = 50 \text{ }\Omega$ . Par ailleurs, la puissance délivrée à l'antenne d'émission dépend de l'adaptation d'impédance de la ligne de transmission et la sortie de l'amplificateur. Lorsque le circuit électrique de la bobine est bien adapté, la plus grande fraction de la puissance incidente sera disponible pour produire le champ oscillant  $B_1$ .

L'impédance d'un circuit accordée, où L, R et C sont connectées en série, s'exprime comme :

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}, \text{ soit } Z_{antenne} = 470 \text{ }\Omega \text{ d'impédance pour notre antenne d'émission.}$$

Par l'ajout d'un condensateur d'adaptation en série dont la capacité est correctement choisie, nous adaptons le circuit et optimisons le transfert de puissance électrique entre la source et la charge. Pour limiter davantage la réflexion sur la ligne de transmission qui pourrait s'avérer néfaste pour l'amplificateur d'impulsion, nous connectons trois paires de diodes dans le circuit électrique de l'antenne d'émission. Il est intéressant de noter que l'utilisation de diodes bloqueurs est une technique de protection de la source qui est très simple et efficace en IRM à bas champ magnétique où les condensateurs utilisés sont dans la gamme des  $\text{nF}$ . Au contraire, elle ne peut pas être utilisée en IRM à haut champ magnétique car la haute fréquence de Larmor implique l'utilisation de condensateurs de faible capacité ( $\sim \text{pF}$ ) qui est du même ordre de grandeur que la capacité parasite des diodes. Ceci provoque donc une variation de la fréquence d'accord ce qui compromet le fonctionnement du circuit accordé.



*Fig. 31* : Représentation schématique du positionnement des antennes d'émission, de réception et les bobines du champ statique  $B_0$  de notre installation d'IRM pour le bébé prématuré.

Dans ce chapitre nous avons présenté toutes les étapes de la conception des deux dernières parties constitutives principales de notre installation d'IRM : l'antenne de réception et l'antenne d'émission. Nous avons analysé en détails les mécanismes de pertes dans le détecteur, notamment :

- La mise en évidence de l'effet de proximité et l'étude de son évolution en fonction du fil électrique utilisé et de la fréquence de travail.
- La comparaison de différentes géométries d'antennes – bicouche et monocouche, sans ou avec une distance de séparation entre les fils conducteurs, différentes tailles de support et description de la performance de deux types différents de fil de Litz.

Nous avons fait une caractérisation approfondie des quatre générations de prototypes d'antennes de réception, non seulement de manière expérimentale, mais aussi théorique, ce qui nous a aidé à comprendre toutes les sources de pertes de puissance dans la chaîne de détection, mais nous a aussi permis d'optimiser le design et de concevoir des capteurs très sensibles et performantes.

Lors de notre travail sur les antennes de réception nous avons quantifié aussi le bruit généré par le corps humain à très bas champ magnétique, ce qui reste un sujet peu étudié dans la littérature et une source de bruit souvent négligé en IRM à bas et ultra bas champ magnétique. Cette mesure a été très intéressante dans le cadre de notre projet car elle indique le niveau de bruit minimal que nous pourrions atteindre sur notre installation à condition d'éliminer le bruit externe et d'optimiser davantage le détecteur.

Afin d'optimiser non seulement l'antenne de réception mais aussi la chaîne de détection de notre installation, nous avons travaillé sur le design d'un préamplificateur bas bruit. Le premier modèle qui a été utilisé, le préamplificateur bas bruit industriel AD 8429, n'a pas satisfait les critères de performance de notre IRM, car son bruit en courant était trop élevé et il était réinjectait dans la chaîne de détection, ainsi limitant la performance de l'antenne accordée. Après avoir analysé le problème et en nous inspirant de la littérature, nous avons mis au point un préamplificateur à boucle rétroactive capacitive optimisé qui a résolu ces problèmes et a permis d'atteindre des facteurs de qualité très élevés, notamment  $Q = 800$  et une détectivité de  $0.04 \text{ ft}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Ce travail d'optimisation nous a permis d'acquérir deux images 2D de fantôme sur notre installation d'IRM déjà opérationnelle avec une très bonne résolution :  $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$  pour une image à acquisition Cartésienne. Suite à tout le travail d'optimisation du détecteur présenté dans ce chapitre, nous avons un design d'antenne corps entier (bicouche, 2x20 tours de fil de Litz, 3 mm d'espacement) qui devrait montrer une performance encore améliorée.

Néanmoins, il est important de noter que l'optimisation du capteur sera poursuivie et le design le plus optimal est encore une question ouverte à étudier.

Nous avons aussi mis en évidence un problème important de mesure – le bruit environnant. A présent, il domine le bruit de l'antenne de réception et limite le rapport signal sur bruit atteignable. Afin d'atteindre une performance de détection optimale il est nécessaire de développer un mécanisme de soustraction du bruit ambiant de la mesure. Ce point en particulier représente un des axes principaux sur lequel nous allons nous concentrer dans la suite.

Dans ce chapitre nous avons discuté aussi le design de l'antenne d'émission. Nous avons choisi de travailler avec une configuration de bobines de Helmholtz, qui malgré certains désavantages, s'est montrée suffisamment performante et génère un champ  $B_1 = 0.13 \text{ mT}$  qui est très homogène sur la totalité du champ de vue.

Dans la suite de ce manuscrit nous allons discuter un point clé de notre projet, la séquence de diffusion, qui est la norme dans le diagnostic des lésions cérébrales en IRM.



# Chapitre 5 : Implémentation de la séquence de diffusion à très bas champ magnétique.

## Table des matières

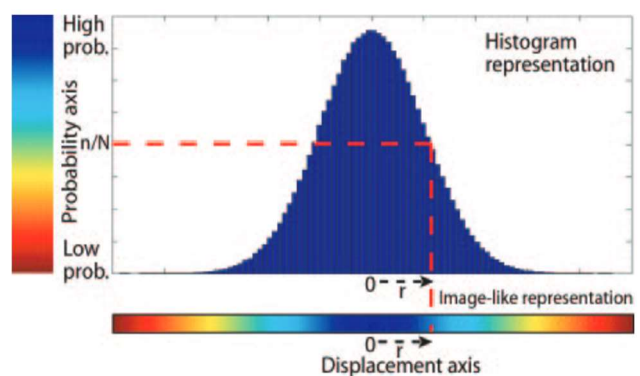
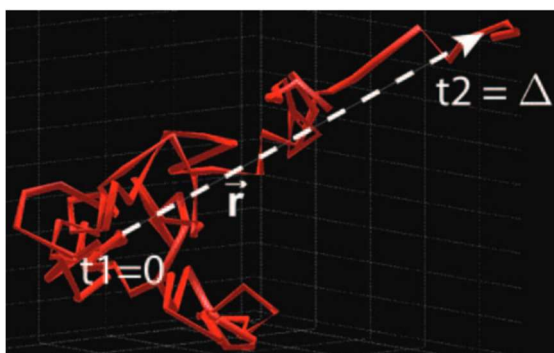
<b>1. La séquence de diffusion .....</b>	<b>157</b>
1.1. Le phénomène physique de la diffusion .....	157
1.2. La séquence de diffusion – considérations théoriques et techniques .....	158
1.2.1. L'IRM de diffusion à bas champ magnétique .....	163
1.3. Applications principales de la séquence de diffusion .....	164
1.3.1. L'IRM de diffusion pour le diagnostic de l'AVC .....	165
1.3.2. L'IRM de diffusion en néonatalogie .....	167
<b>2. Résultats expérimentaux.....</b>	<b>168</b>
2.1. Premiers tests de diffusion .....	168
2.1.1. La fabrication du fantôme de diffusion .....	168
2.1.2. La mesure des propriétés de relaxation du fantôme de diffusion .....	171
2.1.3. La mesure des propriétés diffusives du fantôme de diffusion .....	174
2.2. Deuxième série de tests de diffusion .....	187
2.2.1. Le deuxième fantôme de diffusion.....	189

La séquence d'IRM de diffusion, apparue dans les années 1980, a révolutionné le monde de l'imagerie médicale. Elle permet de produire des images de la structure et de la connectivité du tissu cérébral, dans le cerveau normal, aussi bien que dans le cerveau malade, in vivo et de manière non-invasive, en se basant sur le mouvement de l'eau dans les tissus. La particularité de cette séquence, qui la rend très intéressante, est que les molécules d'eau, qui par ailleurs constituent 60 % du corps humain, effectuent des déplacements aléatoires au cours desquels elles interagissent avec les composants tissulaires, comme des fibres, des membranes, des macromolécules, etc, ainsi sondant la structure des tissus à une échelle microscopique bien inférieure à la résolution classique d'une image d'IRM. Cette séquence est devenue, au fur des années, la norme en termes de diagnostic de l'ischémie cérébrale aiguë (AVC) et gagne de l'importance dans d'autres domaines de la médecine, comme l'oncologie, la neurologie, ainsi que dans la recherche neuroscientifique.

## 1. La séquence de diffusion

### 1.1. Le phénomène physique de la diffusion

Le pionnier français dans le domaine de l'IRM de diffusion – Denis Le Bihan, retrace dans son article « *Diffusion MRI : what water tells us about the brain* » [82], l'histoire de la séquence. Tout commence en 1905 avec la loi de Stokes-Einstein qui décrit la diffusion moléculaire. Cette loi fait référence au concept que tout type de molécules dans un fluide est déplacé de manière aléatoire sous l'influence de l'énergie thermique. Ainsi, on caractérise le mouvement brownien par un coefficient de diffusion  $D$ , notamment pour une particule sphérique de rayon  $r$  dans un fluide de viscosité dynamique  $\eta$  à température uniforme  $T$  :  $D = \frac{RT}{N_A} \frac{1}{6\pi\eta r}$ , où  $R$  est la constante des gaz et  $N_A$  est le nombre d'Avogadro [83]. Dans un milieu homogène le mouvement brownien, étant aléatoire, il peut être décrit par la loi normale. Pour illustrer ceci, nous pouvons imaginer un volume d'eau à température ambiante où les molécules se déplacent de manière aléatoire et leur mouvement n'est limité que par les bords du récipient. Pendant un temps d'observation  $\Delta = 50 \text{ ms}$ , la distance caractéristique de déplacement est d'environ  $r = 17 \mu\text{m}$ . Dans ce volume d'eau 32% des molécules se sont déplacées jusqu'à la distance  $r = 17 \mu\text{m}$ , 5 % de toutes les molécules d'eau se sont déplacées au-delà de  $r = 34 \mu\text{m}$  et le déplacement moyen de la population moléculaire est nul [84][85]. Pour chaque distance de déplacement  $r$  il existe donc une probabilité  $\frac{n}{N}$  qui représente la proportion de molécules  $n$  de l'ensemble de molécules  $N$  dans l'eau qui ont parcouru la distance  $r$  pendant le temps d'observation  $\Delta$ . La dispersion de la distribution Gaussienne est caractérisée par la variance  $\sigma^2 = 2 \cdot D \cdot \Delta$  et dépend donc du coefficient de diffusion qui décrit la viscosité du milieu et du temps d'observation  $\Delta$ .



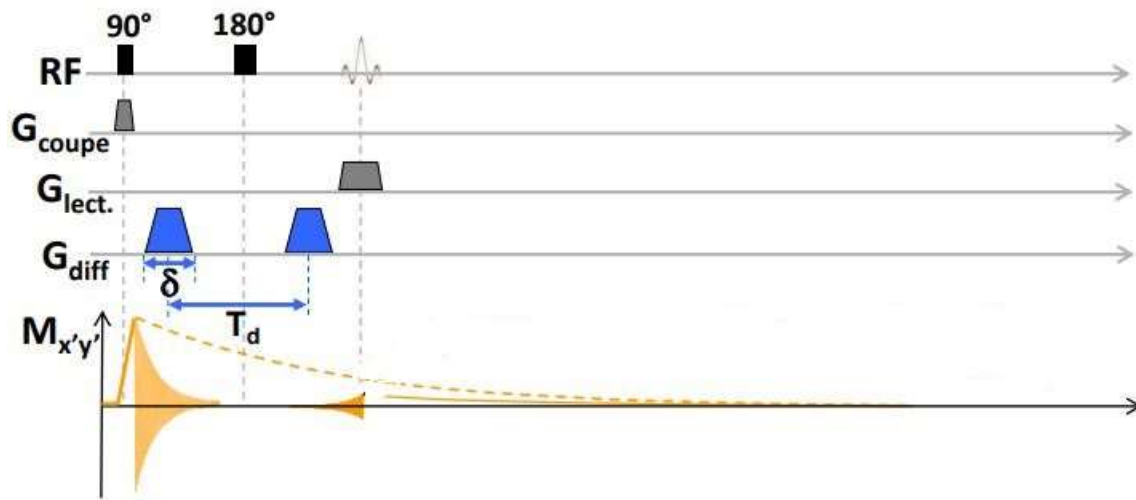
*Fig. 1 : A gauche* : Simulation du mouvement brownien d'une molécule d'eau pendant un temps d'observation  $t = \Delta$ . La trajectoire aléatoire de la molécule est illustrée en rouge, tandis que le déplacement moyen entre  $t = 0$  à  $t = \Delta$  est décrit par le vecteur  $\vec{r}$ . *A droite* : L'histogramme correspondant à la distribution Gaussienne qui caractérise la diffusion des molécules d'eau dans un espace unidimensionnel. L'axe  $Ox$  représente la distance moyenne de déplacement  $r$  à laquelle est associée une probabilité  $\frac{n}{N}$  (l'axe  $Oy$ ). *Source : Réf.[85]*.

A la différence du cas simple de la diffusion libre dans un volume d'eau, le milieu biologique, étant constitué de différents compartiments avec des membranes, des organelles et des macromolécules, est donc très hétérogène. Le mouvement des molécules d'eau est restreint par ces barrières cellulaires, ainsi la distance de diffusion réelle  $r$  dans les tissus biologiques est réduite par rapport au cas de la diffusion libre. Afin de tenir compte de ce mouvement restreint, ainsi que des autres sources de mouvement incohérent intra-voxel qui ont lieu dans le corps humain, comme le flux sanguin dans les petits vaisseaux ou le liquide céphalo-rachidien dans les ventricules, le coefficient de diffusion libre  $D$  est remplacé par un coefficient de diffusion apparent  $ADC$ , qui est donc inférieur, mais renseigne sur la structure des tissus, notamment la perméabilité des membranes, l'orientation, et la compartimentation. Le 'pont' qui a permis le passage de la loi de Stokes-Einstein à la séquence de diffusion a été l'idée de Stejskal et Tanner formulée dans les années 1960 qui postule qu'un codage spécifique du processus de diffusion était réalisable si un gradient de champ magnétique était appliqué à l'échantillon étudié [86]. Le Bihan a adopté cette idée et a mis au point la séquence. Ainsi les premières images de diffusion du cerveau ont été présentées en 1985 lors de la réunion de la SMRM (Society for Magnetic Resonance in Medicine).

## 1.2. La séquence de diffusion – considérations théoriques et techniques

En quoi consiste la séquence d'IRM de diffusion ? Tout d'abord, afin de pouvoir représenter la distribution des déplacements des molécules, il faut relier la diffusion avec l'intensité du signal mesurée. Or, comme expliqué au *Chapitre 1*, un champ magnétique qui est appliqué correctement modifie la phase des spins nucléaires et son impact dépend de l'intensité du champ. Ainsi, en rajoutant un gradient supplémentaire, le gradient de diffusion  $G_{diff}$ , nous pouvons cartographier les coefficients de diffusion de l'eau dans les tissus. La séquence de diffusion fondamentale est basée sur la séquence d'écho de spin à laquelle nous rajoutons deux gradients pulsés de part et d'autre de l'impulsion de rephasage  $\pi$ . Le premier lobe de  $G_{diff}$  introduit un déphasage qui dépend de l'intensité du gradient à la position du spin à  $t = 0$  s. Puis, le pulse RF de  $180^\circ$  est appliqué et renverse donc le déphasage des spins. Finalement, le deuxième lobe de  $G_{diff}$  est appliqué et il induit aussi un déphasage qui va dépendre de la position des spins à  $t = \Delta$ . Il est important de noter que les deux lobes de  $G_{diff}$  ont la même durée  $\delta$  et amplitude et sont symétriques par rapport au pulse RF de  $180^\circ$ . Ceci implique que le deuxième lobe inverse le déphasage que le premier a introduit. Ainsi, les spins qui sont restés au même endroit le long de l'axe du gradient  $G_{diff}$  pendant la durée d'application  $\delta$ , reviendront à leur état initial. Contrairement à ceux-là, les spins qui ont subi un déplacement entre l'application des deux lobes du gradient, seront soumis à une intensité de champ différente au cours de la deuxième impulsion de  $G_{diff}$  et ne reviendront donc pas à leur état initial. Ces spins subissent un déphasage qui résulte en une diminution du signal mesuré. Par conséquent, dans des régions où la diffusion le long de la direction d'application de  $G_{diff}$  est importante le signal acquis sera fortement atténué. Il est intéressant de noter que le gradient de

diffusion peut être appliqué dans n'importe quelle direction de l'espace et la pondération en diffusion reflètera la diffusion des molécules d'eau le long de cet axe.



*Fig. 2 :* Diagramme de la séquence de diffusion : une séquence écho de spin à laquelle on ajoute un gradient de diffusion  $G_{diff}$  qui a deux lobes de même durée  $\delta$  et de même amplitude. Les lobes de  $G_{diff}$  sont symétriques par rapport au pulse de rephasage de  $\pi$ . Ces deux impulsions de gradient codent la diffusion en introduisant un déphasage proportionnel au déplacement des molécules dans la direction d'application du gradient  $G_{diff}$ . Le temps d'observation est en effet le temps qui s'écoule entre l'application du premier et le deuxième lobe de  $G_{diff}$ , donc  $T_d$ . A la dernière ligne du diagramme nous pouvons comparer le signal d'une séquence écho de spin et le signal issu d'une séquence de diffusion. Ceci met en évidence la forte atténuation du signal mesuré provoquée par l'application de forts gradients  $G_{diff}$ . Source : manuel de Master 2 Imagerie Biomédicale IBM2, Université Paris Saclay, 2019-2020.

Afin de prendre en compte l'effet de la diffusion sur l'évolution de l'aimantation en fonction du temps, il est nécessaire de modifier l'équation de Bloch que nous avons introduit dans le Chapitre 1 :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} - \frac{M_z \vec{i} + M_y \vec{j}}{T_2} - \frac{(M_z - M_0) \vec{k}}{T_1} + \nabla \cdot \vec{D} \nabla \vec{M} \quad \text{Eq.1}$$

L'Eq.1, aussi appelée équation de Bloch-Torrey, inclut des nouveaux termes qui prennent en compte l'application d'un gradient de diffusion variant dans l'espace. Étant donné que l'aimantation  $\vec{M}$  est un vecteur, il existe donc trois équations de diffusion, une pour chaque dimension. Ce terme supplémentaire est basé sur la loi de la diffusion qui décrit le comportement macroscopique de nombreuses microparticules en mouvement brownien [87].

Dans l'Eq.1  $\vec{D}$  est en fait le tenseur de diffusion qui, dans un milieu isotrope, s'exprime tout

$$\text{simplement comme : } \vec{D} = \begin{pmatrix} D & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 \\ 0 & 0 & D \end{pmatrix}.$$

En routine clinique, on considère que la diffusion est isotrope dans la plupart des tissus, à l'exception notable de la substance blanche cérébrale. La solution de l'équation de Bloch-Torrey se présente sous la forme :

---


$$M = M_{Bloch} e^{-\gamma^2 G_{diff}^2 \delta^2 \left(T_d - \frac{\delta}{3}\right) D} \quad \text{Eq.2}$$


---

L'Eq.2 est déduite à partir des observations faites par Stejskal et Tanner [85] sur l'atténuation du signal mesuré en RMN de diffusion suite à l'application d'un fort gradient de diffusion, notamment :  $\frac{S_1}{S_0} = \exp(-\gamma^2 G_{diff}^2 \delta^2 \left(T_d - \frac{\delta}{3}\right) D)$  où  $S_1$  est le signal de diffusion,  $S_0$  est un signal sans pondération en diffusion,  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique du proton,  $G_{diff}$  est le gradient de diffusion,  $\delta$  est sa durée d'application,  $T_d$  est le temps entre l'application des deux lobes de  $G_{diff}$  et  $D$  est le coefficient de diffusion. Ces paramètres caractérisant le gradient de diffusion peuvent être regroupés en un seul terme  $b = \gamma^2 G_{diff}^2 \delta^2 \left(T_d - \frac{\delta}{3}\right)$ , donc le signal d'une séquence d'écho de spin pondérée en diffusion peut être exprimé comme :

---


$$S(b) = S_0 e^{-\frac{T_E}{T_2}} e^{-b.ADC} \quad \text{Eq.3}$$


---

Le facteur  $b$  qui apparaît dans l'Eq.3 est un paramètre clé pour la séquence de diffusion car il caractérise la force de l'impulsion du gradient  $G_{diff}$  à travers des termes comme  $\delta$ -la durée d'application, l'amplitude, la forme, ainsi que l'intervalle entre l'application des deux lobes du gradient  $T_d$ . En ajustant ce paramètre, nous pouvons donc rendre l'image finale plus ou moins pondérée en diffusion et donc modifier la sensibilité aux mouvements moléculaires. Il s'exprime en  $s/mm^2$  et sa valeur est déterminante pour le contraste des images de diffusion acquises : plus la valeur de  $b$  est élevée, plus le contraste en diffusion sera important. Cependant, l'intensité du signal acquis sera de plus en plus atténuée avec l'augmentation de la valeur de  $b$ , car cela équivaut à appliquer un gradient très fort sur l'échantillon, ce qui provoque un déphasage important entre les spins et donc une diminution du rapport signal sur bruit. En conclusion, les images à faible valeur de  $b$  ne sont que légèrement affectées par les propriétés de diffusion des tissus, tandis qu'une valeur de  $b$  plus élevée produira des images globalement plus sombres à cause de l'atténuation importante du signal, mais des zones à diffusion restreinte seront très visibles.

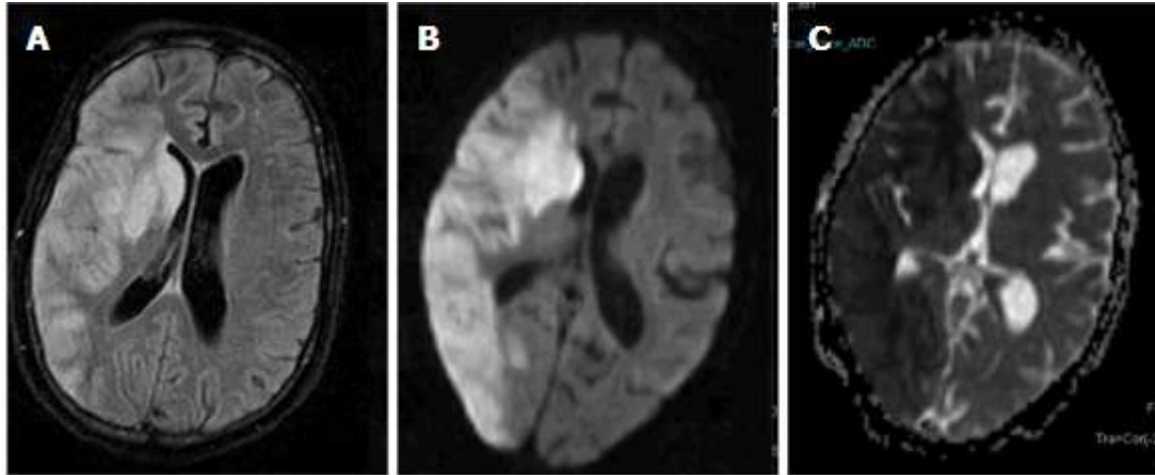
Un deuxième terme important qui apparaît dans l'Eq.3 est le coefficient de diffusion apparent ADC. Il a été introduit afin de tenir compte du fait que le processus de diffusion dans les tissus biologiques est complexe et reflète plusieurs mécanismes différents. L'ADC remplace donc le coefficient de diffusion standard  $D$  de la loi de la diffusion. Il peut être estimé à l'aide de la séquence de diffusion et l'Eq.3. Il suffit d'acquérir deux signaux de diffusion à des valeurs

différentes de  $b$  et utiliser la formule :  $ADC = -\frac{1}{b_1} \ln \left( \frac{S_{b_1}}{S_{b_0}} \right)$ , avec  $S_{b_0}$  le signal non-pondéré en diffusion qui correspond donc à  $b = 0 \text{ s/mm}^2$ ,  $S_{b_1}$  le signal mesuré correspondant au facteur  $b_1$ . Il est important de noter que ces coefficients de diffusion apparents mesurés à l'aide de l'IRM représentent des moyennes sur le voxel et sur chaque direction de diffusion, en intégrant non seulement les déplacements aléatoires de diffusion mais aussi d'autres type de mouvements des molécules non-aléatoires ordonnés ou désordonnés. Par ailleurs, la valeur d'ADC dépend fortement des paramètres expérimentaux. Notamment, pour les  $T_d$  courts la plupart des molécules d'eau n'a pas le temps de heurter les membranes cellulaires et l'ADC reflète principalement la viscosité et l'encombrement moléculaire. Dans le cas où  $T_d$  est long, la plupart des molécules d'eau entrent en collision avec les membranes, ainsi l'ADC reflète la restriction membranaire en plus de la viscosité et l'encombrement moléculaire. Nous tirons la conclusion très importante qu'il faut toujours connaître le terme  $b$  pour pouvoir interpréter correctement les valeurs d'ADC. En général, les zones ayant des valeurs d'ADC élevées correspondent à des régions à forte diffusion, ce qui suggère une densité cellulaire plus faible ou une restriction tissulaire réduite. Inversement, des régions à faible ADC indiquent une diffusion restreinte, ce qui peut être le signe d'une pathologie. La diffusion restreinte dans ces zones implique un petit déphasage des spins suite à l'application du gradient de diffusion et une baisse de signal significativement plus faible que dans des zones à diffusion importante. En conséquence, sur une image pondérée en diffusion des zones à faible ADC apparaissent en hypersignal. Néanmoins, l'interprétation du contraste de diffusion n'est pas triviale car les images ne sont pas pondérées purement en diffusion mais reflètent d'autres caractéristiques des tissus aussi [88] [89] [90].

Un autre point sur lequel nous renseigne l'Eq.3 et qui mérite d'être discuté est notamment la pondération du signal d'une séquence de diffusion. Il est impossible d'obtenir directement des données qui ne reflètent que l'information liée à la diffusion car le signal acquis est intrinsèquement pondéré en  $T_2$ . En effet, une séquence de diffusion a un long  $T_R$ , ce qui réduit les effets du temps de relaxation  $T_1$  et améliore le SNR. Or, le  $T_E$  est aussi long à cause de l'application du gradient supplémentaire  $G_{diff}$ . Par conséquent, les lésions qui présentent une longue relaxation  $T_2$  apparaîtront en hypersignal, même si la diffusion locale n'est pas restreinte. Cet effet est d'autant plus notable quand nous travaillons avec des faibles valeurs de  $b$ . En outre, lorsque le  $T_E$  augmente, l'intensité du signal diminue de manière exponentielle en raison de la relaxation transversale  $T_2$  et le déphasage important des spins, ce qui implique une détérioration du SNR final. Une autre complication liée à la pondération mixte (en  $T_2$  et en diffusion) est le fait que l'eau libre a naturellement un temps de relaxation transversal  $T_2$  très long et apparaît donc en hypersignal, même lors des acquisitions à  $b$  élevé. Ceci peut conduire à une mauvaise interprétation des résultats et un faux diagnostic des zones anatomiques très riches en eau, comme le LCR ou les kystes. Il est possible d'éliminer les effets de la pondération en  $T_2$  et d'observer donc seulement l'effet de la diffusion et non pas les autres propriétés du tissu. Ces images s'appellent des cartes d'ADC. Elles sont déduites d'une série de données de diffusion acquise à des valeurs de  $b$  différentes. La valeur d'ADC est calculée pour chaque voxel de la même façon que celle expliqué au paravent. Finalement, l'intensité de chaque voxel de l'image finale représente la valeur de l'ADC de la région tissulaire correspondante sans aucune autre pondération. Il est très important de remarquer qu'une carte d'ADC étant produite par la 'soustraction' de signaux, le contraste est inversé par rapport à une image de diffusion simple, donc les zones à diffusion restreinte apparaîtront en hyposignal. Nous pouvons conclure que les cartes d'ADC évaluent qualitativement la diffusion, tandis que la mesure du

coefficient de diffusion apparent (ADC) propose une description quantitative du même phénomène.

Afin d'illustrer ces différences de contraste, nous proposons trois images d'IRM issues d'un article sur les applications de l'IRM de diffusion (Réf. [91]).



*Fig. 3* : Image d'IRM montrant un AVC aigu acquis avec différents types de séquences sur une installation de 3 T. (A) Image axiale en FLAIR : montre un hypersignal dans la région pariéto-occipitale droite et les ganglions de la base. (B) Imagerie pondérée en diffusion qui montre une diffusion restreinte avec un signal élevé dans cette zone,  $b = 1000$ . (C) Carte d'ADC : montre une faible intensité de signal dans la zone ischémique à diffusion restreinte. *Source*: Vinit Baliyan, Chandan J Das, Raju Sharma, Arun Kumar Gupta, *Diffusion weighted imaging: Technique and applications, World Journal of Radiology*.

Une caractéristique importante de la séquence de diffusion que nous n'avons pas encore discutée est sa sensibilité aux mouvements durant l'acquisition. Étant donné que l'objectif de la séquence de diffusion est de mesurer les mouvements infinitésimaux des molécules d'eau à l'échelle microscopique, les images seront complètement détruites par des mouvements macroscopiques, par exemple la respiration ou encore le battement du cœur du patient. La seule façon de limiter l'impact de ces mouvements macroscopiques est d'accélérer significativement les temps d'acquisition. En effet, la séquence de diffusion a été rendue possible et a été largement adoptée en routine clinique seulement après l'invention de la séquence Echo-Planar<sup>1</sup>.

Étant donné que l'efficacité diagnostique de la séquence de diffusion est basée sur le contraste observé entre des zones à taux de diffusion différents, elle dépend surtout de la valeur du gradient de diffusion  $G_{diff}$  et beaucoup moins sur l'intensité du champ principal  $B_0$ . En effet, le contraste sur une image de diffusion est basé sur les différences des coefficients de diffusion

<sup>1</sup>Pour rappel : « l'Echo-Planar est la séquence la plus rapide en IRM clinique (100 ms / coupe) et elle consiste en une acquisition continue du signal sous la forme d'un train d'échos de gradient, pour acquérir l'espace des k en totalité ou en partie. » *Pour plus d'information* : Matt A. Bernstein, Kevin F. King, Xiaohong Joe Zhou, Chapter 16 – Echo train pulse sequences, Handbook of MRI Pulse Sequences, Academic Press, 2004, Pages 702-801, ISBN 9780120928613, <https://doi.org/10.1016/B978-012092861-3/50023-6>.



apparent (ADC) des différents tissus, ce qui est une propriété intrinsèque de la matière. Ainsi, la résolution d'une image de diffusion faite en IRM à bas champ magnétique aura, naturellement, une résolution moindre, mais son contraste sera théoriquement identique à une mesure faite à plus haut champ, à condition d'utiliser le même gradient de diffusion  $G_{diff}$ . La séquence de diffusion est donc absolument faisable en IRM à bas champ magnétique.

### 1.2.1. L'IRM de diffusion à bas champ magnétique

L'intérêt général accru autour de l'IRM à bas champ magnétique a poussé la communauté de recherche médicale à tester la performance diagnostique de multiples séquences d'IRM à des champs statique  $B_0 \leq 0.5 T$  et d'étudier la reproductibilité des protocoles d'examen de routine clinique sur des imageurs de faible et très faible champ magnétique. Plusieurs raisons importantes ont motivé la communauté scientifique d'explorer cette possibilité. Comme discuté dans la partie introductive de ce manuscrit, l'IRM à haut champ (1.5 T ou 3 T) a une accessibilité limitée en raison de son coût élevé, laissant la population dans les pays en voie de développement dépourvue partiellement ou entièrement de sites d'examen d'IRM. D'après la *Réf. [92]* les systèmes à bas champ magnétique permettent une réduction du coût d'investissement initial, mais aussi une diminution du coût de maintenance grâce à un encombrement réduit et à des besoins moindres en matière d'alimentation électrique et de refroidissement. Ainsi, une IRM à bas champ magnétique devrait coûter 40 à 50 % moins qu'un scanner standard de routine clinique.

Dans ce contexte, plusieurs groupes scientifiques ont implanté la séquence de diffusion DWI sur des IRM à bas champ magnétique (0.3 T à 0.5 T) pour tester sa faisabilité, ainsi que sa fiabilité. La motivation principale a été le fait que l'utilisation de la DWI est basée sur la capacité de détecter et à produire un contraste d'image qui dépend des mouvements de diffusion de l'eau dans les tissus biologiques et n'exige pas nécessairement l'utilisation d'un champ magnétique fort. La performance de la séquence de diffusion en IRM à bas champ magnétique a été comparée avec celle d'un scanner standard de 1.5 T ou 3 T suivant des protocoles de routine clinique. Tous les groupes de recherche sont arrivés à des conclusions similaires [93], [94], [95], [96] : Les images de diffusion obtenues sur une IRM à bas champ magnétique avec la séquence de diffusion DWI représentent des pathologies cliniques similaires à celles observées en IRM à haut champ magnétique et offrent un diagnostic clinique précis et fiable.

Certaines études ont fait des comparaisons intra- et inter-scanners sur une installation de 0.35 T et une de 3 T [93]. Ils ont conclu que les valeurs d'ADC mesurées dans les zones d'intérêt avec les deux IRM étaient similaires, en remarquant que la carte d'ADC obtenue à 0.35 T souffrait naturellement d'une plus faible résolution et d'une définition moins bonne dans le LCR (liquide céphalo-rachidien) et la substance blanche, mais le contraste de diffusion était identique avec celui de la carte d'ADC acquise à 3 T. Les auteurs ont aussi validé la fiabilité et répétabilité des mesures intra- et inter-scanner en obtenant des coefficients de corrélation élevés, ce qui indique une bonne cohérence entre les différentes acquisitions DWI. Néanmoins, les auteurs font remarquer un problème intrinsèque à l'IRM à bas champ magnétique. Le rapport signal sur bruit est évidemment bien inférieur à celui obtenu avec le scanner de 3 T, ce qui limite la résolution atteignable et « lisse » les détails sur les cartes d'ADC (IRM 0.35 T :  $b = 200 s/mm^2$  et  $SNR = 48.46$  ;  $b = 900 s/mm^2$  et  $SNR = 24.9$  ; IRM 3 T :  $b = 0 s/mm^2$  et  $SNR = 129.45$  ;  $b = 1000 s/mm^2$  et  $SNR = 61.19$ ).

Dans la *Réf. [95]* les auteurs relèvent un autre problème lié à l'utilisation d'un faible champ magnétique : le temps d'acquisition de la séquence de diffusion. Notamment, à 0.3 T le temps



moyen d'acquisition a été estimé être dix fois supérieur au temps moyen d'acquisition à 1.5 T (210 secondes vs 23.4 secondes respectivement). Cet inconvénient est d'autant plus limitant quand le champ principal  $B_0$  diminue davantage et augmente la possibilité d'artefacts induits par le mouvement du patient. Un point intéressant qui a été abordé dans cet article est le fait que le design ouvert de leur IRM à bas champ magnétique est une caractéristique avantageuse dans le travail avec des sujets ayant subi un AVC car ceci permet un accès facile aux patients en cas de besoin d'intervention médicale.

Finalement dans la *Réf. [95]* les auteurs soulignent la fiabilité de la séquence de diffusion en IRM à bas champ magnétique, dont la performance diagnostique, la sensibilité et la spécificité sont jugées identiques à celles d'une IRM standard, en ayant zéro faux positifs. Cependant, dans le cas particulier des lésions ponctuelles de la matière blanche qui sont de petite taille, l'IRM à bas champ magnétique n'a pas pu les détecter. D'après les auteurs, la cause la plus probable est le faible rapport signal sur bruit et par conséquent la résolution limitée, ainsi que l'épaisseur de coupe qui parfois peut être plus grande que la taille de la lésion même. L'interprétation des séquences de diffusion à bas champ magnétique peut être donc difficile, en particulier pour des radiologues inexpérimentés, ce qui est à prendre en compte lors du travail avec des installations à plus bas champ magnétique.

Nous pouvons conclure que la séquence de diffusion est faisable en IRM à bas champ magnétique et offre un diagnostic fiable. Néanmoins, les problèmes intrinsèques liés à l'utilisation du bas champ magnétique posent certaines limitations qui doivent être considérées. Notamment, le faible rapport signal sur bruit, la résolution limitée, les temps d'acquisition long, particulièrement nuisible pour cette séquence très sensible aux mouvements. Dans la suite de ce chapitre nous discuterons quel a été l'impact de ces contraintes sur notre installation d'IRM et comment nous avons procédé pour les résoudre.

### 1.3. Applications principales de la séquence de diffusion

La séquence de diffusion ajoute une nouvelle dimension aux examens d'IRM en complétant les informations anatomiques avec des informations fonctionnelles. Sa sensibilité significative aux changements microstructuraux permet la détection de multiples anomalies bien avant les changements observés sur des images conventionnelles. L'imagerie pondérée en diffusion (en anglais : DWI Diffusion Weighted Imaging), est donc une branche incontournable de l'imagerie par résonance magnétique moderne qui subit un progrès exponentiel et est devenue indispensable dans des domaines comme la neuro-imagerie, ainsi qu'en oncologie. L'IRM de diffusion a un rôle majeur dans le diagnostic et l'évaluation de l'évolution d'une maladie, ainsi que l'évaluation de la réponse à un traitement.

Il est important de remarquer que dans ce chapitre nous avons présenté seulement le type le plus simple de séquence de diffusion qui, par ailleurs, a été le seul utilisé dans notre travail. Ceci est l'imagerie pondérée en diffusion, obtenue par l'application d'un gradient de diffusion  $G_{diff}$  dans une seule direction de l'espace : DWI. Elle est donc basée sur le concept du coefficient de diffusion ADC. Malgré la simplicité de cette séquence, elle est très puissante et largement utilisée dans le diagnostic précoce de l'accident vasculaire cérébral (AVC). Il suffit d'une image en DWI pour faire un diagnostic, ce qui rend la durée de l'acquisition très courte et l'examen bien toléré par les patients. Aucun post-traitement supplémentaire n'est nécessaire et les images sont faciles à interpréter. D'autres applications importantes de la DWI sont [91] :

- Le diagnostic de tumeurs cérébrales et prédiction de la réponse thérapeutique.

- Le diagnostic des maladies de la substance blanche provoquant des changements microstructuraux comme la sclérose en plaques, la maladie d'Alzheimer, la leuco-encéphalopathie, etc.
- L'oncologie : Diagnostic du cancer du cerveau, mais aussi de la tête, du cou, de la prostate, du foie, etc. La DWI est aussi utile dans l'évaluation de la réponse à la chimio-radiothérapie car une augmentation de l'ADC peut être détectée avant que la taille de la tumeur ne diminue.

Le seul inconvénient de cette séquence simple est le fait que la diffusion visualisée n'est qu'unidimensionnelle et fournit donc des informations spatiales limitées [85].

Pour répondre à cette contrainte du DWI d'autres séquences de diffusion plus complexes ont été créées. Comme discuté au paravent dans ce chapitre, dans la pratique clinique la diffusion dans les tissus biologiques est considérée isotrope et décrite par une loi normale. Or, dans certains cas il s'agit de milieu strictement anisotrope, comme les fibres de la matière blanche. Dans ces milieux-là la diffusion est différente en fonction de la direction d'observation et un seul coefficient scalaire (l'ADC) ne suffit pas pour caractériser ces tissus. Il existe un autre type de séquence de diffusion, plus complexe que le DWI, appelé Imagerie en Tenseur de Diffusion (en anglais DTI : Diffusion Tensor Imaging) qui est donc capable de détecter et quantifier cette anisotropie de la diffusion. Cette séquence utilise donc trois gradients de diffusion pour sonder chaque direction spatiale. Le résultat de cette séquence est un tenseur de diffusion, soit une matrice 3x3, qui caractérise entièrement la diffusion dans l'espace 3D. Le DTI est un outil puissant qui permet d'observer la connectivité cérébrale in vivo de manière non invasive et qui a trouvé de multiples applications en routine clinique comme :

- La tractographie qui produit des détails micro-architecturaux de la matière blanche en complément de l'IRM fonctionnelle.
- La pédiatrie dans l'évaluation de la maturation de la matière blanche : suivi du développement cérébral et le processus de myélinisation en pédiatrie au cours des différentes phases de développement chez le fœtus, le nourrisson et l'enfant. On peut aussi l'utiliser pour caractériser les troubles de la substance blanche et de la substance grise chez les enfants.
- Le diagnostic de la cirrhose.
- Le planning peropératoire et la navigation chirurgicale.

Nous ne présenterons pas cette technique en détails. Pour plus d'information sur la DTI nous vous proposons de vous rapporter à Réf. [97].

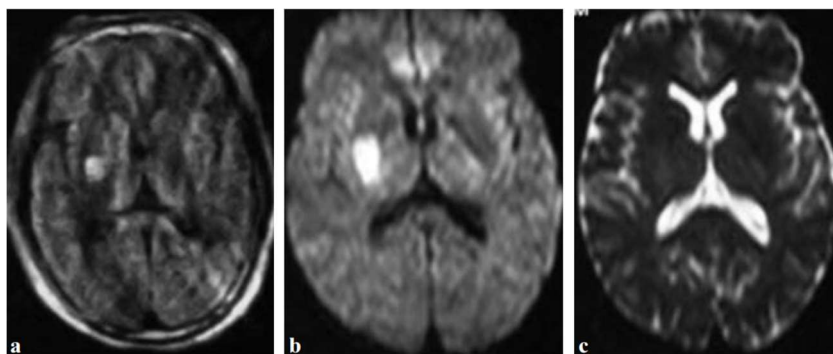
### 1.3.1. L'IRM de diffusion pour le diagnostic de l'AVC

Un accident vasculaire cérébral (AVC) survient lorsque la circulation sanguine vers le cerveau est bloquée, ce qui empêche le cerveau de recevoir de l'oxygène et les nutriments transportés par le sang [98]. En conséquence, les cellules cérébrales commencent à mourir en quelques minutes. C'est un déficit neurologique soudain dont la cause peut être un infarctus ou une hémorragie cérébrale. L'infarctus, communément appelé l'ischémie cérébrale, est provoqué par l'occlusion d'un vaisseau sanguin cérébral, suite à laquelle le cerveau est partiellement privé d'oxygène et de glucose, ce qui entraîne la mort neuronale. Dans 80 % des cas l'AVC est d'origine ischémique. Les 20 % restants sont d'origine hémorragique. L'AVC hémorragique est provoqué par un saignement dans le cerveau suite à la rupture de la paroi d'un vaisseau sanguin soumis à une pression excessive. Dans la zone atteinte les neurones meurent par

millions dès les premières minutes suivant l'AVC, ce qui entraîne des séquelles importantes, voire le décès. D'après les statistiques de l'OMS, l'AVC est la première cause de handicap physique chez l'adulte dans les pays de l'Occident [99]. Les séquelles cérébro-vasculaires du sujet atteint s'expriment sous différentes formes de troubles comportementaux et cognitifs, comme la démence vasculaire, les troubles moteurs, les troubles du langage, de l'attention et de la concentration, etc. Cependant, il existe des thérapies de l'accident vasculaire cérébral aigu qui ont un bénéfice clinique prouvé mais le succès du traitement dépend fortement du temps. L'optimisation de la gestion du temps au cours de la procédure de diagnostic et de traitement est de la plus haute importance pour l'efficacité et la sécurité de ce traitement [100]. Le diagnostic rapide et exacte est donc la première étape clé.

La neuro-imagerie joue un rôle essentiel chez les patients ayant subi un AVC car elle permet de reconnaître le type d'AVC, de le dater, d'éliminer d'autres maladies susceptibles de produire les mêmes effets physiologiques et anatomiques, mais aussi de distinguer les tissus atteints irréversiblement des tissus récupérables, de planifier le traitement et de prédire les résultats. Les modalités d'imagerie pour le diagnostic en routine clinique sont très variées : le CT-scan avec agent de contraste, l'IRM conventionnel, l'IRM de diffusion, l'angiographie, l'échographie, etc. Au stade initial de l'ischémie, la tomодensitométrie est la technique de choix pour la différenciation des AVC hémorragiques des AVC non hémorragiques. Cependant, le CT-scan laisse 30 à 60 % des lésions ischémiques invisibles au stade aigu. Dans le cas de l'IRM, au cours des 24 premières heures suivant un AVC ischémique, l'IRM pondérée en densité de protons et l'IRM pondérée en T<sub>2</sub> donnent des faux négatifs qui peuvent aller jusqu'à 30 à 50 %. Or, l'IRM pondérée en diffusion (DWI) est aujourd'hui la meilleure séquence pour détecter l'AVC avec une sensibilité de 88 % à 100 %, une spécificité de 95 % à 100 % et une précision proche de 95 %. Par ailleurs, des études comparant les différentes modalités d'imagerie (CT-scan, IRM FLAIR, IRM pondérée en T<sub>2</sub> et IRM DWI) ont montré que l'IRM de diffusion est capable de détecter une ischémie cérébrale dans les minutes qui suivent son apparition, tandis que les images d'IRM conventionnelle et de tomодensitométrie ne montrent aucune anomalie à ce stade [101].

Il est intéressant de noter qu'historiquement ceci a été une des premières applications envisagées pour l'IRM de diffusion grâce à la découverte de Moseley et al. qui ont constaté que la diffusion de l'eau diminue à un stade très précoce de l'événement ischémique [102]. En effet, lors d'un AVC nous observons un gonflement cellulaire local qui provoque une restriction accrue de la mobilité de l'eau et donc une diminution importante de l'ADC des tissus impactés. La lésion apparaît en hypersignal.



*Fig. 4* : Des images acquises 5 heures après l'apparition des premiers symptômes de l'AVC. La première photo (à gauche ; a) a été acquise sur une installation de 0.3 T avec une séquence de diffusion DWI. La deuxième image (au centre ; b) a été acquise 10 minutes après la première sur une IRM de 1.5 T avec une séquence de diffusion DWI. La lésion est détectée sous forme d'hypersignal dans le putamen droit. La dernière photo (à droite ; c) correspond à une séquence écho planar pondérée en  $T_2$ . Elle met en évidence le fait que seule la séquence de diffusion est capable de détecter des lésions cérébrales dans la phase aigüe (premières 5 heures). *Source : Réf. [94]*.

### 1.3.2. L'IRM de diffusion en néonatalogie

L'IRM de diffusion, aussi bien que les autres séquences standards d'IRM, trouve des applications dans plusieurs domaines comme :

- L'imagerie cérébrale pour l'évaluation de la structure et du fonctionnement du cerveau chez les nouveau-nés, ainsi que pour détecter les lésions cérébrales et déterminer leur gravité et leur étendue.
- L'étude des anomalies congénitales du cœur, des poumons, de la colonne vertébrale et des organes abdominaux.
- La détection et la caractérisation des tumeurs néonatales.
- L'étude de la prématurité et du développement néonatal.

L'IRM de diffusion est très important pour la prise en charge des enfants prématurés, particulièrement dans la détection rapide de lésions cérébrales, ainsi que dans la caractérisation du développement du cerveau sans lésion. Notamment, dans le diagnostic de l'AVC néonatal et l'identification des zones d'ischémie, le DWI apporte le plus grand bénéfice parmi toutes les modalités d'imagerie. D'après *Réf. [103]* l'IRM de diffusion devrait être la première étape dans le diagnostic de l'AVC néonatal car la mesure de la valeur de l'ADC est le marker le plus sensible pour la différenciation de l'infarctus de l'ischémie hypoxique. Par ailleurs, le cerveau néonatal n'est pas entièrement développé et a un plus grand contenu d'eau qu'à l'âge adulte, ce qui rallonge les temps de relaxation typique  $T_1$  et  $T_2$ . En conséquence, les images d'IRM pondérées en  $T_1$  ou  $T_2$  présentent des zones d'hypersignal inhabituelles, ce qui rend leur interprétation compliquée.

En termes de suivi du développement néonatal, l'IRM de diffusion permet d'évaluer la microstructure cérébrale, la maturation et la myélinisation de la matière blanche. La compréhension du développement normal est essentielle pour l'étude des pathologies cérébrales causées par la naissance prématurée ou l'accident vasculaire cérébral, ainsi que pour évaluer la plasticité post-lésionnelle du cerveau. D'autres études ont été réalisées afin de comprendre la nature et la cause des retards cognitifs souvent observés chez les grands prématurés et relier leur apparition avec des caractéristiques anatomiques constatées dans le cerveau en développement [104], [105], [106]. Notamment, les auteurs de *Réf. [107]* ont conduit une étude sur l'impact des lésions précoces de la matière blanche sur la maturation du cerveau chez l'enfant prématuré en utilisant l'IRM de diffusion (DWI+DTI). Leurs résultats ont conclu qu'une altération de la maturation cérébrale est susceptible de provoquer une modification dans les processus de développement du cerveau prématuré, plus particulièrement dans le phénomène de connectivité responsable de l'interconnexion des différentes zones

corticales. Les auteurs suggèrent que l'altération de la maturation cérébrale chez le bébé prématuré pourrait donc expliquer les problèmes cognitifs souvent observés chez les enfants prématurés lorsqu'ils atteignent l'âge scolaire. Par ailleurs, ils ont aussi constaté que des anomalies mineures de la matière blanche visible sur les images acquises à l'âge équivalent au terme disparaissent progressivement sur des courtes périodes, tout en modifiant le processus normal de myélinisation. Cette découverte suggère donc que ces enfants étaient atteints par une lésion grave à caractère transitoire qui laisse tout de même des séquelles importantes entraînant des problèmes cognitifs. Par ailleurs, le fait que toutes ces études IRM sont faites à l'âge équivalent au terme ou après, montre tout l'intérêt de pouvoir réaliser une imagerie à tout moment dédiée aux enfants prématurés.

Il convient de remarquer que dans le cas de l'AVC chez l'enfant prématuré, il est diagnostiqué souvent beaucoup plus tard que le moment de son apparition. A la différence de l'AVC chez l'adulte, l'accident vasculaire chez le prématuré n'a pas un profil symptomatique aussi caractéristique et reconnaissable. Il se manifeste par la léthargie, l'hypotonie, l'apnée, etc. Ces symptômes ambigus retardent souvent le diagnostic, ce qui détériore le bilan neurologique du patient [108]. Par ailleurs, les examens d'IRM de contrôle sont faits, dans la grande majorité des cas, seulement à l'âge équivalent au terme, ce qui diminue encore plus les chances d'un diagnostic rapide de l'AVC. Le but de notre projet est donc d'offrir une modalité d'imagerie utilisant des séquences standards, mais aussi la séquence de diffusion, afin de détecter des anomalies cérébrales le plus tôt possible et permettre une meilleure prise en charge, plus rapide et plus adaptée. L'idée d'un monitoring permanent des enfants susceptibles de souffrir de lésions de la matière blanche pourrait permettre une intervention médicale dès l'apparition des premiers symptômes et ainsi améliorer significativement le pronostic du patient en limitant les séquelles handicapantes.

## 2. Résultats expérimentaux

### 2.1. Premiers tests de diffusion

#### 2.1.1. La fabrication du fantôme de diffusion

La première étape de notre travail sur la diffusion à bas champ magnétique a été la fabrication d'un fantôme adapté. Les fantômes jouent un rôle essentiel dans la création et l'optimisation des séquences de diffusion, les protocoles d'imagerie clinique, ainsi que dans la recherche. Ils permettent de faire des mesures réalistes, représentatives et reproductibles et sont le premier pas dans la validation de l'efficacité de l'IRM de diffusion à très bas champ magnétique.

Le fantôme conçu spécifiquement pour l'étude de la diffusion au sein de notre projet doit répondre à plusieurs critères :

- Il doit avoir des propriétés de diffusion (valeur de l'ADC) réalistes et conformes aux valeurs mesurées dans des tissus biologiques sains ou des formations malignes (cf. Tableau 1).
- Il doit avoir une stabilité temporelle suffisante afin de produire des mesures reproductibles et fiables.
- Il doit être fabriqué à partir de produits chimiques stables, non-toxiques, faciles à conserver et à transporter.

	$T_1$ (ms) à 50 mT	$T_2$ (ms) à 50 mT	$T_1$ (ms) à 1.5 T	$T_2$ (ms) à 1.5 T
<b>Substance blanche</b>	275± 5 ms	102± 6 ms	1000	112
<b>Substance grise</b>	327 ± 10 ms	102± 6 ms	1261	109

Source : Réf [109], Réf [110]

	$ADC \times 10^{-3}$ (mm <sup>2</sup> /s)
<b>Cerveau sain</b>	1.14
<b>Lésion</b>	0.73

Source : Réf [111] [112]

Tableau 1 : Temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  moyens de la substance grise et blanche ; mesure à 50 mT et à 1.5 T. Valeur moyenne du coefficient de diffusion apparent (ADC) dans le cerveau sain et dans une lésion d'AVC ; mesure à 1.5 T.

Pour la conception de notre fantôme de diffusion nous nous sommes basés sur l'article de la Réf. [113]. Les auteurs de l'article utilisent des gels de différente concentration d'agarose et de sucre, dopés au nickel (Ni) dans le but de contrôler les propriétés de relaxation et de diffusion de manière indépendante et retrouver les valeurs de  $T_1$ ,  $T_2$  et ADC rencontrées dans les tissus biologiques. Le *Tableau 2* résumant l'effet de chaque substance chimique sur les temps de relaxation et l'ADC. Par ailleurs, il est préférable de travailler avec des gels, et non pas de liquides car ainsi nous limitons la formation de bulles et les artéfacts possibles de mouvement lors la mesure.

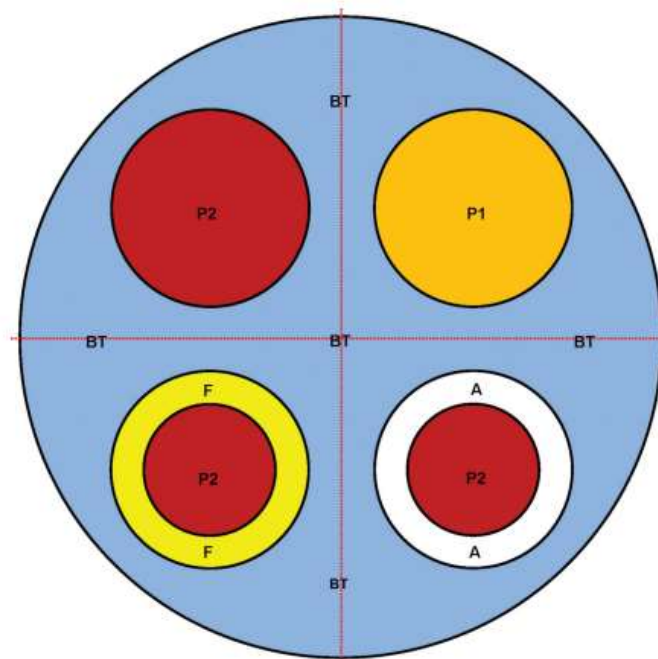
	$T_1$	$T_2$	ADC
<b>Agarose</b>	-	+	-
<b>Sucrose</b>	+	-	+
<b>Dopage au Ni</b>	+	-	-

Tableau 2 : Résumé de l'effet de chaque substance sur les propriétés de relaxation et de diffusion des gels. Les auteurs de l'article (Réf. [113]) ont conclu que le temps de relaxation longitudinal  $T_1$  dépend de la concentration en sucre et du dopage au Ni ; le temps de relaxation transversal  $T_2$  ne dépend que de la concentration en agarose et l'ADC dépend seulement de la concentration en nickel.

Cette "recette" de fantôme de diffusion est particulièrement intéressante car, comme le *Tableau 2* l'indique, nous pouvons fabriquer des gels de très faible valeur d'ADC sans diminuer le temps de relaxation transversal  $T_2$  et donc garder un rapport signal sur bruit correcte lors de l'acquisition du signal. Une autre propriété importante du fantôme de la Réf.[113] est sa stabilité temporelle par rapport à la valeur de l'ADC. Les auteurs ont estimé le taux de variation à 0,76 % sur une période de 8 semaines, ce qui assure une bonne reproductibilité des mesures de diffusion.



Pour fabriquer notre fantôme de diffusion, nous nous sommes inspirés du modèle développé dans l'article de référence qui contient des compartiments avec des diffusivités différentes (cf. Fig. 5). Le premier compartiment de leur fantôme est dit de diffusion libre et est noté 'BT', avec  $ADC = 1.91 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ , mesuré à 1.5 T. Il est utilisé pour représenter les propriétés des tissus sains à diffusion libre. Le deuxième compartiment du modèle a une diffusivité relativement restreinte et sera noté 'P1', avec  $ADC = 1.34 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ , mesuré à 1.5 T. Le dernier compartiment a une diffusivité très restreinte et est noté 'P2', avec  $ADC = 0.81 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ , mesuré à 1.5 T. Les deux gels P1 et P2 imitent des formations malignes ou des lésions cérébrales à diffusivité restreinte. Pour la fabrication de notre fantôme nous avons suivi exactement la recette de fabrication des gels indiquée par les auteurs et nous avons utilisé les mêmes concentrations des substances chimiques en les adaptant au volume d'intérêt pour notre première série de mesures (60 mL).



*Fig. 5* : Représentation schématique du fantôme de la Réf.[113] en coupe. Le fantôme de diffusion sphérique se compose d'un compartiment principal, rempli d'un gel à diffusion libre, nommé BT sur l'image et qui correspond à notre gel DL. Les compartiments P1 et P2 sont situés dans le compartiment principal et sont remplis de gels de différents degrés de diffusivité réduite. Source : Réf.[113].

#### Recette des gels de diffusion :

1. Nous mélangeons l'agarose et le sucre dans un bécher en verre. Nous rajoutons 9 g/L de chlorure de sodium dans les gels pour imiter la conductivité électrique des tissus biologiques. Nous versons 60 mL d'eau désionisée dans le mélange et nous remuons.
2. Le mélange ainsi préparé est placé au micro-ondes pour dissoudre complètement l'agarose (environ 1 minute pour 60 mL de solution) et un mélange clair se forme.

3. Nous plaçons le mélange chaud sur une plaque d'agitation magnétique où il est maintenu sous agitation constante à 700 tours/minute. La température est contrôlée par un thermomètre plongeant. Dès qu'elle descend en dessous de 80°C nous rajoutons immédiatement le dopage au nickel (nitrate de nickel (II), Sigma-Aldrich, UK), ainsi que 6 g/L de diazolidinyl urée (Sigma-Aldrich, UK), qui est un conservateur. On maintient le mélange sous agitation jusqu'à ce que la température soit redescendue à 60°C.
4. Les gels sont encore sous forme liquide et on les verse dans le récipient prévu. Nous les laissons à température ambiante pour refroidir et se gélifier.

### 2.1.2. La mesure des propriétés de relaxation du fantôme de diffusion

*Remarque :* Toutes les mesures de diffusion ont été faites dans l'IRM tête installé à Neurospin [Réf. 114] car au moment des mesures l'IRM pour le bébé prématuré n'était pas encore opérationnelle.

Pour nos premiers tests de diffusion nous avons fabriqué trois gels d'un volume de 60 mL, placés dans des bouteilles en plastique. Les noms attribués aux gels sont DL qui correspond au compartiment 'BT' de diffusion libre, un gel P1 et un gel P2. Les concentrations respectives sont résumées dans le *Tableau 3*.

	<i>Agarose (g/60 mL)</i>	<i>Sucrose (g/60 mL)</i>	<i>Nickel (g/60 mL)</i>
<b>DL</b>	0.72	0	0.0314
<b>P1</b>	0.48	8.4	0.0105
<b>P2</b>	0.48	22.8	0

*Tableau 3 :* Les concentrations d'agarose, de sucrose et de dopage au Ni (nitrate de nickel II) de nos gels. Les concentrations sont en g par 60 mL (le volume total de nos échantillons de gels). Nous avons respecté les concentrations indiquées dans l'article de la *Réf. [113]* en les adaptant au volume de nos premiers échantillons de gels.

Nos objectifs pour ce premier set de mesures ont été de :

1. Tester la faisabilité de la recette indiquée dans la *Réf. [113]*.
2. Adapter les concentrations des produits chimiques afin d'ajuster les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  des gels en tenant compte des contraintes de l'IRM à très bas champ magnétique. Cette étape est importante car le fantôme de l'article de la *Réf. [113]* a été conçu pour des mesures à 1.5 T. Comme expliqué dans le *Chapitre 1* de ce manuscrit, les temps de relaxation, et particulièrement le temps de relaxation transversale  $T_2$ , diminuent avec la diminution du champ magnétique statique  $B_0$ . Dans le *Tableau 1* nous présentons des valeurs de  $T_1$ ,  $T_2$  à 50 mT et à 1.5 T pour la substance blanche et grise du cerveau humain. Comme nous pouvons constater les valeurs sont très différentes. Par ailleurs, le champ nominal de notre IRM est 8 mT, ce qui implique que les valeurs de  $T_1$ ,  $T_2$  que nous visons sont encore plus faibles :  $T_1 = 150$  ms et  $T_2 = 60$  ms.
3. Mesurer les coefficients de diffusion apparents (ADC) des gels à très bas champ magnétique et adapter les concentrations des gels, si nécessaire.



La mesure du temps de relaxation longitudinale  $T_1$  a été faite à Neurospin. Chaque gel a été placé à son tour sur une des antennes de réception Prototype N° 3 (cf. *Chapitre 4*) et nous avons utilisé une séquence d'inversion-récupération dont le principe a été présenté dans le *Chapitre 1*. Nous avons obtenu la courbe expérimentale de relaxation de chaque échantillon (cf. *Fig.6*). Nous en avons déduit le temps de relaxation longitudinale  $T_1$  de chaque gel à partir des courbes expérimentales en faisant un ajustement par la formule théorique de l'évolution de l'aimantation après l'application d'une séquence d'inversion-récupération :

$$S(t) = S_0 * (1 - 2e^{-(t+\delta t)/T_1}) \quad \text{Eq.4}$$

où  $S(t)$  est le signal acquis à l'instant  $t$ ,  $S_0$  est le signal correspondant à l'aimantation longitudinale à l'équilibre et  $\delta t$  est un décalage temporel. Ce décalage temporel est introduit dans la formule car les pulses  $\pi$  et  $\frac{\pi}{2}$  ne sont pas parfaitement calibrés et le bascule de l'aimantation n'est pas complet.

La mesure du temps de relaxation transversale  $T_2$  a été faite de la même manière, mais en utilisant une séquence écho de spin (cf. *Fig.6*). L'ajustement théorique utilisé pour déduire la valeur expérimentale de  $T_2$  est de la forme :

$$S(t) = S_0 * e^{-t/T_2} + \Delta S \quad \text{Eq.5}$$

où  $\Delta S$  représentent le bruit de la mesure. Nous résumons les résultats expérimentaux dans le *Tableau 4*.

	<b>DL</b>	<b>P1</b>	<b>P2</b>
<b><math>T_1</math> (ms)</b>	355	600	425
<b><math>T_2</math> (ms)</b>	58	63	70

*Tableau 4* : Résumé des valeurs expérimentales des temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  pour les trois gels de diffusion DL, P1 et P2.

A la base des valeurs expérimentales nous concluons que les concentrations d'agarose, de sucrose et de dopage au Ni dans nos gels doivent être adaptées. Ce résultat n'est pas surprenant étant donné que nous avons suivi la recette exacte de l'article de la *Réf. [113]* qui a été ajustée pour répondre aux besoins d'une IRM à 1.5 T. Comme nous visons des valeurs de  $T_1 = 150$  ms et  $T_2 = 60$  ms pour une mesure à 8 mT, il est nécessaire de fabriquer un deuxième set de gels où les concentrations seront ajustées afin de raccourcir les temps de relaxation de nos échantillons.

Dans le nouveau set de fantômes-tests nous avons refait les gels à ADC les plus extrêmes, notamment DL et P2. Les nouveaux niveaux de concentration ont été choisis afin d'adapter les

temps de relaxation, mais aussi pour approfondir la différence en propriétés de diffusion, en produisant ainsi un gel P2 à diffusion très restreinte. Les nouveaux gels seront notés  $DL^*$  et  $P2^*$ . La composition du gel P1 reste inchangée. Leurs concentrations sont présentées dans le *Tableau 5*.

	<i>Agarose (g/60 mL)</i>	<i>Sucrose (g/60 mL)</i>	<i>Nickel (g/60 mL)</i>
<b><math>DL^*</math></b>	0.72	0	0.04
<b><math>P2^*</math></b>	0.48	35	0

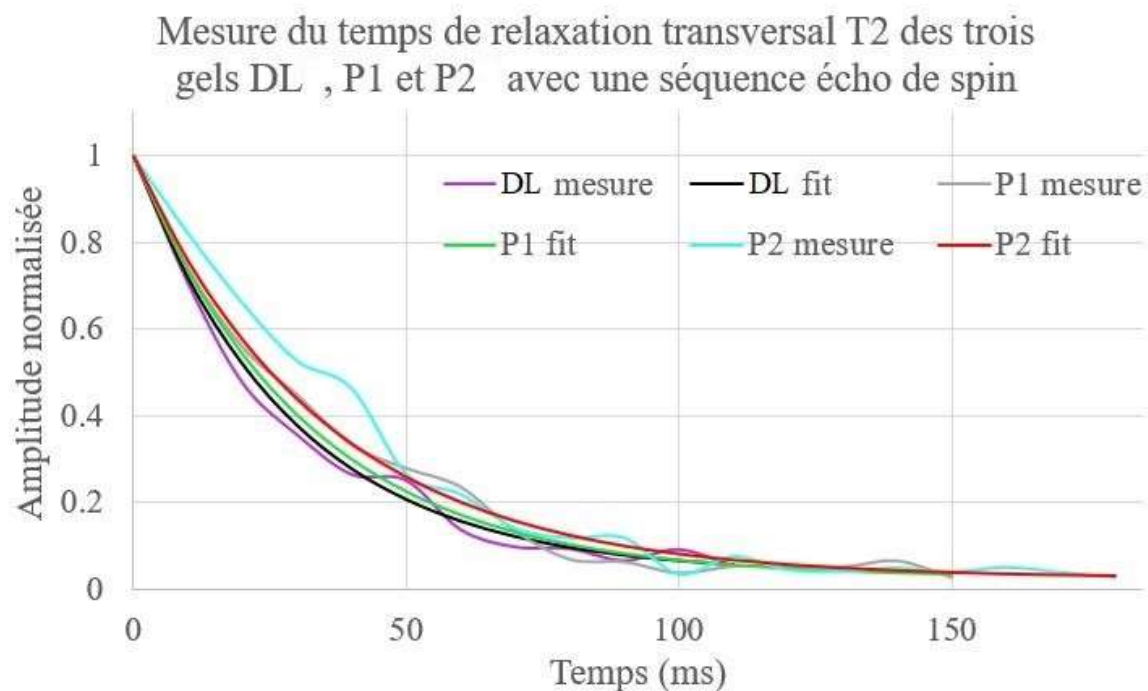
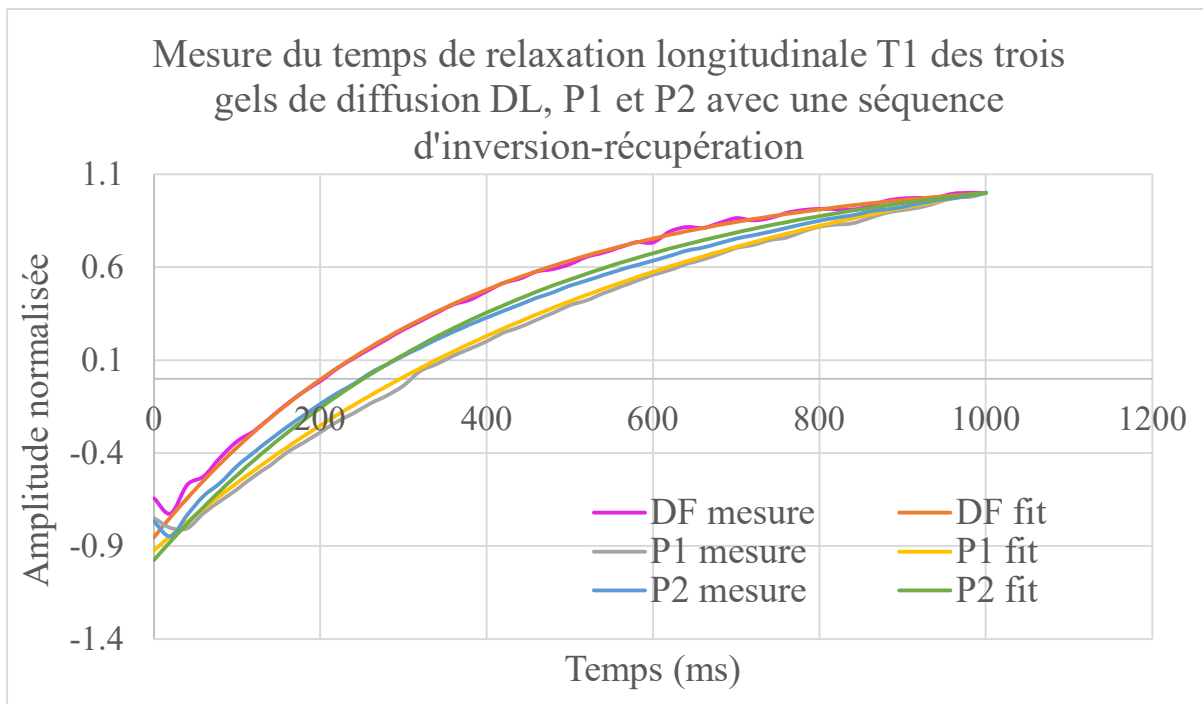
*Tableau 5* : Les concentrations d'agarose, de sucrose et de dopage au Ni (nitrate de nickel II) du nouveau set de gels. Les concentrations sont en g par 60 mL (le volume total de nos échantillons de gels de tests). Nous avons modifié la composition des gels DL et P2 afin d'adapter leurs temps de relaxations aux temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  rencontrés dans le cerveau humain à très bas champ magnétique :  $T_1 = 150 \text{ ms}$  et  $T_2 = 60 \text{ ms}$ .

Nous avons remesuré les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  des deux nouveaux gels  $DL^*$  et  $P2^*$  de la même façon : une séquence d'inversion-récupération, une séquence d'écho de spin, mais aussi une FID (Free Induction Decay) pour vérifier les valeurs expérimentales de  $T_2$ . Les résultats sont résumés dans le *Tableau 6*.

	<b><math>DL^*</math></b>	<b><math>P2^*</math></b>
<b><math>T_1</math> (ms)</b>	232	240
<b><math>T_2</math> (ms)</b>	45	50

*Tableau 6* : Résumé des valeurs expérimentales des temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  pour les deux nouveaux gels de diffusion  $DL^*$  et  $P2^*$ , obtenues avec une séquence d'inversion-récupération (mesure du  $T_1$ ) et une séquence FID (mesure du  $T_2$ ).

A la base de ces mesures nous concluons que le temps de relaxation longitudinale  $T_1$  des gels est au-dessus de la valeur typique mesurée dans le cerveau pour  $B_0 = 8 \text{ mT}$ , mais ceci n'est pas limitant car le temps de répétition  $T_R$  typique des séquences les plus utilisées sur notre installation est de l'ordre de 300 ms. L'aimantation longitudinale de nos échantillons a donc suffisamment de temps pour revenir à l'équilibre au bout d'un  $t = T_R$ . Deuxièmement, suite à la modification des concentrations des gels, ils possèdent à présent des temps de relaxation transversale  $T_2$  compatibles avec les valeurs observées dans le cerveau à très bas champ magnétique. Par ailleurs, le  $T_2$  de nos gels est aussi adapté aux temps d'écho des séquences standards de notre IRM, notamment  $T_E$  entre 50 ms et 60 ms. Les temps de relaxation transversale des gels sont donc inférieurs aux  $T_E$  typiques et sont compatibles avec nos temps de mesure, mais restent tout de même suffisamment élevés pour générer un niveau de signal adéquat lors des acquisitions. La prochaine étape dans la caractérisation des fantômes a été la mesure de leurs propriétés de diffusion à travers la mesure de l'ADC des trois gels.



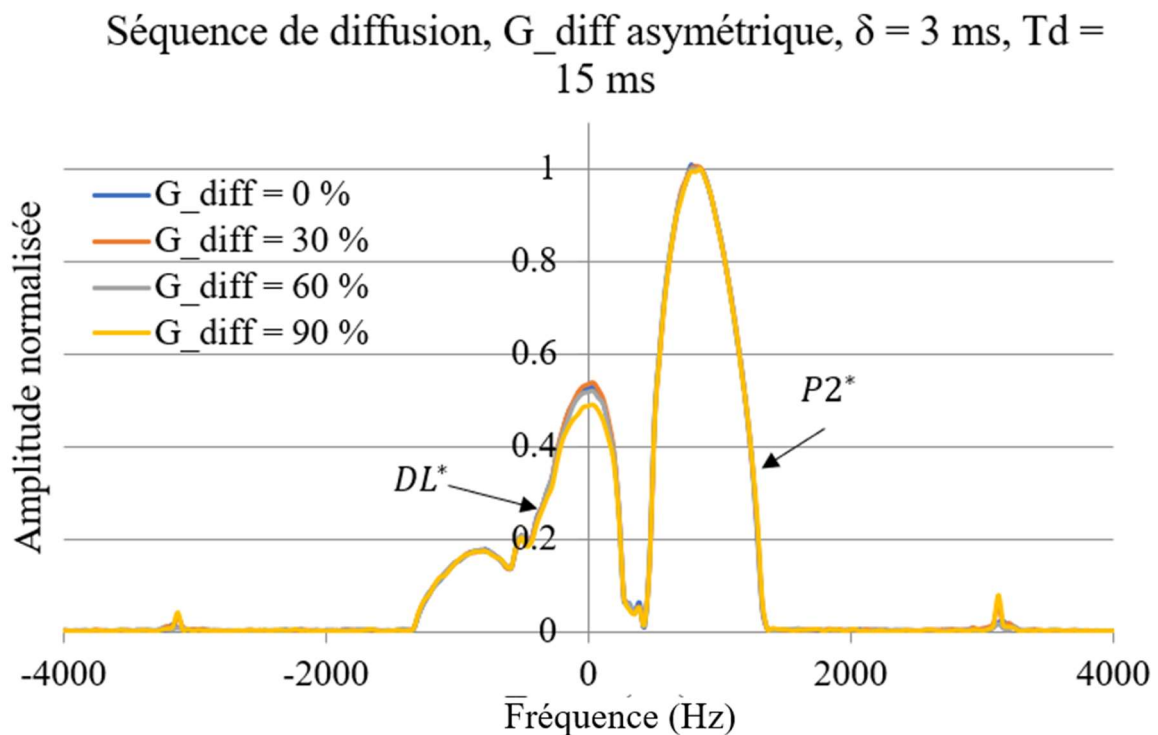
*Fig. 6* : Courbes expérimentales et ajustements théoriques de la mesure des temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  des trois premiers gels de diffusion DL, P1 et P2.

### 2.1.3. La mesure des propriétés diffusives du fantôme de diffusion

La première étape de l'étude des propriétés diffusives de nos fantômes de diffusion (3 gels de diffusivités différentes :  $DL^*$ ,  $P1, P2^*$ ) a été de créer la séquence de diffusion. Tous les tests ont

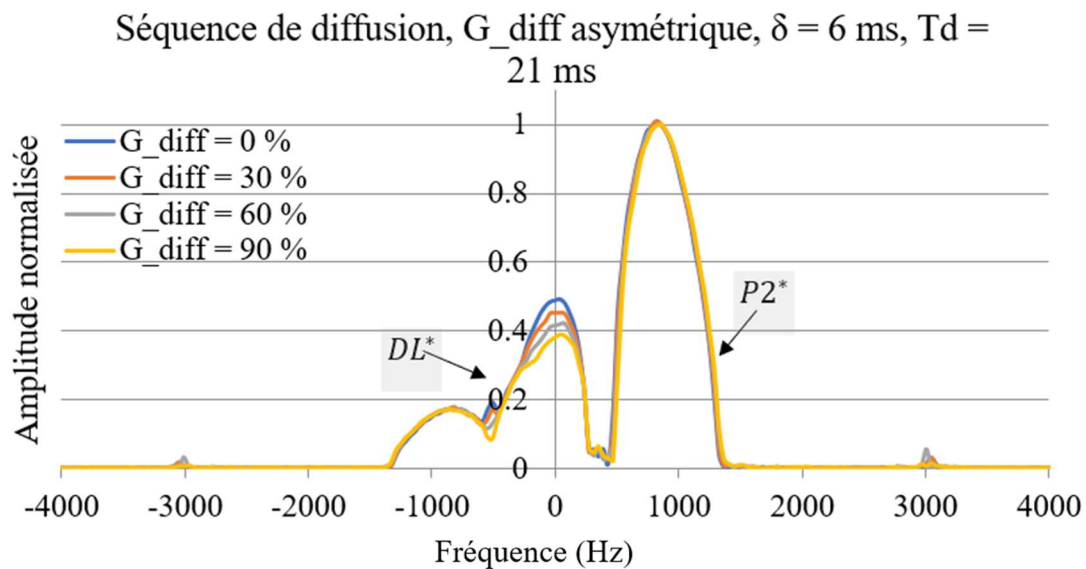
été faits dans l'IRM installée à Neurospin et il a été décidé d'utiliser le gradient  $G_z$  en tant que gradient de diffusion  $G_{diff}$ . La raison pour cela était que c'est le gradient capable de générer la plus grande amplitude parmi les trois gradients de cette installation, notamment  $G_z^{max} = 0.5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ . L'antenne de réception utilisée pour les tests de diffusion avait un design planaire avec 14 tours en fil de Litz 195x0.10 mm avec 0.5 cm de distance entre les tours adjacents. Comme expliqué en début de ce chapitre les deux lobes de  $G_{diff}$  sont appliqués de part et d'autre du pulse  $\pi$  de rephasage de manière symétrique. Ils ont la même amplitude, lors du premier test  $G_{diff} = G_z^{max} = 0.5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$  et la même durée d'application  $\delta = 3 \text{ ms}$ . Le temps entre l'application des deux lobes de  $G_{diff}$  a été fixé à  $T_d = 15 \text{ ms}$ . Nous avons placé les gels ayant la plus grande différence de diffusivité dans l'IRM pour le premier test de la séquence, notamment  $DL^*$ ,  $P2^*$ . Nous n'avons observé aucun signal dans cette configuration. La raison sont les temps de montées et de descente des gradients.

Nous avons donc décidé de modifier légèrement la séquence de base, en appliquant des lobes de la même amplitude mais disposés de manière légèrement asymétrique par rapport au pulse de  $\pi$  afin de corriger le décalage dans l'espace des k. Nous avons ainsi obtenu un signal. Afin d'étudier les propriétés de diffusion de nos gels  $DL^*$  et  $P2^*$ , nous avons fait des acquisitions répétées à une dimension en faisant varier l'amplitude des gradients de diffusion entre 0 %, 30 %, 60 % et 90 % de  $G_{diff}^{max}$ .



*Fig. 7* : Spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$  et  $P2^*$  pour différentes amplitudes du gradient de diffusion : 0 %, 30 %, 60 % et 90 %, avec  $\delta = 3 \text{ ms}$  et  $T_d = 15 \text{ ms}$ .

Comme en témoignent les spectres de diffusion représentés sur la Fig. 7 nous n'observons qu'une légère variation d'intensité entre la simple séquence écho de spin ( $G_{diff} = 0\%$ ) et  $G_{diff} = 90\%$ . Afin d'accentuer les différences de diffusivité entre les échantillons nous avons encore modifié la séquence de diffusion. Nous avons augmenté le temps d'application du gradient de diffusion :  $\delta = 6\text{ ms}$ , ainsi que le temps entre l'application des deux lobes de  $G_{diff}$  :  $T_d = 21\text{ ms}$ . Nous avons refait le même type de mesures en faisant varier la force du gradient  $G_{diff}$  entre  $0\%$  et  $90\%$  et nous avons acquis des spectres 1D de diffusion, cf. Fig. 8. Nous constatons une plus grande fluctuation d'intensité en fonction du gradient de diffusion appliqué, ce qui montre que cette version de la séquence est plus efficace.



*Fig. 8* : Spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$  et  $P2^*$  pour différentes amplitudes du gradient de diffusion :  $0\%$ ,  $30\%$ ,  $60\%$  et  $90\%$ , avec  $\delta = 6\text{ ms}$  et  $T_d = 21\text{ ms}$  : configuration 1.

Nous déduisons deux choses importantes du spectre de diffusion sur la Fig.8. Premièrement le pic correspondant au gel  $DL^*$  montre une variation de l'intensité beaucoup plus importante que le pic correspondant au gel  $P2^*$ . Ceci est très cohérent car on s'attend que l'amplitude du signal du gel à coefficient de diffusion plus élevé diminuent significativement plus avec l'augmentation de  $G_{diff}$  car ses molécules diffusent de manière quasi libre et elles subissent donc un déphasage plus important à la suite de l'application du gradient de diffusion. Deuxièmement, l'amplitude du pic correspondant au gel  $DL^*$  est inférieure à celle du pic du gel  $P2^*$  même lors d'une séquence écho de spin où  $G_{diff} = 0\text{ mT}/20\text{ cm}$ . Ceci est en fait cohérent avec les propriétés de relaxation des deux fantômes car, comme en témoigne le *Tableau 6*, le temps de relaxation transversale  $T_2$  du gel  $DL^*$  est inférieur à celui du gel  $P2^*$  ( $T_2(DL^*) = 45\text{ ms}$  et  $T_2(P2^*) = 50\text{ ms}$ ). Comme discuté dans le *Chapitre 1* l'échantillon qui possède un temps de relaxation transversale plus long produira un signal plus fort lors de l'acquisition. Néanmoins, l'écart en amplitude entre les deux gels est significatif ( $\sim 50\%$ ) et

ceci ne peut pas être expliqué seulement par la différence de  $T_2$ . Nous concluons que la sensibilité de l'antenne de détection modifie la forme du spectre acquis.

Ces dernières conclusions et hypothèses ont été mises à l'épreuve en échangeant la place des fantômes sur l'antenne détectrice et en répétant la séquence de diffusion sans changer ses paramètres :  $\delta = 6 \text{ ms}$ ,  $T_d = 21 \text{ ms}$ . Les spectres de diffusion 1D sont représentés sur la Fig. 9. Le pic à gauche sur la courbe correspond cette fois-ci au gel  $P2^*$  et nous constatons que son amplitude diminue avec l'augmentation du gradient de diffusion appliqué. Ce résultat n'est pas du tout cohérent car l'ADC du gel  $P2^*$  est théoriquement inférieur à l'ADC du gel  $DL^*$  et on s'attendrait à observer l'effet inverse. Par ailleurs, l'amplitude du pic à gauche sur la courbe de la Fig. 9 est toujours inférieure au pic de droite, même si la différence en amplitude est moins prononcée dans ce set de mesures ( $\sim 20 \%$ ). Nous voyons donc effectivement l'effet de la différence de  $T_2$  des deux gels, mais la cause sous-jacente des phénomènes observés est autre que la diffusion. Nous faisons l'hypothèse que c'est un effet de fréquence lié à la sensibilité de l'antenne de détection. Afin de confirmer cette hypothèse, nous pouvons faire une analyse du pic à gauche sur les courbes 1D : nous calculons le rapport des amplitudes de l'acquisition la plus pondérée en diffusion ( $G_{diff} = 90 \%$ ) et celle où il n'y a aucune pondération en diffusion ( $G_{diff} = 0 \%$ ) pour les deux configurations géométriques :  $DL^* - P2^*$  (configuration 1) et  $P2^* - DL^*$  (configuration 2).

$$\text{Configuration 1 : } \frac{A(G_{diff} = 0 \%) }{A(G_{diff} = 90 \%) } = 1.29$$

$$\text{Configuration 2 : } \frac{A(G_{diff} = 0 \%) }{A(G_{diff} = 90 \%) } = 1.30$$

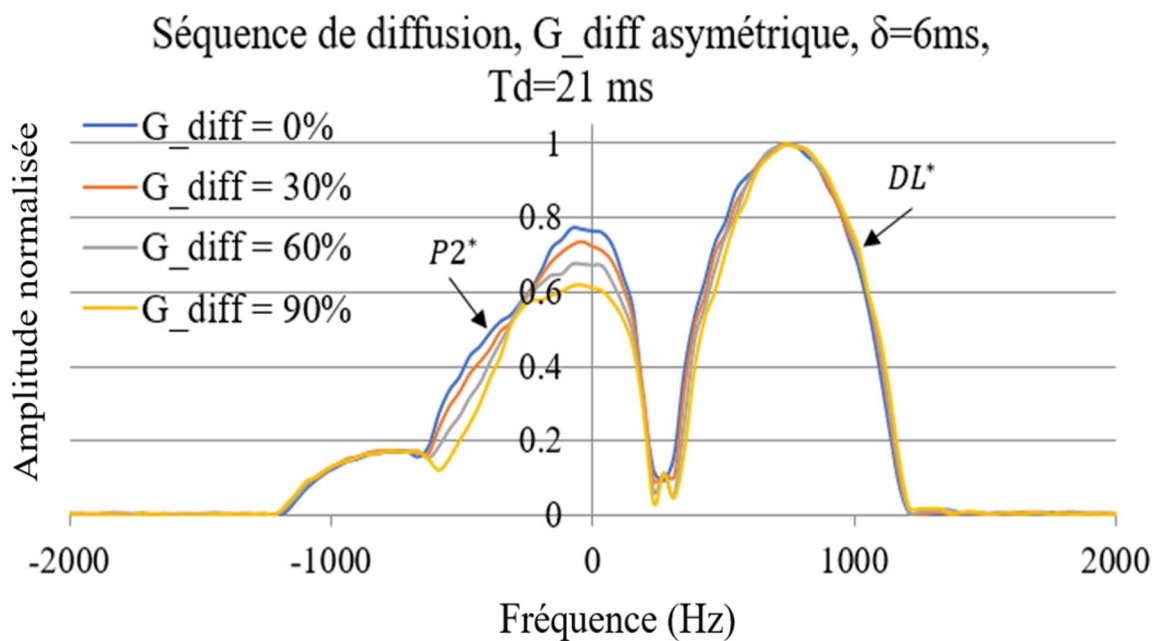


Fig. 9 : Spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$  et  $P2^*$  pour différentes amplitudes du gradient de diffusion : 0 %, 30 %, 60 % et 90 %, avec  $\delta = 6 \text{ ms}$  et  $T_d = 21 \text{ ms}$ . La place des deux gels est inversée par rapport au premier set de mesures : configuration 2.

Nous en déduisons que le taux d'évolution de l'amplitude du signal en fonction du gradient de diffusion appliqué est identique pour les deux configurations. L'effet observé lors de nos premiers tests n'est donc pas dû à la diffusion ! Il est impératif de changer l'antenne de détection afin d'éliminer cet effet de la sensibilité du détecteur qui empêche l'observation de la diffusion dans nos gels.

Pour la suite des tests nous avons choisi une antenne de réception développée au cours de la thèse de Samson Lecurieux Lafayette dans le cadre du projet « Imagerie par résonance magnétique à très bas champ pour l'imagerie de la tête » (installation d'IRM à Neurospin) *Réf. [75]*. L'antenne (cf. *Fig. 10*) est circulaire, composée de 33 tours en fil de Litz 195x0.10 mm, sans espacement entre les fils adjacents. Son périmètre est de 70 cm, son inductance est mesurée à  $1260 \mu\text{H}$  et elle possède un facteur de qualité  $Q = 200$ . Le bruit thermique du capteur est estimé à  $109 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

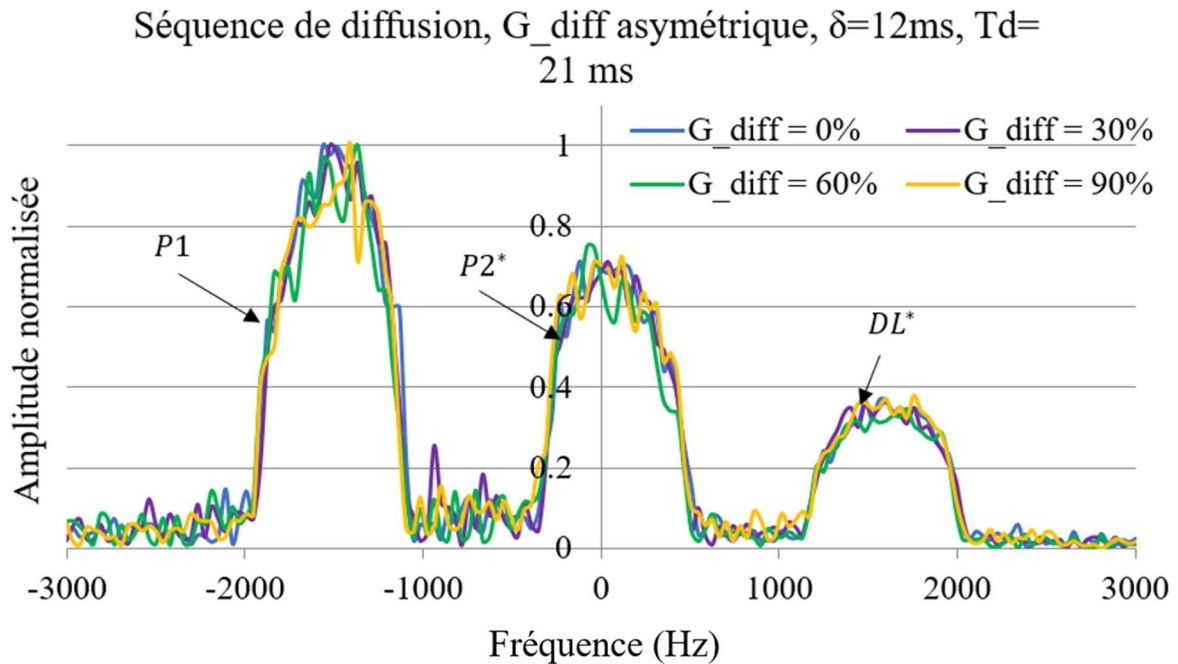


Fig. 10 : Photo de l'antenne circulaire utilisée pour les tests de diffusion avec nos fantômes de diffusion. *Source : Réf. [78]*

Pour ce set de mesure nous avons utilisé les trois gels :  $DL^*$ ,  $P1$ ,  $P2^*$ . Ils ont été placés à l'intérieur de l'antenne de détection et nous avons doublé le temps d'application du gradient de diffusion, donc  $\delta = 12 \text{ ms}$ . Le protocole de manip est toujours le même : nous faisons des acquisitions consécutives où l'intensité de  $G_{diff}$  augmente progressivement de 0 % à 90 %. Nous avons acquis le spectre en diffusion pour les trois gels (cf. *Fig. 11*). Comme nous pouvons constater sur la *Fig. 11* les spectres expérimentaux acquis avec l'antenne circulaire sont significativement plus bruités que ceux acquis avec la première antenne planaire. Ceci est logique car les tours de fils conducteurs de la bobine circulaire ne sont pas espacés et comme discuté dans le *Chapitre 4* ceci augmente consécutivement le bruit du capteur car l'effet de proximité a un impact important et provoque des pertes énergétiques. Afin d'évaluer



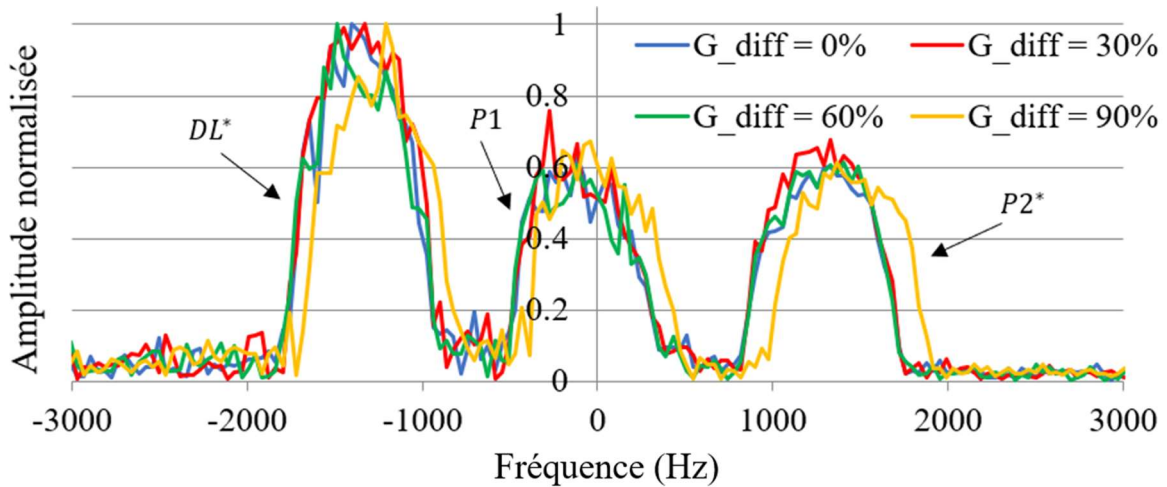
l'évolution de l'amplitude du signal de chacun des pics nous avons calculé l'aire sous la courbe. Ensuite, nous les avons normalisés par rapport au pic correspondant au gel le moins diffusif, donc  $P2^*$ . Finalement, nous avons calculé le rapport des aires sous la courbe normalisés de chaque gel pour un gradient de diffusion  $G_{diff} = 0\%$  et  $G_{diff} = 90\%$ , comme nous avons procédé dans le dernier set de mesures afin d'étudier l'évolution du signal :  $\frac{A(G_{diff}=0\%)}{A(G_{diff}=90\%)}$ . Nous obtenons les rapports suivants :  $DL^* = 0.95, P1 = 1.10, P2^* = 1$ .



*Fig. 11* : Spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$ ,  $P1$  et  $P2^*$  pour différentes amplitudes du gradient de diffusion :  $0\%, 30\%, 60\%$  et  $90\%$ , avec  $\delta = 12ms$  et  $T_d = 21ms$ . Antenne de détection : l'antenne circulaire.

Nous répétons la même mesure, mais nous échangeons la place des gels afin de vérifier si la baisse d'amplitude en fonction de  $G_{diff}$  qu'on observe est due à la diffusion. Le spectre acquis est représenté dans la *Fig. 12*. Encore une fois nous normalisons les aires sous la courbe pour chaque pic et nous calculons le rapport des amplitudes du signal normalisé :  $\frac{A(G_{diff}=0\%)}{A(G_{diff}=90\%)}$ . Nous obtenons  $DL^* = 1.03, P1 = 0.91, P2^* = 1$ . Ce résultat n'est pas cohérent. Nous constatons que le gel qui avait le plus grand rapport des amplitudes dans la première configuration géométrique a le plus faible rapport lors de cette mesure. Nous en déduisons que la variation d'amplitude observée dépend de la position des gels dans l'antenne et n'est donc pas due au phénomène de diffusion.

Séquence de diffusion,  $G_{diff}$  asymétrique,  $\delta=12ms$ ,  $T_d=21ms$



*Fig. 12* : Spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$ , P1 et  $P2^*$  pour différentes amplitudes du gradient de diffusion : 0 %, 30 %, 60 % et 90 %, avec  $\delta = 12 ms$  et  $T_d = 21 ms$ . Antenne de détection : l'antenne circulaire. Le positionnement des gels dans l'antenne de détection est modifié pour vérifier la cause de la variation d'amplitude mesurée.

Par ailleurs, nous avons répété la mesure afin de vérifier sa reproductibilité. En effet, les résultats n'ont pas été identiques. La mesure est très bruitée aussi et nous concluons que les fluctuations/incertitudes de mesure sont supérieures à l'effet de diffusion que nous cherchons à quantifier. Le résultat n'étant pas conclusif, nous nous sommes posé la question quel est le contraste de diffusion théorique que nous pouvons obtenir avec l'intensité maximale du gradient de diffusion utilisé actuellement ( $G_{diff}^{max} = 0.5 mT/20 cm$ ) et si le phénomène de diffusion était réellement observable dans ces conditions ?

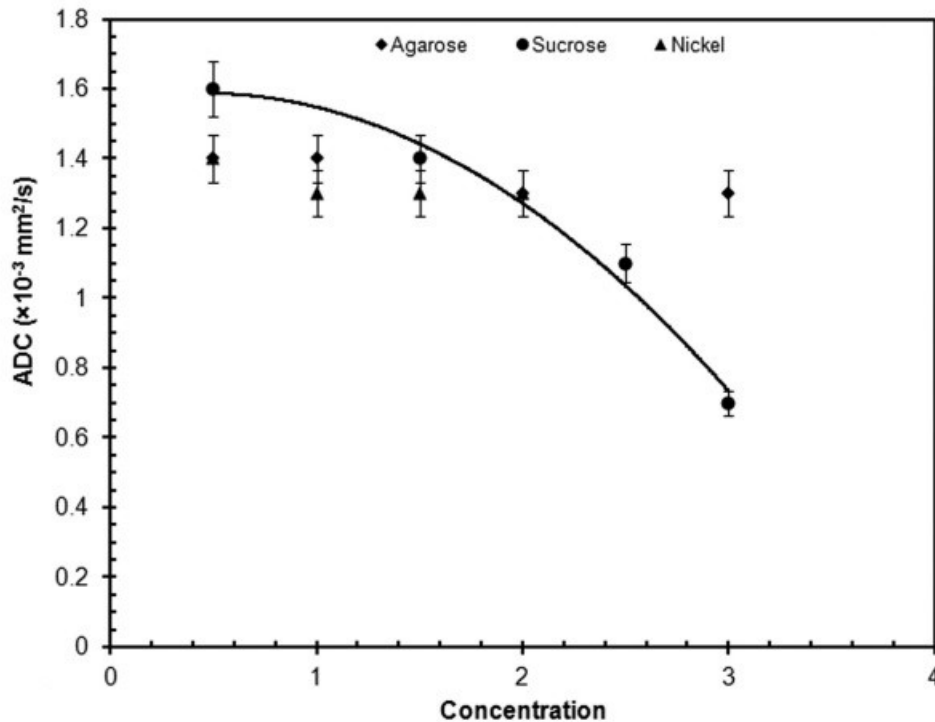
Pour répondre à cette question nous avons tout d'abord estimé la valeur approximative du coefficient de diffusion apparent de nos gels en se basant sur un graphique proposé par les auteurs de l'article qui a servi comme guide pour la conception de nos fantômes (Réf.[113]). La *Fig.13* montre une courbe d'évolution de l'ADC en fonction de la concentration en agarose/sucrose/dopage en Ni. En se basant sur les taux de concentrations cités dans le *Tableau 3* pour le gel P1 et le *Tableau 5* pour les gels  $DL^*$ ,  $P2^*$ , nous en déduisons les valeurs suivantes d'ADC pour nos trois gels :  $ADC(DL^*) \approx 1.6 * 10^{-3} mm^2/s$ ,  $ADC(P1) \approx 1.4 * 10^{-3} mm^2/s$ ,  $ADC(P2^*) \approx 0.3 * 10^{-3} mm^2/s$ . Ces valeurs sont seulement théoriques et estimatives !

Ensuite, à la base de ces valeurs, nous calculons les facteurs  $b$  correspondants aux différentes intensités de gradient de diffusion que nous appliquons, en tenant compte des paramètres  $\delta$ ,  $T_d$  de la séquence :  $b = 1.095 s/mm^2$  pour 100%  $G_{diff}$ ,  $b = 0.394 s/mm^2$  pour 60%  $G_{diff}$ ,  $b = 0.099 s/mm^2$  pour 30%  $G_{diff}$ , etc. Nous pouvons à présent calculer le signal théorique

que nous mesurerions pour chacun des gels et estimer le contraste que nous observerions dans ces conditions :

$$S^{th}(gel\ 1) \approx S_0 e^{-b(gel\ 1).ADC(gel\ 1)}$$

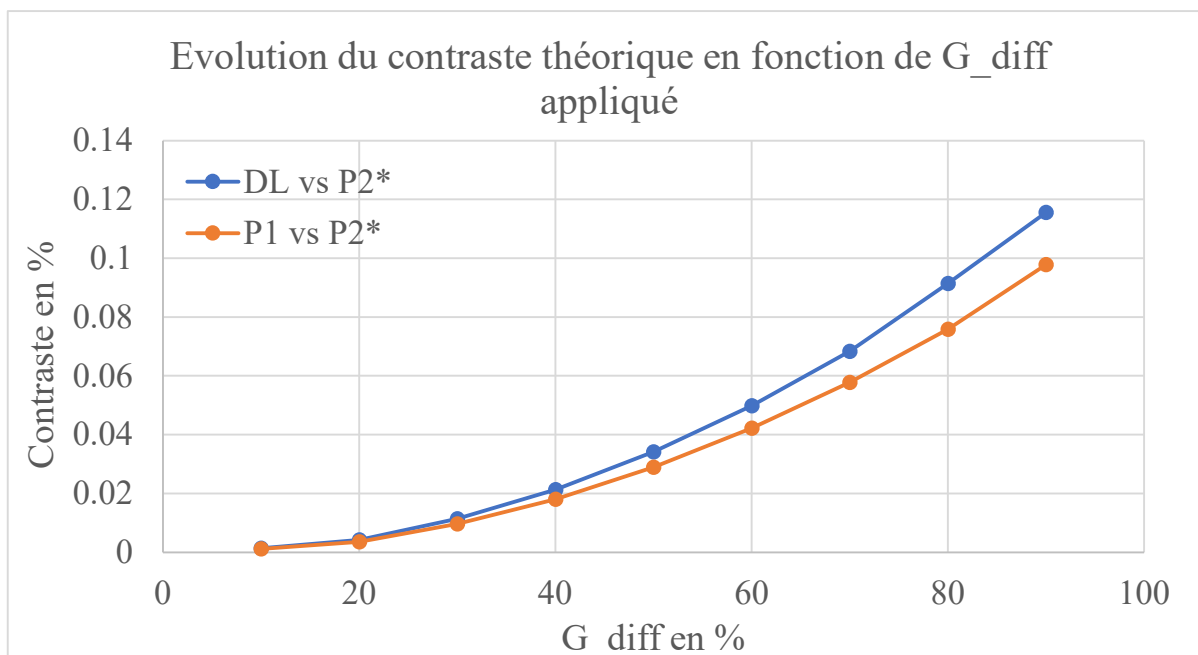
$$Contraste\ en\ \% = \left(1 - \frac{S_{gel\ 1}^{th}}{S_{gel\ 2}^{th}}\right) * 100$$



*Fig. 13* : Dépendance de l'ADC en fonction de la concentration de dopage en nickel, d'agarose et de sucrose. L'axe horizontal indique les concentrations en %w/v pour l'agarose, en x10 w/v pour le sucrose et en mM pour le dopage en Ni. A savoir que %w/v = masse du soluté (g)/volume de la solution (mL)\*100 pour calculer le poids du soluté en grammes. Pour obtenir le poids en grammes du  $Ni(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ , il faut utiliser sa masse molaire qui est 290.79 g/mol d'après le producteur\*. Source : Réf.[113].

\*[https://www.sigmaaldrich.com/specification-sheets/365/117/203874-BULK\\_\\_\\_\\_\\_ALDRICH\\_.pdf](https://www.sigmaaldrich.com/specification-sheets/365/117/203874-BULK_____ALDRICH_.pdf)

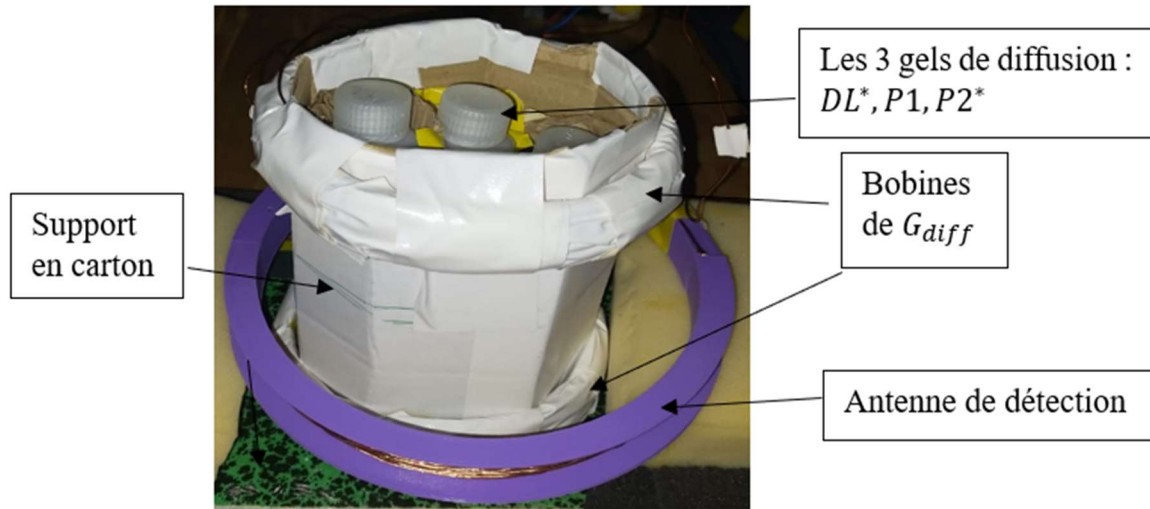
A la base des calculs théoriques nous avons tracé l'évolution du contraste entre les gels  $DL^*$  et  $P2^*$  et les gels  $P1$  et  $P2^*$  en fonction du gradient de diffusion appliqué, cf. *Fig. 14*. Le contraste maximal est mesuré entre le gel le moins diffusif et le plus diffusif, respectivement  $P2^*$  et  $DL^*$  lorsqu'on applique le gradient de diffusion maximal, donc  $G_{diff}^{max} = 0.5$  mT/20 cm, soit 2.5 mT/m. En analysant la *Fig. 14* nous constatons que même dans ces conditions de travail, le contraste que nous mesurerions est extrêmement faible, notamment 0.11 %.



*Fig. 14* : Courbe de l'évolution du contraste théorique entre les gels  $DL^*$  vs  $P2^*$  et  $P1$  vs  $P2^*$  en fonction du gradient de diffusion appliqué. Paramètres de la séquence de diffusion :  $G_{diff}^{max} = 2.5 \text{ mT/m}$ ,  $\delta = 12 \text{ ms}$ ,  $T_d = 21 \text{ ms}$ .

Nous en déduisons avec certitude que dans tous les tests de diffusion conduits précédemment, l'évolution de l'amplitude du signal en fonction de  $G_{diff}$  appliqué n'était pas produite par le phénomène de la diffusion, car la pondération en diffusion était insuffisante et donc inférieure à l'erreur de mesure. Dans ces conditions il est impossible de la mesurer. Afin d'étudier la diffusion dans nos fantômes il faut obligatoirement changer le gradient de diffusion, plus particulièrement pour obtenir un contraste maximal d'environ 11 % nous devons appliquer un  $G_{diff}^{max} \approx 5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ , soit 10 fois plus fort que le gradient utilisé jusqu'à présent lors de nos tests.

La prochaine étape dans notre étude de la diffusion a été le design du nouveau gradient de diffusion. Pour ceci nous avons utilisé le programme Pascal Lazarus de calcul des champs magnétiques présenté dans le *Chapitre 2*. Le design qui a été choisi consiste en deux bobines circulaires, chacune composées de 110 tours en fil de cuivre, connectées en série. Le diamètre de chaque bobine est  $d = 14 \text{ cm}$  et elles sont séparées d'une distance de 12 cm. Les deux bobines ont été placées sur un support vertical en carton et produisent un champ magnétique de  $4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$  avec une alimentation de 5 A. Il est intéressant de noter qu'en augmentant la distance de séparation entre les deux bobines, nous pouvons augmenter le champ magnétique produit. La *Fig.15* montre une photo du nouveau gradient de diffusion avec les bouteilles contenant nos trois gels placés à l'intérieur de la bobine de réception circulaire.



*Fig.15* : Une photo du nouveau gradient de diffusion :  $G_{diff}^{max} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ , produit par une paire de bobines circulaires de diamètre  $d = 14 \text{ cm}$ , séparées de  $12 \text{ cm}$  et connectées en série. Les bobines ont été montées sur un support en carton et les fantômes de diffusion sont placés à l'intérieur.

Nous avons modifié légèrement la séquence de diffusion, en prolongeant le temps entre l'application des deux lobes du gradient de diffusion :  $T_d = 40 \text{ ms}$ . Nous maintenons le reste des paramètres inchangés, y compris l'antenne de détection (antenne circulaire, cf. *Fig. 10*). Une fois le nouveau  $G_{diff}$  installé, notre but était de vérifier s'il est possible de pondérer efficacement l'acquisition en diffusion et ensuite mesurer les coefficients de diffusion apparents de chaque gel afin de confirmer notre recette du fantôme de diffusion. Pour ces mesures nous avons répété le même protocole de travail :

1. Pour un positionnement donné des gels à l'intérieur de l'antenne de détection, faire des acquisitions où on change progressivement l'intensité du gradient de diffusion appliqué  $G_{diff}$  varie entre 0% et 100%.
2. Changer la position des gels et répéter la mesure, donc faire trois sets de mesures complets ( $G_{diff}$  varie entre 0% et 100%), de sorte que chaque gel occupe chacun des emplacements possibles (à gauche, au centre, à droite).

Les spectres correspondants à ces acquisitions sont présentés en *Annexe N° 2* à la fin de ce manuscrit !

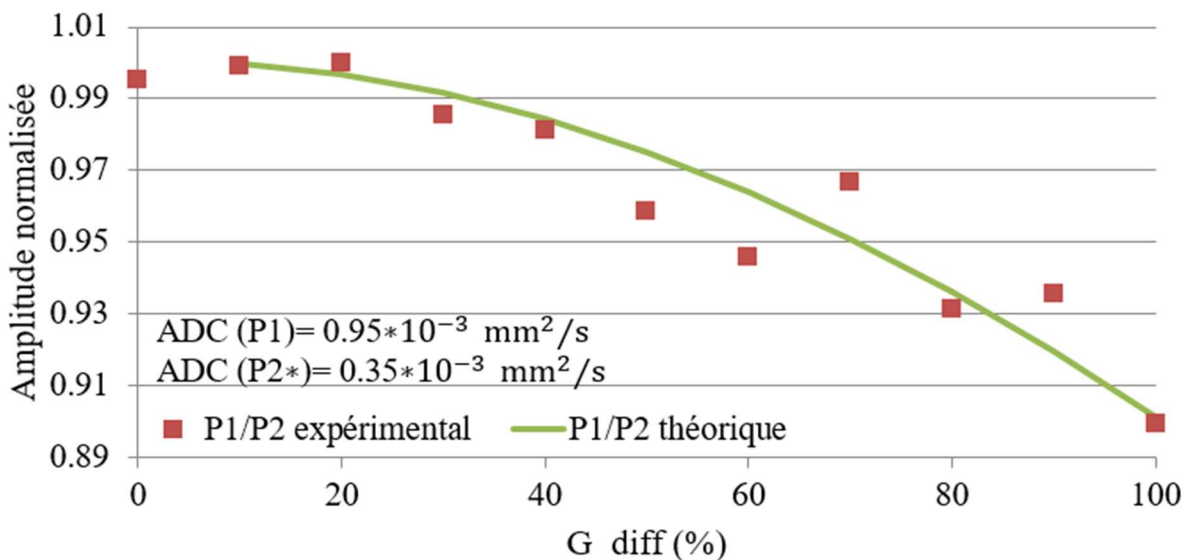
L'analyse de ces données passe par plusieurs étapes :

1. Pour les trois configurations, on calcule l'aire sous la courbe des trois pics pour toutes les intensités de  $G_{diff}$  appliqués (de 0% à 100%).
2. On calcule la moyenne de l'amplitude du signal de chaque pic pour les trois configurations et pour chaque  $G_{diff}$  appliqué (de 0% à 100%).

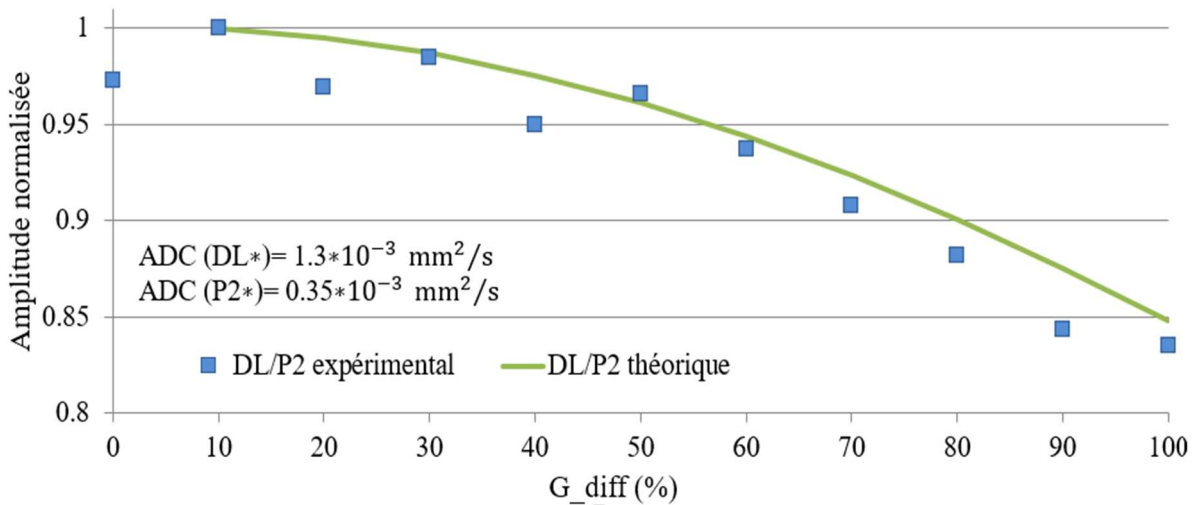
3. Pour chacune des trois configurations, on normalise l'amplitude du signal de chaque pic par rapport à la moyenne calculée pour tous les  $G_{diff}$  appliqués (de 0% à 100%).
4. Pour les trois configurations et à partir des amplitudes de signal normalisées, on calcule le rapport des amplitudes du gel  $DL^*$  vs le gel  $P2^*$  :  $\frac{DL^*}{P2^*}$ , ainsi que le rapport P1 vs le gel  $P2^*$  :  $\frac{P1}{P2^*}$  pour tous les  $G_{diff}$  appliqués (de 0% à 100%).
5. On calcule la moyenne des rapports normalisés  $\frac{DL^*}{P2^*}$  et  $\frac{P1}{P2^*}$  sur les trois configurations pour tous les  $G_{diff}$  appliqués (de 0% à 100%).
6. On trace les courbes d'évolution des rapports normalisés et moyennés  $\frac{DL^*}{P2^*}$  et  $\frac{P1}{P2^*}$  en fonction de l'intensité du gradient de diffusion  $G_{diff}$  appliqués (de 0% à 100%).
7. On fait un ajustement théorique des courbes afin d'évaluer la valeur de l'ADC de chacun des trois gels. L'ajustement théorique est calculé à partir de la formule théorique de l'évolution du signal pondéré en diffusion :  $S_{diff} \cong S_0 e^{-b.ADC}$  avec le facteur  $b = \gamma^2 \delta^2 G_{diff}^2 (T_d - \frac{\delta}{3})$  calculé à partir des paramètres expérimentaux de la séquence de diffusion que nous utilisons. La valeur de l'ADC de chaque gel est ajustée jusqu'à ce que la courbe théorique ne coïncide avec la courbe expérimentale.

Les courbes résumant les résultats de cette analyse de données sont présentées sur la *Fig.17* et les valeurs des coefficients de diffusion apparents (ADC) de chaque gel ainsi déduites sont résumées dans le *Tableau 7*.

Ajustement théorique de la courbe expérimentale du rapport moyenné et normalisé de P1/P2\*



### Ajustement théorique de la courbe expérimentale du rapport moyenné et normalisé de $DL^*/P2^*$



*Fig. 17* : Evolution du rapport  $\frac{DL^*}{P2^*}$  expérimental et théorique et du rapport  $\frac{P1}{P2^*}$  expérimental et théorique. Ces courbes sont le résultat de notre analyse des données expérimentales et de l'ajustement théorique qui nous ont permis de connaître l'ADC théorique des trois gels.

	$DL^*$	$P1$	$P2^*$
<b>ADC expérimental</b> (* $10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ )	1.3	0.95	0.35
<b>ADC théorique</b> (* $10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ )	1.6	1.4	0.3

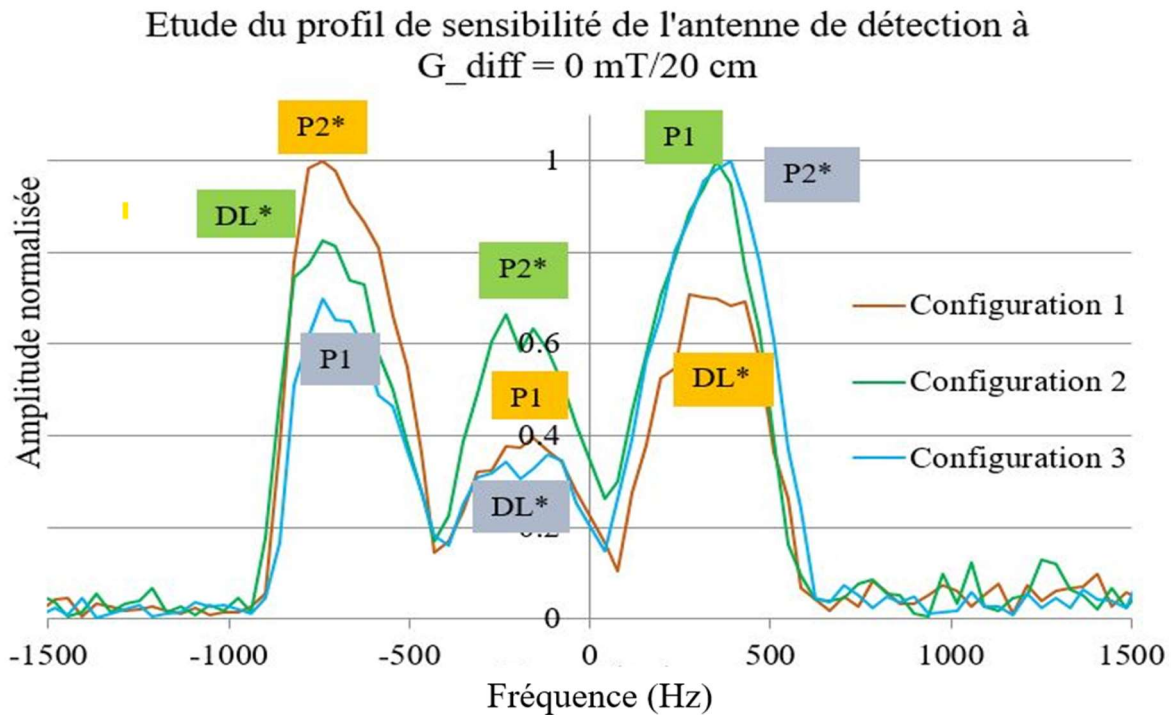
*Tableau 7* : Le tableau résume les valeurs expérimentales et théoriques des ADC. Le résultat expérimental est déduit grâce à l'ajustement théorique de la courbe expérimentale (moyennée et normalisée) de l'évolution du signal en fonction de l'intensité de  $G_{diff}$  appliqué.

Par ailleurs, nous avons calculé aussi le contraste maximal moyenné sur les trois acquisitions pour les trois gels. Naturellement, il correspond à l'acquisition qui a été sujette au gradient de diffusion maximal  $G_{diff}^{max} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ . Nous observons donc 16 % de contraste entre les gels  $DL^*$  et  $P2^*$ , et 10 % entre les gels  $P1$  et  $P2^*$ .

Un dernier point que nous avons étudié et qui mérite d'être discuté est la forme de nos courbes expérimentales (*Fig. 12* et *Annexe 2*). Nous pouvons remarquer que le signal acquis est toujours en forme parabolique et l'amplitude des pics correspondants à un gel donné fluctue aussi en fonction de leurs positions dans l'antenne de détection.



Tout d'abord nous pouvons analyser la *Fig. 18* qui représente les trois courbes expérimentales correspondant aux trois configurations acquises sans aucune pondération en diffusion, donc  $G_{diff} = 0 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ . Nous constatons que la courbe a la forme caractéristique parabolique et que l'amplitude d'un gel donné ne varie pas de la même façon en fonction de sa position. Pour vérifier si cet effet est dû à un effet fréquentiel provoqué par un mauvais réglage des pulses RF  $\frac{\pi}{2}$  et  $\pi$  nous avons modifié la fréquence de résonance de l'antenne de détection de  $\mp 500 \text{ Hz}$  à l'aide d'un condensateur variable. Le résultat était identique et nous avons exclu cette cause de déformation du signal.



*Fig. 18* : Comparaison de l'évolution du signal des trois configurations pour une séquence écho de spin sans pondération en diffusion. Nous observons une forme parabolique du spectre acquis même pour  $G_{diff} = 0 \text{ mT}/20 \text{ cm}$  (le gradient de diffusion était placé à l'intérieur de l'antenne de détection lors de la mesure du signal !).

Nous avons émis donc deux hypothèses qui peuvent expliquer le phénomène observé. La première cause, qui est aussi la principale, est le positionnement des différentes bobines. Les bobines du gradient de diffusion étant placées à l'intérieur de l'antenne de réception, ceci modifie la sensibilité du détecteur, ce qui se traduit par une augmentation du signal des gels qui sont aux bords, en proximité directe des fils conducteurs de l'antenne de réception. Par ailleurs, la position des gels à l'intérieur de l'antenne de réception n'est pas fixée et l'amplitude du signal ainsi acquis fluctue d'une mesure à l'autre.

Deuxièmement, notre séquence est pondérée en diffusion mais reste sujette aux effets de la relaxation  $T_1/T_2$ . Les amplitudes des pics dépendent donc non seulement de l'ADC de chaque gel, mais aussi des paramètres de la séquence, notamment le temps d'écho  $T_E$  et le temps de

répétition  $T_R$ . Néanmoins, les temps de relaxation ont un impact significativement moins prononcé que l'emplacement des bobines.

Il est donc clair qu'afin de limiter les déformations, il est préférable de trouver une géométrie de gradient de diffusion qui permettra de l'éloigner physiquement de l'antenne de détection.

Nous pouvons conclure que ces premiers tests sur la diffusion ont été réussis. Nous avons implémenté avec succès la séquence de diffusion en IRM à très bas champ magnétique. Nous avons naturellement adapté certains paramètres et la séquence est caractérisée donc par l'application d'un gradient de diffusion  $G_{diff}^{max} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ , ses deux lobes sont toujours de la même amplitude, mais légèrement asymétriques par rapport au pulse  $\pi$ , le temps d'application de chaque lobe est  $\delta = 12 \text{ ms}$  et le temps entre l'application des deux lobes est  $T_d = 40 \text{ ms}$ . Grâce à cette séquence de diffusion nous avons réussi à acquérir des signaux 1D pondérés en diffusion et nous avons mesuré les coefficients de diffusion apparents (ADC) des trois fantômes de diffusion que nous avons fabriqués, notamment  $ADC(DL^*) = 1.3 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ ,  $ADC(P1) = 0.95 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ ,  $ADC(P2^*) = 0.35 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . Ces valeurs sont très satisfaisante et se rapproche des valeurs théoriques mais aussi de l'ADC mesuré dans le cerveau sain :  $ADC(\text{cerveau sain}) = 1.14 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ , et l'ADC d'une lésion ischémique :  $ADC(\text{lésion}) = 0.73 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . Nous concluons que nos fantômes sont réalistes et représentent suffisamment bien les cas réels rencontrés en routine clinique. Ainsi, ils peuvent être utilisés lors de nos études de la diffusion avec un taux de confiance satisfaisant. La recette pour nos fantômes de diffusion fonctionne et elle sera employée dans la suite pour la fabrication du prochain fantôme de diffusion. En utilisant ces gels et notre séquence de diffusion nous avons réussi à obtenir un contraste maximal moyen de 16 % entre la solution la plus diffusive, donc  $DL^*$ , et la moins diffusive,  $P2^*$ . Ceci est un résultat majeur et implique que l'IRM à très bas champ magnétique pourra produire des images pondérées en diffusion qui seront de qualité potentiellement diagnostique.

## 2.2. Deuxième série de tests de diffusion

Pour finaliser cette série de mesures et d'acquisition 1D pondérées en diffusion, il reste un dernier paramètre qu'il faudra adapter davantage, notamment le design du gradient de diffusion. Actuellement il est généré par une paire de bobines de diamètre  $d = 14 \text{ cm}$ , séparées par une distance de 12 cm. Cette configuration n'est pas compatible avec le design obligatoirement ouvert de notre IRM. Nous avons donc étudié la possibilité d'utiliser une seule bobine en position coronale qui émettra un champ magnétique localement homogène dans la zone d'intérêt.

Avec notre programme Pascal Lazarus pour le calcul de champs magnétiques (cf. *Chapitre 2*) nous avons étudié ce design. Une bobine ovale avec un grand axe de longueur = 30 cm, avec 30 tours et alimentée de 20 A peut générer un champ magnétique de  $5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$  suffisamment homogène sur une zone de 6 cm, comme en témoigne la courbe théorique de la *Fig.19*. Ceci nous indique également où la bobine devrait être positionnée par rapport à l'échantillon afin de faire la mesure de diffusion. Nous concluons que nous pourrions obtenir des images avec un bon contraste de diffusion. Nous avons fabriqué le gradient en adoptant un design identique. Ses propriétés expérimentales correspondent bien aux valeurs théoriques prédites.

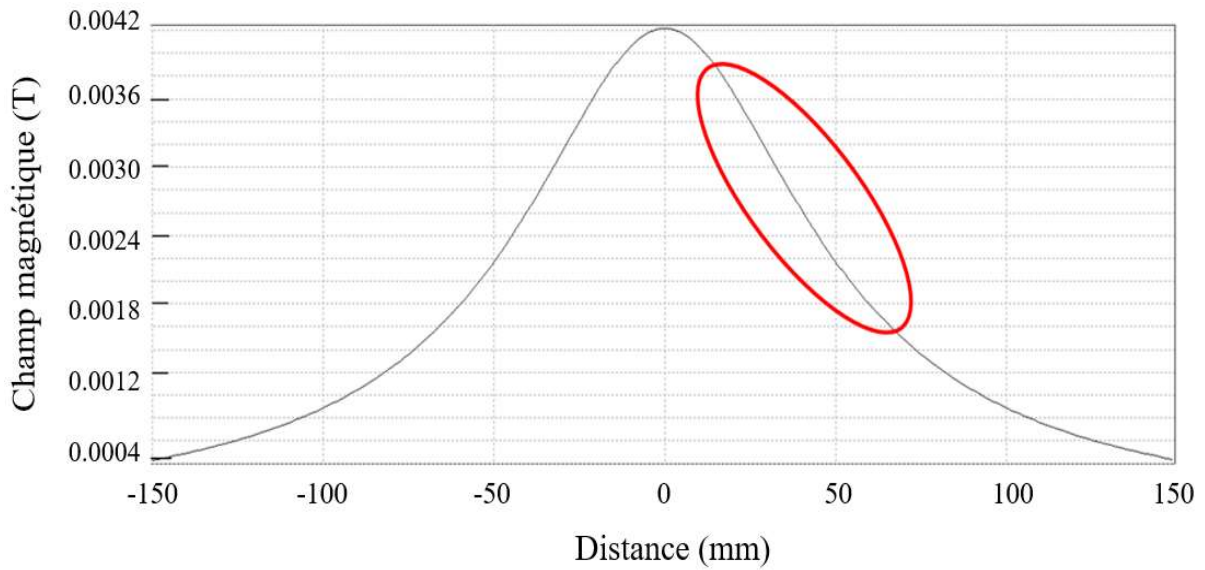


Fig.20 : Photo de la bobine ovale du gradient de diffusion positionnée sur l'antenne de réception en proximité des fantômes gels utilisés pour les tests de l'imagerie pondérée en diffusion.

Les premiers tests d'imagerie 2D pondérée en diffusion étaient en cours au moment de l'écriture de ce manuscrit.

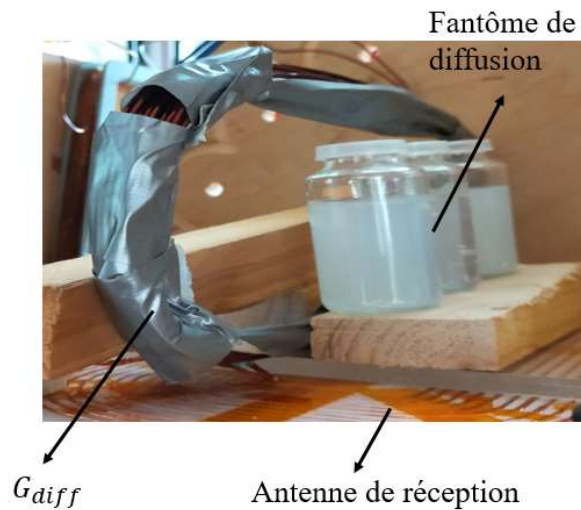


Fig.19 : Profil théorique du champ magnétique créé par la bobine ovale du gradient de diffusion. Gradient de diffusion théorique  $G_{diff} = 5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$  pour 30 tours alimentés avec 20 A. Dans une zone entre 2 et 6 cm le gradient est localement homogène, ce qui permettrait l'imagerie en diffusion.

### 2.2.1. Le deuxième fantôme de diffusion

A la base de nos premiers résultats nous avons développé un nouveau fantôme de diffusion plus adapté à l'imagerie 2D. Nous avons gardé la même recette des gels DL\*, P1 et P2\*. Nous avons placé les gels dans 16 petites bouteilles de 5 mL collées sur un support en bois de manière aléatoire (cf. *Fig.21*).



*Fig.21* : Vue d'en haut et d'en face du deuxième fantôme de diffusion. 16 bouteilles de 5 mL remplies avec les gels DL\*, P1 et P2\*, collées de manière aléatoire sur un support en bois.

Dans un premier temps nous avons acquis une image 2D sans pondération en diffusion du fantôme présenté sur la *Fig.22* avec une séquence écho de spin avec  $T_E = 80 \text{ ms}$ ,  $T_R = 300 \text{ ms}$ , matrice  $256 \times 256$ , acquisition moyennée 400 fois. Sur la *Fig. 22* un contraste dû à la différence du temps de relaxation transversale  $T_2$  devient visible. Comme pour l'instant nous n'avons pas établi une échelle de niveau de gris qui correspond à des paramètres utiles, ceci est seulement un contraste relatif. Ceci est l'image brute qui ne contient pas de correction en fonction de la sensibilité de l'antenne de réception, mais ce mécanisme a été implémenté avec succès sur notre installation et pourrait être utilisé lors de nos futures acquisitions.

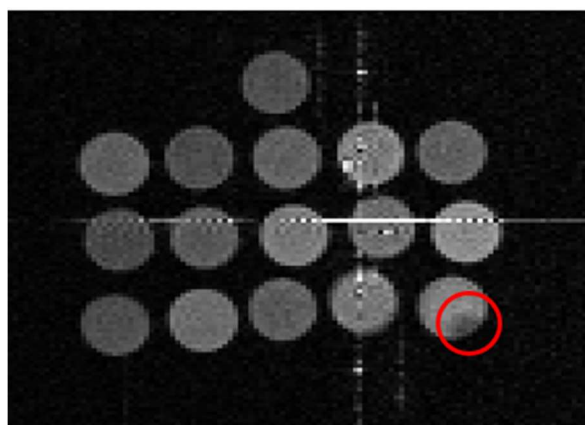


Fig.22 : Image du deuxième fantôme de diffusion acquise avec une séquence d'écho de spin  $T_E = 80 \text{ ms}$ ,  $T_R = 300 \text{ ms}$ , matrice 256x256, acquisition moyennée 400 fois. Nous avons encadré en rouge une zone d'hyposignal qui est provoquée par la présence d'une bulle d'air visible dans un de nos 16 gels.

Dans ce chapitre nous avons présenté le principe de la séquence de diffusion en IRM, qui est devenue progressivement la norme dans le diagnostic des lésions ischémiques de la substance blanche. Un des buts principaux de notre projet étant de pouvoir détecter notamment l'ischémie du cerveau chez l'enfant prématuré, nous avons cherché à adapter la séquence de diffusion à notre installation d'IRM à très bas champ magnétique. Aux cours de nos tests nous avons prouvé sa faisabilité et avons obtenu des résultats à 1D assez prometteurs. Pour pouvoir conduire cette étude sur la diffusion nous avons tout d'abord fabriqué des fantômes de diffusion qui se présentent sous la forme de trois gels avec des coefficients de diffusion apparents (ADC) différents dans le but d'imiter la manière dont les molécules d'eau se diffusent dans les milieux biologiques. Le premier gel,  $DL^*$ , se rapproche d'un compartiment à diffusion libre, avec un  $ADC = 1.3 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . Le deuxième gel, P1, correspond à un compartiment avec une diffusivité restreinte, notamment  $ADC(P1) = 0.95 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . Le dernier gel,  $P2^*$ , est l'équivalent d'un milieu où la diffusion de l'eau est très restreinte, avec un  $ADC = 0.35 * 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . Notre séquence de diffusion adopte les principes de base de la séquence DWI classique utilisée en routine clinique, mais l'adapte pour une application à très bas champ magnétique. Le gradient de diffusion nécessaire est  $G_{diff} = 5 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ , avec des lobes de même amplitude, mais appliqués de manière asymétrique par rapport au pulse  $\pi$  de rephasage. Lors de nos premiers tests nous avons obtenu un contraste maximal à 1D entre la solution la plus diffusive,  $DL^*$ , et la solution la moins diffusive,  $P2^*$ , de 16 %. Par la suite nous avons créé le design d'un deuxième gradient de diffusion conforme à la géométrie ouverte de notre installation d'IRM. Nous avons aussi fabriqué un deuxième fantôme adapté à l'acquisition d'images à deux dimensions, ce qui sera la prochaine étape dans notre étude sur la séquence de diffusion.

Nous tirons donc trois conclusions générales de nos tests de diffusion :

1. La séquence de diffusion fonctionne en IRM à très bas champ magnétique aussi bien qu'en haut champ car elle est intrinsèquement indépendante de l'intensité du champ statique  $B_0$ .
2. On a besoin d'utiliser un gradient de diffusion spécial en IRM à très bas champ magnétique car l'intensité de gradient requise pour faire de l'imagerie pondérée en diffusion est bien plus importante que celle pour l'encodage spatial :  $G_{diff} > G_{encodage \text{ spatial}} !$
3.  $G_{diff}$  peut ne pas être homogène sur tout le champ de vue. Il suffit d'avoir une zone localement homogène et judicieusement positionner la bobine du gradient par rapport à l'échantillon afin d'obtenir un contraste de diffusion sur l'image finale.



## Commentaires, perspectives et conclusion

Lors des trois dernières années j'ai eu l'occasion de travailler sur un projet très ambitieux et innovateur qui est « L'IRM de très bas champ magnétique pour le bébé prématuré ». Je considère le travail effectué et décrit ci-dessus comme étant la base fondatrice pour le développement d'un outil de recherche et d'imagerie à grand potentiel.

L'opportunité qui m'a été donnée de participer dans le développement de ce projet m'a aidée à mieux comprendre et apprécier la question qui est la motivation principale derrière ce projet : Comment pourrait-on proposer une modalité d'imagerie efficace et sans risques aux bébés prématurés ?

Le travail exposé dans ce manuscrit est d'un grand intérêt médical, aussi bien que scientifique. Tout d'abord, en termes de diagnostic médical, l'installation d'IRM à très bas champ magnétique développée dans notre laboratoire, représente une solution possible au problème très complexe de l'imagerie néonatale. Les enfants prématurés étant dans un état de santé fragile, l'imagerie d'IRM standard, très efficace et fiable chez l'adulte, n'est pas une option de diagnostic de routine possible pour ces patients. Le danger lié au déplacement des enfants, l'incompatibilité de leurs couveuses avec un examen à haut champ magnétique, ainsi que les effets secondaires inconnus liés à l'exposition à de telles intensité de champ magnétique sont parmi les causes principales qui rendent l'examen d'IRM contre indicatif pour les bébés prématurés. C'est dans ce contexte là que nous avons imaginé et développé cette modalité d'imagerie.

Mon projet doctoral présente aussi un intérêt pour la recherche physique dans la mesure où travailler à très bas champ magnétique est rare dans la communauté de la recherche sur l'IRM et vient avec ses complexités et problématiques particulières. Deux points intéressants de ce projet doctoral ont été de développer à partir de zéro une installation actuellement opérationnelle capable de produire des images 2D/3D, ainsi que d'effectuer un travail centré sur le côté instrumental de l'IRM qui est un sujet peu abordé dans le domaine de l'IRM. Là où l'innovation et la recherche sont plus souvent tournées vers le développement de nouvelles séquences, les méthodes d'accélération de l'acquisition ou encore le traitement de données post-acquisition, nous nous sommes tournés vers le hardware et le fonctionnement fondamental de chaque partie constitutive de l'installation.

A présent, je propose un bref résumé des résultats les plus marquants de cette thèse.

### Le design de l'IRM

En vue des multiples contraintes que notre installation d'IRM devait respecter (installation ouverte qui a les bonnes dimensions pour placer la couveuse du bébé prématuré à l'intérieur, utiliser seulement des électroaimants refroidis à l'eau pour générer le champ principal  $B_0$ , dont l'intensité ne devait donc pas dépasser 10 mT, assurer une très bonne homogénéité du champ statique, etc.), son design devait être soigneusement réfléchi et adapté. Dans ce contexte-là notre première tâche a été de créer le programme Pascal qui est basé sur la loi de Biot-Savart et qui est capable de calculer et visualiser en 1D le champ magnétique généré par n'importe quelle configuration de bobines définie par l'utilisateur. Nous avons considéré plusieurs géométries possibles et nous avons choisi un design avec deux paires de bobines (petites et grandes) pour le champ statique  $B_0$ . Le design des gradients d'encodage spatial devait,

naturellement, respecter les mêmes contraintes : une géométrie qui laisse libre la partie centrale de l'installation car elle est dédiée pour le positionnement de la couveuse ; des bobines de gradient à faible inductance pour assurer des temps de montée raisonnables et minimiser le couplage entre les différentes bobines de gradient. Pour  $G_x$ ,  $G_y$  nous avons choisi un design identique – des bobines rectangulaires placées à l'extérieur des bobines du champ principal. Le gradient  $G_z$  reprend la même géométrie que les bobines de  $B_0$ .

### Le champ statique

Pour des raisons de poids et de consommation, chaque bobine de la grande paire a été subdivisée en trois plus petites qui ont le même diamètre externe  $d=2$  m. Les deux petites bobines ont un diamètre externe d'environ 60 cm. Elles sont positionnées de telle manière qu'elles laissent 70 cm d'espace libre au centre de l'installation afin de pouvoir placer la couveuse. Les électroaimants génèrent un champ nominal  $B_0 = 8$  mT avec une fréquence de Larmor  $f_0 = 330$  kHz. L'inhomogénéité du champ statique après correction est de 30 ppm. Toute l'installation pèse moins d'une tonne.

### Les gradients

Les gradients  $G_x$  et  $G_y$  ont un design identique : des bobines rectangulaires de dimensions  $1.2 \times 0.58$  m<sup>2</sup> qui génèrent un gradient magnétique de 0.47 mT/m avec une erreur de nonlinéarité de seulement 3 %. Par la suite, afin d'implémenter des techniques d'accélération de l'acquisition, le gradient  $G_x$  a été modifié, en gardant le même design rectangulaire, mais nous avons diminué la taille des bobines et nous les avons rapprochés. Cette deuxième génération de bobines de  $G_x$  est de taille  $38 \times 11.5$  cm<sup>2</sup>, placée à seulement 15.5 cm du centre de l'installation. Ainsi, elles génèrent un champ magnétique nettement plus fort, 13 mT/m, mais avec une erreur de linéarité plus élevée : 10 %. Le gradient  $G_z$  reprend exactement la géométrie des bobines du champ statique  $B_0$  et est donc constitué d'une paire de grandes et d'une paire de petites bobines. A cause de l'inductance élevée de ce système de gradient, nous avons décidé de ne travailler qu'avec la petite paire de bobines, qui génère un gradient de 0.55 mT/m avec une erreur de linéarité quasi nulle.

### La bobine d'émission

Pour la bobine d'émission de notre installation, nous avons opté pour une paire de bobines de Helmholtz de diamètre  $R=30$  cm, positionnées autour du centre de l'installation. Elles génèrent un champ magnétique d'excitation  $B_1 = 0.13$  mT.

### Le détecteur

Après avoir considéré plusieurs capteurs différents compatibles avec la mesure de signal IRM à très bas champ magnétique, nous avons choisi les antennes accordées. Etant donné que nous travaillons à très bas champ magnétique (seulement 8 mT), le signal à mesurer est très faible. Pour que les images acquises aient une qualité suffisante, il est primordial de travailler avec un détecteur qui offrira le meilleur rapport signal sur bruit possible et donc une détectivité appropriée. Le design de l'antenne accordée a dû donc être optimisé. La géométrie du capteur actuellement utilisé a été le résultat de longues études théoriques et expérimentales visant à minimiser les diverses sources de pertes énergétiques dans les antennes accordées. Parmi les sources principales de bruit nous pouvons citer la résistance équivalente par effet de proximité, les pertes diélectriques dans les condensateurs d'accord, la résistivité des fils conducteurs, mais



aussi le bruit généré par l'échantillon étudié (fantôme ou tissu biologique). Cette mesure du bruit du corps, une valeur peu connue en IRM à très bas champ magnétique, a fourni une information intéressante. Plus particulièrement, dans le cas de notre installation, la qualité de l'acquisition que nous pouvons atteindre n'est plus limitée par le corps humain, comme c'est le cas en IRM à haut champ magnétique, mais par le détecteur lui-même. La mesure du bruit généré par les tissus biologiques, qui peut être caractérisé par une résistance équivalente de  $R = 52 \text{ m}\Omega$ , représente le minimum absolu de bruit atteignable sur notre installation avec une antenne accordée qui a été optimisée au maximum. Ainsi, en adaptant le design de notre détecteur, notamment en choisissant des condensateurs d'accord à faibles pertes, en éloignant les fils conducteurs pour minimiser l'effet de proximité et en adaptant le nombre de tours pour maximiser le signal mesuré, nous avons réussi à atteindre une détectivité de  $0.08 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour une antenne accordée de taille  $28.5 \times 18.5 \text{ cm}^2$  avec 20 tours en fil de Litz séparés de 3 mm. Néanmoins nous avons constaté que le bruit ambiant était supérieur au bruit propre du détecteur optimisé, ainsi limitant sa performance. Une méthode de soustraction du bruit de la mesure est donc nécessaire.

### La séquence de diffusion

Etant donné que la séquence de diffusion est considérée comme le 'gold standard' pour le diagnostic de l'AVC en IRM, nous avons naturellement pour but de l'implémenter sur notre installation. Pour les tests de la séquence nous avons fabriqué un fantôme dont les propriétés sont adaptées spécifiquement pour l'étude de la diffusion en IRM. Après avoir modifié légèrement les paramètres de base de la séquence, nous avons réussi à acquérir des données à 1D qui montrent un contraste maximal de 16 % entre la solution la moins diffusive et la solution la plus diffusive avec un gradient de diffusion de  $4.3 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ . Ceci a été un premier pas très important dans l'implémentation réussie de l'imagerie par diffusion à très bas champ magnétique, qui par ailleurs est rarement faite à cette intensité de  $B_0$ . Néanmoins, afin d'obtenir des contrastes de qualité diagnostique, il sera nécessaire d'utiliser un gradient plus fort ( $\sim 3 \text{ mT}/5 \text{ cm}$ ) et poursuivre les tests en imagerie 2D pondérée en diffusion.

### Etat actuel de l'installation d'IRM à très bas champ magnétique

Notre installation d'IRM est actuellement calibrée, opérationnelle et capable de produire des images 2D/3D pondérées en  $T_2$  avec une séquence écho de spin. Nous avons acquis une image 2D de notre fantôme d'eau dopée, avec une acquisition Cartésienne et radiale où l'image finale possède une résolution de  $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$  en 15 minutes. L'imagerie 3D a été faite en 35 minutes et la résolution finale est  $2.5 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ . Ceci met en évidence la nécessité de déployer des mécanismes d'accélération du temps d'acquisition et ainsi se rapprocher des durées des examens d'IRM standards.

### Perspectives

- Premièrement, nous devons finir l'installation de la cage de blindage de la salle IRM et donc installer une porte en aluminium, ainsi que monter une rampe qui permet de mettre la couveuse entre les aimants du champ principal.
- Une fois la salle de blindage finie, il faut mesurer le niveau de bruit autour de l'installation. Ensuite, il faut mettre en place une stratégie de soustraction du bruit de la mesure, dont le succès impacterait le choix de design pour les futures antennes de réception. Les premiers tests commencent prochainement.

- La troisième étape est l'implémentation de la SPARKLING afin d'avoir des temps d'acquisition 2D plus courts et à terme, arriver à faire des acquisitions d'images 3D en 15 à 20 minutes aussi.
- En parallèle, nous mettrons en place la bobine qui générera le champ de prépolarisation, visant à préparer l'échantillon avant la mesure et donc aider dans l'amélioration du SNR et en conséquence permettre le raccourcissement des temps d'acquisition.
- Finalement, nous allons tester l'acquisition 2D pondérée en diffusion avec le nouveau fantôme à volume partiel afin d'obtenir des contrastes significatifs entre les gels à ADC différents.
- Quand toutes ces étapes ont été achevées, nous pourrons établir un protocole de mesure et demander l'autorisation de faire de l'imagerie in-vivo. Idéalement, en 2024 notre installation d'IRM serait installée chez nos partenaires à l'hôpital Robert Debré à Paris dans le service de néonatalogie pour tester pour la première fois la faisabilité de l'imagerie à très bas champ magnétique pour le diagnostic chez l'enfant prématuré.

# Annexe 1 : Le programme Pascal de calcul du champ magnétique

## Table des matières

<b>1. LE PROGRAMME DE CALCUL DU CHAMP MAGNETIQUE</b> .....	196
1.1. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UN FIL.....	196
1.2. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE RECTANGULAIRE/CARREE .....	199
1.3. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE CIRCULAIRE.....	199
1.4. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UNE BOBINE SOLENOÏDE .....	201
1.5. LE CHAMP MAGNETIQUE D'UN POLYGONE .....	201
<b>2. CHOIX DU POINT D'OBSERVATION</b> .....	202
2.1. LE POINT D'OBSERVATION .....	202
2.2. UNE LIGNE D'OBSERVATION.....	202
2.3. UN VOLUME D'OBSERVATION .....	202
<b>3. CALCUL DE L'INHOMOGENEITE DU CHAMP MAGNETIQUE</b> .....	202
<b>4. CALCUL DU GRADIENT ET SON ERREUR DE LINEARITE</b> .....	22044
<b>5. PRESENTATION DE L'INTERFACE GRAPHIQUE DU PROGRAMME PASCAL</b> .....	204
5.1. CREER UN DESIGN DE BOBINE .....	204
5.1.1. Bobine rectangulaire/carrée .....	205
5.1.2. Bobine circulaire.....	205
5.2. CALCULER LE CHAMP MAGNETIQUE GENERE PAR LE DESIGN CHOISI.....	205
5.2.1. Le champ magnétique dans un point de l'espace .....	205
5.2.2. Le champ magnétique sur une ligne d'observation.....	205
5.2.3. Le champ magnétique dans un volume.....	205
5.2.4. Calcul de l'erreur de linéarité du gradient .....	206
5.2.5. Fit d'optimisation de l'homogénéité du champ magnétique.....	206
5.3. VISUALISATION DES COURBES .....	206
5.4. CALCUL DE LA RESISTANCE.....	207

## 1. Le programme de calcul du champ magnétique

Nous avons développé un programme en Pascal capable de calculer le champ magnétique créé par n'importe quelle configuration de bobines, dont la géométrie, le nombre et la position sont choisis par l'utilisateur. On a la possibilité de définir un point d'observation à travers des coordonnées manuellement entrées, ou encore de calculer le champ magnétique sur une ligne ou dans un volume défini par l'utilisateur. De cette manière nous pouvons étudier le champ magnétique créé par la/les bobine/s dans un champ de vue ayant la même taille que le volume réel d'intérêt qui sera imagé. Le programme affiche les valeurs extrêmes et la moyenne du champ en Tesla, ainsi que son inhomogénéité en parties par millions (ppm). Un algorithme a été mis en place pour minimiser l'inhomogénéité du champ magnétique en modifiant un/des paramètre/s des bobines au choix de l'utilisateur. Finalement, les différentes composantes du champ créé peuvent être visualisées dans les différentes coupes du champ de vue défini.

### 1.1. Le champ magnétique d'un fil

On peut créer une bobine de n'importe quelle forme en définissant 4 points à 3 coordonnées (X,Y,Z), le nombre d'éléments dans lequel on sépare l'intervalle entre ces points (ex : 4 pour un carré, 360 pour un cercle, etc.) et le courant qui parcourt l'antenne. Une fois la configuration de bobines déterminée, on calcule le champ magnétique qu'elle va générer en se basant sur la loi de Biot-Savart (Eq. 1).

Nous allons étudier le cas le plus simple - un conducteur horizontal ou vertical, sans épaisseur, de longueur  $L$ , parcouru par un courant  $I$  (Fig. 1), qui sert de base pour le calcul du champ magnétique généré par toutes les autres configurations. Considérons d'abord un conducteur horizontal, parallèle à l'axe  $Oy$ , de longueur  $L$ , avec  $N$  nombre de spires, qui est parcouru par le courant  $I$  (cf. Fig.1). Si on admet que l'élément de courant  $\vec{dl}$  est orienté dans la direction du courant et  $\vec{r}$  est le vecteur reliant le point d'observation  $P$  et l'élément de courant  $\vec{dl}$ , alors le champ magnétique créé autour de  $\vec{dl}$  est définie comme :

---

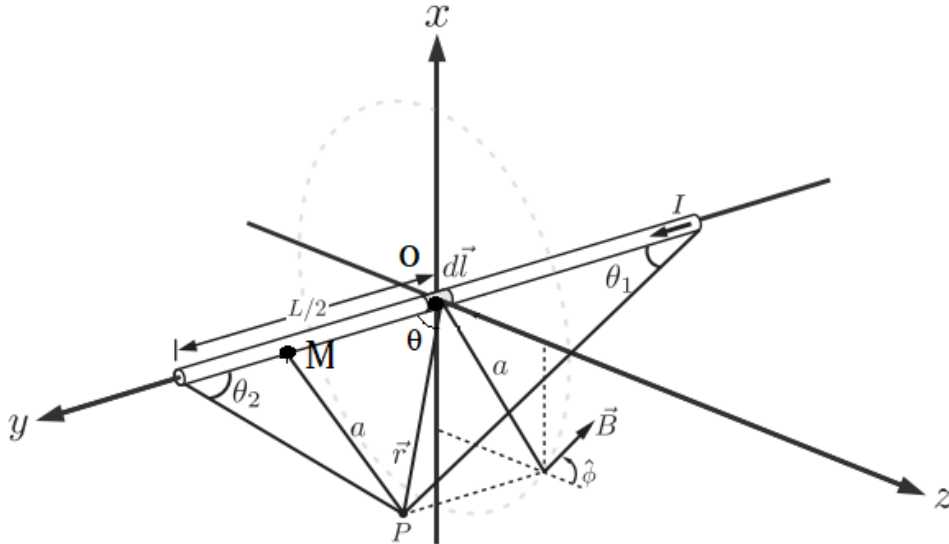
$$\vec{dB} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\vec{dl} \wedge \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad \text{Eq.1}$$

---

Tout d'abord, définissons le vecteur position  $\vec{r} : \vec{r} = a\vec{a} + y\vec{j}$ , avec  $a$  la droite perpendiculaire reliant le point d'observation  $P$  et l'axe  $Oy$ , et  $y$  étant la distance  $\overline{PM}$ . Le produit vectoriel  $\vec{dl} \wedge \vec{r}$  est égal à  $\vec{dl} \wedge \vec{r} = dy\vec{j} \wedge (a\vec{a} + y\vec{j}) = a dy(\vec{a} \wedge \vec{j}) = a dy\hat{\phi}$ . Le champ magnétique sera orienté dans la direction du vecteur unitaire  $\hat{\phi}$ .

Le champ total généré par le fil conducteur est calculé en intégrant l'Eq. 1 :

$$\vec{B} = \int \vec{dB} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\vec{dl} \wedge \vec{r}}{|\vec{r}|^3} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{a dy}{(a^2 + y^2)^{3/2}} \hat{\phi}$$



*Fig. 1* : Représentation schématique pour le calcul du champ magnétique créé au point d'observation P par un fil conducteur parcouru par le courant I.

Afin de faciliter l'intégration, on effectuera un changement de variable en se basant sur les règles de trigonométrie et les relations géométriques dans le triangle PMO :  $y = a * \cot(\theta)$  et  $dy = d(a * \cot(\theta))d\theta = -a * \csc^2(\theta)d\theta$  avec  $\csc(\theta) = \frac{1}{\sin(\theta)}$ .

L'intégrale est redéfinie comme :

$$\vec{B} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{-a^2 * \csc(\theta)^2}{(a^2 + a^2 * \cot^2(\theta))^{3/2}} d\theta \hat{\phi} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{-\csc(\theta)^2}{(1 + \cot^2(\theta))^{3/2}} d\theta \hat{\phi}.$$

Par ailleurs  $1 + \cot^2(\theta) = \csc^2(\theta)$ , donc l'intégrale est égale à :

$$\vec{B} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \hat{\phi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{-\csc(\theta)^2}{\csc(\theta)^3} d\theta = -N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \hat{\phi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin(\theta) d\theta.$$

Finalement le champ magnétique est exprimé comme :

---


$$\vec{B} = N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\cos(\theta_1) + \cos(\theta_2)) \hat{\phi} \quad \text{Eq.2}$$


---

On constate que la valeur du champ magnétique, créé par le courant traversant le conducteur horizontal, dépend de la position du point d'observation P et cette dépendance s'exprime à travers les termes  $\cos(\theta_1)$  et  $\cos(\theta_2)$  définis comme :

$$\cos(\theta_1) = \frac{\frac{L}{2} + y}{\sqrt{a^2 + (\frac{L}{2} + y)^2}} \quad \cos(\theta_2) = \frac{\frac{L}{2} - y}{\sqrt{a^2 + (\frac{L}{2} - y)^2}}.$$

Il ne reste plus qu'à définir le terme  $a$ , la distance du point d'observation  $P$  à l'axe  $Oy$ , par projection dans le plan  $Oxz$  :

$$a = \sqrt{\left(x - \frac{L}{2}\right)^2 + \left(z - \frac{d}{2}\right)^2}.$$

Or, le champ magnétique créé par un fil conducteur suivant l'axe  $Oy$  aura deux composantes, une suivant l'axe  $Ox$  :  $\vec{B}_x$ , et une suivant  $Oz$  :  $\vec{B}_z$  qui sont exprimées en utilisant l'expression du vecteur  $\hat{\phi} = \sin(\phi) \hat{x} + \cos(\phi) \hat{z}$ . Finalement l'expression finale du champ magnétique prend la forme :

---


$$\vec{B}_h = N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\cos(\theta_1) + \cos(\theta_2)) * \left( \frac{z - \frac{d}{2}}{a} \hat{x} + \frac{x - \frac{L}{2}}{a} \hat{z} \right)$$

$$\text{avec } \frac{z - \frac{d}{2}}{a} = \sin(\phi) \text{ et } \frac{x - \frac{L}{2}}{a} = \cos(\phi)$$

Eq.3

---

L'Eq. 3 décrit la contribution d'un conducteur horizontal au champ magnétique total.

Dans le cas d'un conducteur vertical, le champ magnétique  $\vec{B}_v$  peut être exprimée d'une manière semblable en se basant sur le même raisonnement et en adaptant certains termes de l'équation. Tout d'abord le courant étant dirigé suivant l'axe  $Ox$ ,  $\vec{B}_v$  aura deux composantes suivant  $Oy$  et  $Oz$ . La distance au conducteur  $a$  est redéfinie comme :

$$a = \sqrt{\left(y - \frac{L}{2}\right)^2 + \left(z - \frac{d}{2}\right)^2}$$

Les expressions de  $\cos(\theta_1)$  et  $\cos(\theta_2)$  sont modifiées aussi :

$$\cos(\theta_1) = \frac{\frac{L}{2} + x}{\sqrt{\left(\frac{L}{2} + x\right)^2 + a^2}} \quad \cos(\theta_2) = \frac{\frac{L}{2} - x}{\sqrt{\left(\frac{L}{2} - x\right)^2 + a^2}}.$$

Finalement, il faut redéfinir le vecteur  $\hat{\phi}$  suivant lequel est dirigé  $\vec{B}_v$ . Le champ magnétique aura des composantes suivant  $Oy$  et  $Oz$ , car le courant qui le génère parcourt le conducteur suivant l'axe  $Ox$ .

$$\hat{\phi} = \sin(\phi) \hat{y} + \cos(\phi) \hat{z}$$

$$\text{où } \sin(\phi) = \frac{z - \frac{d}{2}}{a} \text{ et } \cos(\phi) = \frac{y - \frac{L}{2}}{a}.$$

Ainsi le champ magnétique créé par un conducteur vertical se présente sous la forme :

$$\vec{B}_v = N \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\cos(\theta_1) + \cos(\theta_2)) * \left( \frac{z - \frac{d}{2}}{a} \hat{y} + \frac{y - \frac{L}{2}}{a} \hat{z} \right)$$

Eq.4

Ces formules (Eq.3 et Eq.4) sont utilisées pour calculer le champ magnétique généré par les différentes géométries de bobine que nous pouvons simuler dans notre programme, notamment un rectangle/carré, un cercle, un solénoïde et un polygone. Le calcul de base est donc identique pour les différentes configurations car elles sont toutes définies par un set de quatre points de base  $(x_0, y_0, z_0)$ ,  $(x_1, y_1, z_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2)$ ,  $(x_3, y_3, z_3)$ , les mêmes que nous utilisons pour définir le fil vertical et le fil horizontal dans le calcul présenté ci-dessus. Chaque bobine est divisée en un certain nombre d'éléments  $i$ , choisi par l'utilisateur. Ainsi on calcule le champ magnétique élémentaire  $\vec{dB}$  correspondant à chaque élément pour ensuite les sommer et obtenir le champ total généré par la bobine donnée. Pour pouvoir calculer ces champs magnétiques élémentaires il suffit donc de définir les contours de la bobine en utilisant seulement les quatre points de base. Ensuite, notre algorithme automatisé les remplace dans les boucles itératives afin d'évaluer les termes  $a$ ,  $\cos(\theta_1)$ ,  $\cos(\theta_2)$ ,  $\vec{\phi}$  nécessaires pour obtenir le champ magnétique total. Dans la suite nous détaillons comment les coordonnées des géométries diverses sont définies.

### 1.2. Le champ magnétique d'une bobine rectangulaire/carrée

Dans notre programme une bobine rectangulaire/carré est définie en utilisant quatre points pour délimiter ses contours et sa position dans l'espace :  $(x_0, y_0, z_0)$ ,  $(x_1, y_1, z_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2)$ ,  $(x_3, y_3, z_3)$ . Le champ magnétique généré par cette antenne est en fait la superposition du champ magnétique créé par deux fils conducteurs horizontaux et deux fils verticaux. En se basant sur les Eq.2 et Eq. 3, il peut être exprimé comme :  $\vec{B}_{tot} = 2((\vec{B}_h + \vec{B}_v))$ .

### 1.3. Le champ magnétique d'une bobine circulaire

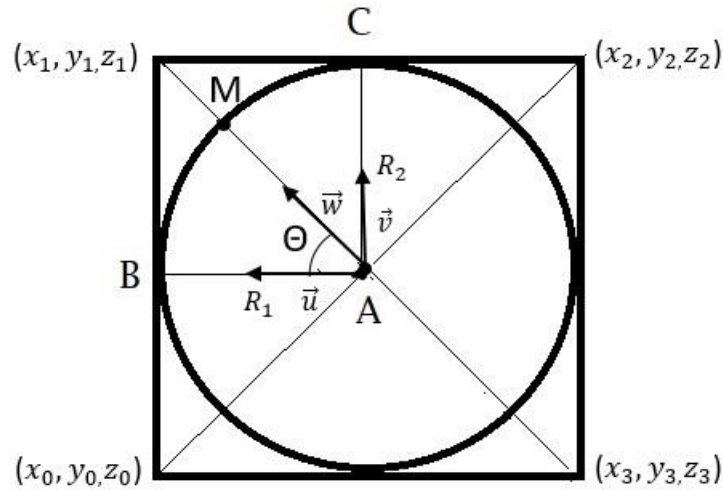
Le calcul du champ magnétique créé par une antenne circulaire est aussi basé sur la loi de Biot-Savart et passe par les étapes présentées ci-dessus. Or, tout d'abord il faut définir les coordonnées du cercle en utilisant seulement les quatre points de repères. Comme montré sur la Fig. 2 on définit d'abord un rectangle grâce aux quatre points de base  $(x_0, y_0, z_0)$ ,  $(x_1, y_1, z_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2)$ ,  $(x_3, y_3, z_3)$ . Ensuite nous définissons trois autres points : A – le centre du cercle et les points B et C positionnées au milieu de deux des côtés du rectangle :

$$A = \left( \frac{x_0 + x_2}{2}, \frac{y_0 + y_2}{2}, \frac{z_0 + z_2}{2} \right)$$

$$B = \left( \frac{x_0 + x_1}{2}, \frac{y_0 + y_1}{2}, \frac{z_0 + z_1}{2} \right)$$

$$C = \left( \frac{x_1 + x_2}{2}, \frac{y_1 + y_2}{2}, \frac{z_1 + z_2}{2} \right)$$





*Fig. 2* : Représentation schématique d'une bobine de géométrie circulaire. Le cercle est inscrit dans un carré dont les coordonnées correspondent aux quatre points de base. Ensuite les coordonnées du cercle sont décrites en utilisant trois points supplémentaires : A, B et C.

En utilisant ces expressions, nous pouvons à présent définir aussi  $R_1$  et  $R_2$ , qui sont les distances reliant le centre du cercle aux points B et C respectivement. Ces expressions nous serviront pour établir l'équation du cercle :

---


$$\overline{AM} \cdot \vec{w} = R_1 \cos(\theta) \cdot \vec{u} + R_2 \sin(\theta) \cdot \vec{v} \quad \text{Eq.5}$$


---

avec  $\vec{u} = \frac{\overline{AB}}{\|\overline{AB}\|}$  et  $\vec{v} = \frac{\overline{AC}}{\|\overline{AC}\|}$ . L'angle  $\theta$  est définie comme  $\Theta = \frac{2\pi}{360} i$  avec  $i$  le nombre d'éléments qui divise l'espace (pour un cercle  $i = 360$ ).

Finalement les coordonnées d'une bobine circulaire s'expriment sous forme matricielle comme :

---


$$\begin{matrix} x_M - x_A & x_B - x_A & x_C - x_A \\ y_M - y_A = \cos(\theta) * y_B - y_A + \sin(\theta) * y_C - y_A & & \\ z_M - z_A & z_B - z_A & z_C - z_A \end{matrix}$$


---

$$\text{Eq.6}$$

#### 1.4. Le champ magnétique d'une bobine solénoïde

Dans notre programme le solénoïde est représenté comme une succession de  $N$  cercles ( $N$  - étant le nombre de tours du solénoïde) de rayon  $r$  et séparés par une distance  $l$ . Le calcul du champ magnétique généré par un solénoïde est donc basé sur le calcul du champ d'une bobine circulaire détaillé ci-dessus. Comme dans le cas d'une bobine circulaire, nous avons besoin de quatre points pour définir les contours de chaque spire du solénoïde. On utilise les paramètres  $r, N, l$  pour définir les coordonnées de ces points pour une spire. Le solénoïde étant divisé en  $N$  nombre d'éléments, on fait des itérations afin d'obtenir le set complet de coordonnées. Les coordonnées de la  $i$ -ème spire peuvent être exprimées sous forme matricielle comme :

---


$$\begin{array}{cccc}
 x_0 & -r & x_1 & -r & x_2 & r & x_3 & r \\
 y_0 & = -r & y_1 & = r & y_2 & = r & y_3 & = -r \\
 z_0 & i * l & z_1 & i * l & z_2 & i * l & z_3 & i * l
 \end{array}$$

Eq.7

---

A partir de ces coordonnées on calcule le champ magnétique créé par le solénoïde qui est donc la superposition des champs individuels créé par chaque boucle :  $B_{tot} = \sum_{i=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} B_i$  avec  $B_i$  qui est défini comme le champ d'une bobine circulaire.

#### 1.5. Le champ magnétique d'un polygone

La dernière géométrie d'antenne que nous allons présenter est le polygone. A l'instar du calcul pour une antenne circulaire, nous décrivons un polygone qui est inscrit dans un carré défini à l'aide des quatre points de base :  $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), (x_3, y_3, z_3)$ . A partir de ces points nous définissons trois autres points, un au centre du rectangle : point O  $(x_o, y_o, z_o)$  et deux points A  $(x_A, y_A, z_A)$  et B  $(x_B, y_B, z_B)$  au milieu de chaque côté du carré. Il suffit de définir le nombre d'éléments  $i \in [1, N]$  qui constitue le polygone et nous pouvons établir l'équation qui va déterminer ses coordonnées :

---


$$\begin{aligned}
 x_i &= x_o + \left[ (x_A - x_o) * \cos\left(\frac{2\pi}{N} i\right) + (x_B - x_o) * \sin\left(\frac{2\pi}{N} i\right) \right] \\
 y_i &= y_o + \left[ (y_A - y_o) * \cos\left(\frac{2\pi}{N} i\right) + (y_B - y_o) * \sin\left(\frac{2\pi}{N} i\right) \right] \\
 z_i &= z_o + \left[ (z_A - z_o) * \cos\left(\frac{2\pi}{N} i\right) + (z_B - z_o) * \sin\left(\frac{2\pi}{N} i\right) \right]
 \end{aligned}$$

Eq.8

---

## 2. Choix du point d'observation

Après avoir défini les contours de la bobine de notre choix, il est nécessaire de choisir un point d'observation afin de pouvoir calculer le champ magnétique généré à cet endroit de l'espace. Dans notre programme nous pouvons choisir d'étudier le champ dans un point unique, sur une ligne suivant un axe ou dans un volume, dont les coordonnées sont définies par l'utilisateur.

### 2.1. Le point d'observation

Il suffit d'entrer les coordonnées du point de choix  $(X, Y, Z)$  qui seront utilisées pour déterminer le vecteur  $\vec{r}$  qui définit distance du point d'observation à la bobine parcouru par un courant qui est à l'origine du champ magnétique.

### 2.2. Une ligne d'observation

Nous pouvons décider d'étudier le champ magnétique créé par nos bobines suivant une ligne de l'espace sur un des trois axes  $Ox, Oy, Oz$ . Par exemple pour une ligne sur l'axe  $Ox$ , l'utilisateur doit entrer 3 données : le point de départ  $x_{dep}$  et le point de fin  $x_{fin}$ , qui déterminent la longueur de la ligne, ainsi que le pas  $l$ , qui détermine le nombre d'intervalles élémentaires par lequel la ligne est divisée pour le calcul. Finalement, pour calculer le champ magnétique généré sur cette ligne de l'espace il suffit d'itérer le calcul de Biot-Savart pour tous les petits éléments sur la longueur de la ligne d'observation définis comme  $\frac{x_{fin}-x_{dep}}{l} * i$  avec  $i \in [0, pas - 1]$ . Ainsi on crée une boucle de calcul des différents vecteurs  $\vec{r}$ . Il suffit de faire la somme des champs magnétiques correspondants à chaque intervalle élémentaire sur la ligne d'observation pour calculer  $B_{tot}$ .

### 2.3. Un volume d'observation

Le calcul suit la même logique que pour une ligne d'observation, mais cette fois-ci on définit 3 séries de paramètres (point de début, point de fin et pas) pour chacun des axes  $Ox, Oy, Oz$ . On fait itérer les 3 boucles pour chacun des axes pour obtenir la totalité des composantes du vecteur  $\vec{r}$ . On calcule le champ magnétique correspondant à chaque ligne d'observation. Finalement, on somme toutes les contributions pour obtenir les composantes  $B_x, B_y, B_z$  du champ total créé dans le volume d'observation.

## 3. Calcul de l'inhomogénéité du champ magnétique

Nous avons implémenté un algorithme de calcul de l'inhomogénéité du champ magnétique créé dans un champ de vue défini par l'utilisateur. Tout d'abord le programme parcourt les valeurs du champ magnétique calculées pour chaque point du champ de vue suivant chacun des axes de l'espace dans le but de trouver les valeurs extrêmes  $B_{max}$  et  $B_{min}$ .

L'inhomogénéité est calculée à partir de ces valeurs et est exprimée en partie par million :

---


$$\delta B = \frac{B_{max} - B_{min}}{\left(\frac{B_{max} + B_{min}}{2}\right)} x 10^{-6} \quad \text{Eq.9}$$


---

Si la valeur de l'inhomogénéité  $\delta B$  n'est pas satisfaisante, nous pouvons décider d'optimiser le design de notre bobine. Pour ceci nous choisissons le/s paramètre/s qu'on souhaite modifier et le programme testera des valeurs différentes jusqu'à trouver le minimum absolu de l'inhomogénéité pour la configuration de bobines donnée. En choisissant un paramètre donné à modifier, le programme teste des valeurs proches à la valeur actuelle en faisant des oscillations paraboliques autour de la valeur de base. Il recalcule l'inhomogénéité du champ magnétique généré pour chaque nouvelle valeur testée. Si une des valeurs testées minimise l'inhomogénéité du champ, nous attribuons cette valeur au paramètre qui a été sélectionné pour être optimisé. Cette méthode d'optimisation est simple mais efficace et donne des résultats suffisamment satisfaisants. Le seul problème de ce type d'algorithme d'optimisation est que parfois la fonction reste piégée dans un minimum local et ne peut pas converger vers le minimum global, s'il existe. Le programme est exécuté sans converger vers un résultat différent de la valeur de base. Dans ce cas il suffit de modifier manuellement la valeur du paramètre et relancer l'optimisation en partant de cette nouvelle valeur.

Les étapes de l'algorithme d'optimisation :

1. Choix du paramètre du design à modifier pour optimiser l'inhomogénéité du champ magnétique généré par la bobine de choix. Cette valeur sera nommée  $x_2$  et l'inhomogénéité liée à cette valeur est  $y_2$ .
2. Choix de la constante  $\xi$  par laquelle nous modifions la valeur de base du paramètre à optimiser pour chercher le minimum global de la fonction (dans notre cas la fonction qui calcule l'inhomogénéité du champ magnétique généré).
3. Choix du nombre d'itérations que notre boucle d'optimisation effectuera.
4. Le programme teste les valeurs  $x_1 = x_2(1 - \xi)$  et  $x_3 = x_2(1 + \xi)$ .
5. Calcul de l'inhomogénéité du champ magnétique qui correspond à la configuration modifiée par les nouvelles valeurs du paramètre optimisé :  $x_1 \rightarrow y_1$  et  $x_3 \rightarrow y_3$ .
6. On calcule une valeur optimisée du paramètre à modifier à la base des résultats précédents :

$$x_{fit} = \left( \frac{x_3^2(y_1 - y_2) + x_2^2(y_3 - y_1) + x_1^2(y_2 - y_3)}{2 * (x_3(y_1 - y_2) + x_2(y_3 - y_1) + x_1(y_2 - y_3))} \right)$$

7. On calcule l'inhomogénéité de champ défini comme  $y_{fit}$  qui correspond à un design modifié où  $x_2$  est remplacé par  $x_{fit}$ .
8. On compare  $y_1, y_2, y_3$  et  $y_{fit}$  pour trouver la plus faible valeur de la fonction. La valeur du  $x$  qui correspond au plus petit  $y$  sera attribuée au paramètre que nous cherchons à optimiser.
9. La boucle se réinitialise et on répète les mêmes étapes pour atteindre le minimum global de la fonction  $y$  qui décrit l'inhomogénéité du champ magnétique  $\delta B$  pour une géométrie de bobines donnée.

## 4. Calcul du gradient et son erreur de linéarité

Avec les méthodes de calcul du champ magnétique présentées ci-dessus, notre programme est capable de calculer le champ créé par les bobines de gradient. Nous avons également mis en place un algorithme qui calcule l'erreur de linéarité du gradient. Pour ceci nous calculons la pente de la courbe décrivant la projection du champ magnétique qui nous intéresse dans la coupe du champ de vue défini par l'utilisateur. Nous répétons ce calcul pour toutes les coupes contenues dans le volume d'observation. Ensuite nous identifions les valeurs extrêmes parmi les pentes ainsi calculées ( $P_{max}$  et  $P_{min}$ ) et nous calculons l'erreur en % entre  $P_{max}$  et  $P_{min}$  comme :

---

$$\delta G = \frac{P_{max} - P_{min}}{\left(\frac{P_{max} + P_{min}}{2}\right)} \times 100 \quad \text{Eq.10}$$

---

## 5. Présentation de l'interface graphique du programme Pascal

### 5.1. Créer un design de bobine

A la fin de l'Annexe N° 1 nous présentons des images de captures d'écran de l'interface graphique de notre programme afin de mieux illustrer son fonctionnement (cf. Fig.3, Fig.4, Fig.5)!

1. Pour créer un nouveau design cliquez sur *Fichier* → *Nouveau*.
2. Cliquez sur *Add coil* pour ajouter une bobine (en rouge sur la Fig. 3).
3. Préciser les paramètres de la bobine : En démarrant le programme Pascal l'onglet *Bobines* s'ouvre par défaut. Tout d'abord déterminez la taille et la séparation entre les différentes bobines à travers leurs coordonnées, grâce au tableau des variables à gauche (entouré en vert sur la Fig. 3).
4. Ensuite il faut préciser le type de la bobine (*Rect* = rectangulaire/carré, *Circ* = circulaire, *Poly* = polygonale), ainsi que le nombre d'éléments par lequel on divise l'antenne (pour un rectangle : 4, pour un cercle : 359, pour un polygone : au choix de l'utilisateur, sur la Fig. 3 indiqué en bleu et en orange). Pour créer un solénoïde, dans l'onglet *solénoïde* (en violet sur la Fig. 3) il faut choisir le nombre de spires que la bobine doit contenir dans l'onglet *tours*, le rayon de chaque spire dans l'onglet *rayon* et la distance entre deux spires consécutives dans l'onglet *pas*. Nous pouvons aussi générer automatiquement des bobines circulaires grâce à l'onglet *Coils* (en gris sur la Fig. 3). Nous choisissons le rayon de la bobine dans l'onglet *rayon* et la distance de séparation entre les bobines dans l'onglet *distance*. Ce bouton crée deux bobines circulaires du même type et est très utile pour générer rapidement des designs comme les bobines de Helmholtz. L'inconvénient de cette méthode est que toutes les bobines circulaires auront le même design et si on veut changer cela il faut procéder manuellement en modifiant les paramètres de la configuration grâce au tableau des variables (en vert sur la Fig. 3).

**Attention** : Les valeurs sont toujours en millimètres ! Les fils dans notre programme sont considérés sans épaisseur, donc toutes les distances de séparation sont des moyennes de centre à centre des bobines.

### 5.1.1. Bobine rectangulaire/carrée

Pour créer une bobine rectangulaire/carrée, cliquez sur *Fichier* → *Nouveau* → *Add coil*. Les coordonnées de la bobine sont :  $(x_0, y_0, z_0) = (-a, -b, c)$ ;  $(x_1, y_1, z_1) = (-a, b, c)$ ;  $(x_2, y_2, z_2) = (a, b, c)$ ;  $(x_3, y_3, z_3) = (a, -b, c)$ . Ces coordonnées sont à rentrer manuellement dans le Tableau sur la page principale du programme (cf. *Fig.3*). Les paramètres  $a, b$  déterminent la taille de l'antenne, tandis que  $c$  va déterminer la distance de séparation entre deux antennes consécutives (si les antennes sont centrées suivant l'axe  $Oz$ ). Les valeurs de  $a, b, c$  sont à rentrer dans le tableau des valeurs. Il faut sélectionner le type de l'antenne comme *Rect* dans l'onglet *Type* dans le menu tombant (en bleu sur *Fig. 3*) et fixer le nombre d'éléments à 4 dans l'onglet *Elements* (en orange sur *Fig. 3*). Il faut choisir la valeur du courant d'alimentation de la bobine dans l'onglet *I(A)* (en rose sur la *Fig. 3*).

**Attention** : Le courant est en Ampère.tours ! Il est donc très important à prendre en compte le nombre de tours que la bobine contient et choisir une valeur correcte pour le courant d'alimentation !

### 5.1.2. Bobine circulaire

Les coordonnées d'une bobine circulaire sont  $(x_0, y_0, z_0) = (-a, -a, c)$ ;  $(x_1, y_1, z_1) = (-a, a, c)$ ;  $(x_2, y_2, z_2) = (a, a, c)$ ;  $(x_3, y_3, z_3) = (a, -a, c)$ . Ces coordonnées sont à rentrer manuellement dans le Tableau sur la page principale du programme (cf. *Fig.3*). Le nombre d'éléments doit être fixé à 359 et le type de bobine à *Circ*.

## 5.2. Calculer le champ magnétique généré par le design choisi

### 5.2.1. Le champ magnétique dans un point de l'espace

Une fois le design de nos bobines choisi grâce à l'onglet *Bobines*, il faut déterminer le point d'observation pour lequel nous allons calculer le champ magnétique généré. Ouvrez l'onglet *Calcul*. Pour calculer le champ magnétique dans un seul point de l'espace, entrez les coordonnées  $(X, Y, Z)$  de ce point dans l'onglet *Coordonnées du point d'observation* (en rouge sur la *Fig. 4*) et cliquez sur le bouton *Calcul* en dessous. La valeur du champ magnétique s'affiche dans la fenêtre d'affichage (en bleu sur *Fig. 4*).

### 5.2.2. Le champ magnétique sur une ligne d'observation

Pour calculer le champ magnétique suivant une ligne de l'espace, il faut fixer les bons paramètres dans l'onglet *calcul lignes* (en vert sur *Fig. 4*). Il faut entrer trois paramètres : *départ*, *fin* (qui détermine la taille de la ligne d'observation) et *pas* (qui va déterminer le nombre d'intervalles élémentaires par lequel on divise la ligne). Cliquez sur le bouton *Calcul* et le

résultat s'affiche dans la fenêtre d'affichage (en bleu sur *Fig. 4*). Le programme calcule la valeur maximale et minimale du champ magnétique  $MinX, MaxX$  ou  $MinY, MaxY$  ou  $MinZ, MaxZ$ , la différence de ces deux valeurs  $Diff$ , ainsi que l'inhomogénéité  $ppmX$  ou  $ppmY$  ou  $ppmZ$  sur une ligne d'observation dans la direction de chaque axe de l'espace  $Ox, Oy, Oz$ .

### 5.2.3. Le champ magnétique dans un volume

Pour calculer le champ magnétique dans un volume donné, nous procédons de la même manière que pour le calcul du champ sur une ligne de l'espace en fixant les paramètres *départ, fin, pas* pour les trois directions de l'espace dans l'onglet *calcul volume*. En cliquant sur *Calcul* (en orange sur *Fig. 4*), le résultat s'affiche dans la fenêtre d'affichage (en bleu sur *Fig. 4*). Le programme calcule la valeur minimale  $Min$ , maximale  $Max$  du champ magnétique dans le volume choisi, ainsi que son inhomogénéité  $ppm$  et sa valeur moyenne  $mean$ .

### 5.2.4. Calcul de l'erreur de linéarité du gradient

Dans notre programme le champ de gradient créé par une configuration donnée de bobines se calcule de la même manière que tout champ magnétique. Il n'y a pas un module spécial pour ce calcul donc l'utilisateur doit veiller à bien définir les paramètres au niveau du design des bobines de gradient, particulièrement le courant d'alimentation qui doit être manuellement défini avec des signes opposés pour les deux bobines de gradient.

Une fois le champ du gradient calculé dans l'espace d'observation choisi, on peut calculer son erreur de linéarité. Il suffit de cocher la bonne case correspondant au gradient qu'on étudie et cliquer sur *Calcul Gradient* (en rose sur *Fig. 4*). Le résultat est en % et s'affiche dans la fenêtre d'affichage (en bleu sur *Fig. 4*).

### 5.2.5. Fit d'optimisation de l'homogénéité du champ magnétique

Si l'homogénéité du champ magnétique généré par une configuration de bobines donnée n'est pas satisfaisante, il est possible de l'optimiser en modifiant les paramètres des bobines. Pour ceci nous avons mis en place un algorithme dont le fonctionnement a été expliqué précédemment.

Pour commencer il faut sélectionner quel(s) paramètre(s) de la configuration de bobines sera modifié. Il faut tout d'abord cocher la case correspondante dans le tableau des variables (en vert sur la *Fig. 3*). Ensuite dans l'onglet *Fit* de la fenêtre *Bobines* (en noir sur la *Fig. 3*) il faut définir le nombre d'itération que l'algorithme d'optimisation effectuera. On fixe ce paramètre dans *itérations*. Dans *distance* il faut préciser la valeur de la constante  $\xi$  qu'on ajoute à la variable à chaque itération. Cliquez sur *Fit* et dans la petite fenêtre d'affichage on voit les résultats de chaque cycle d'optimisation. La nouvelle valeur du paramètre à modifier est automatiquement remplacée dans le tableau des variables. Nous pouvons aussi lancer le fit d'optimisation de la même manière dans la fenêtre *Calcul* en bas de page en noir sur la *Fig.4*.

## 5.3. Visualisation des courbes

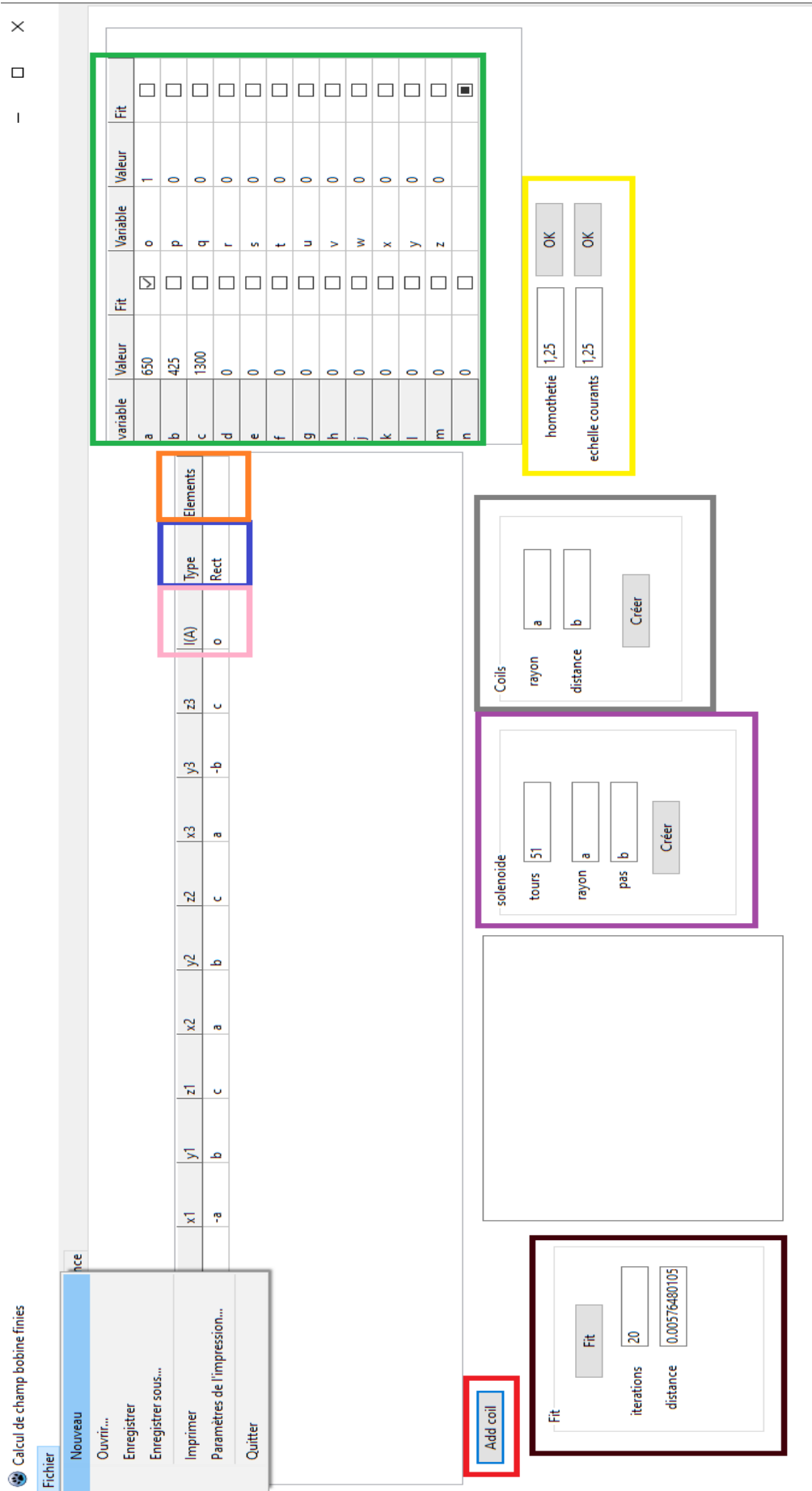
Dans le programme Pascal nous pouvons visualiser des courbes 1D suivant une ligne d'observation. La courbe montre le champ magnétique en fonction dans le champ de vue défini par l'utilisateur. L'unité de l'abscisse est le mm et l'ordonnée affiche le champ magnétique en



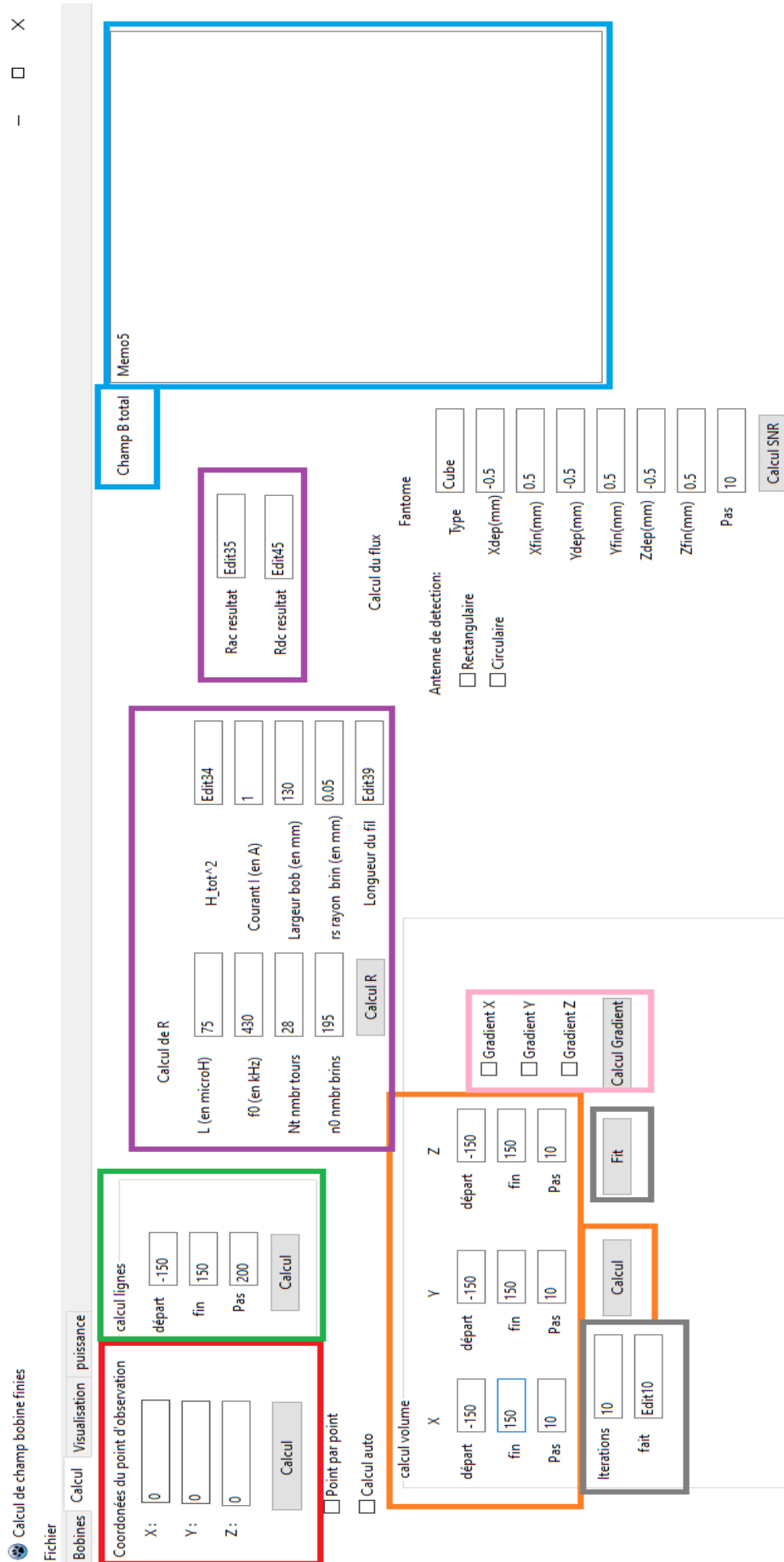
T. Pour générer une courbe, allez dans la fenêtre *Calcul* et dans l'onglet *Calcul ligne* choisissez la taille de la ligne et cliquez sur *Calcul*. Ensuite dans la fenêtre *Visualisation* cliquez sur le menu tombant (cf *Fig.5*) et choisissez parmi les options. Par exemple BZ-X trace la composante Z du champ magnétique projetée sur une ligne suivant l'axe Ox ; BY-Z trace la composante Y du champ projetée sur une ligne suivant l'axe Oz. Nous pouvons tracer deux courbes sur le même plot, en les choisissant dans le menu tombant. Il est possible d'afficher les valeurs exactes de l'abscisse et de l'ordonnée grâce à la *Croix*. Il suffit de faire un clic gauche avec la souris sur le point d'intérêt de la courbe (en rouge sur la *Fig.5*).

#### 5.4. Calcul de la résistance

Notre programme Pascal donne la possibilité de calculer la composante résistive  $R_{DC}$  et la résistance par effet de proximité  $R_{AC}$  d'une antenne, ce qui a été utilisé lors de notre étude théorique des pertes dans nos détecteurs décrite dans le *Chapitre 4*. Une fois le design de l'antenne choisi, nous calculons le champ magnétique qu'elle génère dans le champ de vue défini par l'utilisateur. Cette valeur du champ magnétique est utilisée par le programme pour calculer le champ d'aimantation magnétique au carré  $H^2$  qui est nécessaire pour le calcul de  $R_{AC}$  (cf. *Chapitre 4*). La valeur de  $H^2$  s'affiche automatiquement dans  $H\_tot^2$  dans l'onglet *calcul* de notre programme (en violet sur la *Fig.4*). Pour calculer  $R_{AC}$  et  $R_{DC}$  il suffit de remplir le reste des paramètres expérimentaux, notamment  $L$  (l'inductance),  $f0$  (la fréquence de travail),  $Nt$  (le nombre de tours de l'antenne),  $n0$  (le nombre de brins du fil conducteur),  $I$  (courant d'alimentation), *Largeur bob* (la largeur de la bobine),  $rs$  (le rayon du brin du fil conducteur) et *Longueur du fil* (la longueur du fil conducteur) dans l'onglet *Calcul de R* (en violet sur la *Fig.4*). En cliquant sur le bouton *Calcul R*, le résultat de  $R_{AC}$  et  $R_{DC}$  correspondants à l'antenne étudiée s'affiche dans les onglets *Rac resultat* et *Rdc resultat* (en violet sur la *Fig.4*), ainsi que dans la fenêtre d'affichage (en bleu sur la *Fig.4*).



**Fig. 3** : L'écran principal du programme Pascal. Dans cet onglet nous pouvons créer des bobines, fixer et modifier leurs paramètres, comme la taille, leurs distances de séparation, le courant d'alimentation et le type de géométrie des bobines.



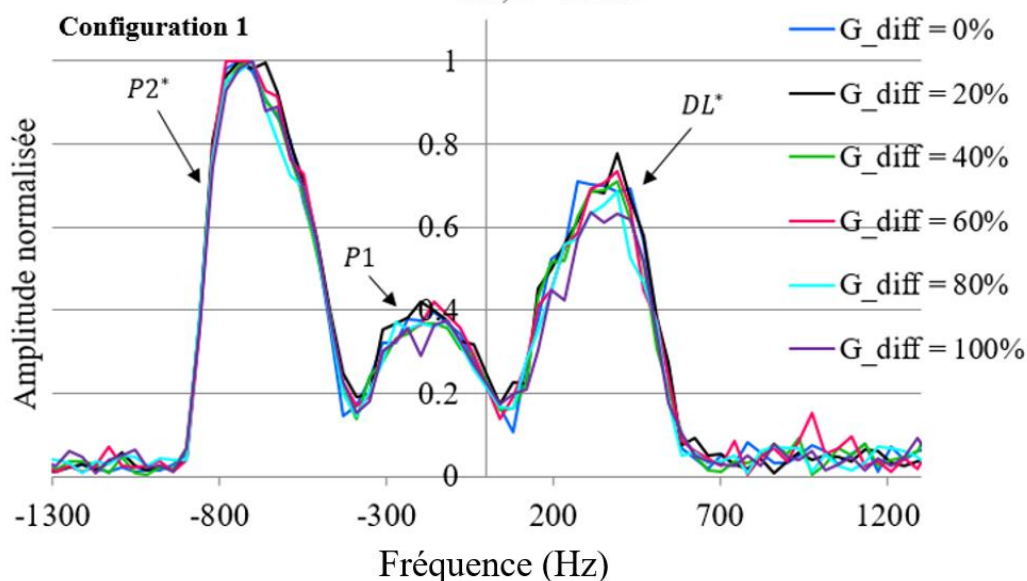
**Fig. 4 :** L'onglet Calcul du programme Pascal. Dans cet onglet nous pouvons définir le point d'observation, la ligne créée par l'utilisateur, ou le volume d'observation pour lesquels nous calculons le champ magnétique généré par le design de bobines créé par l'utilisateur. Nous pouvons calculer l'inhomogénéité du champ magnétique ou l'erreur de linéarité du gradient. C'est dans cet onglet aussi que nous pouvons calculer les composantes  $R_{AC}$  et  $R_{DC}$  de la résistance totale pour un design d'antenne donné.



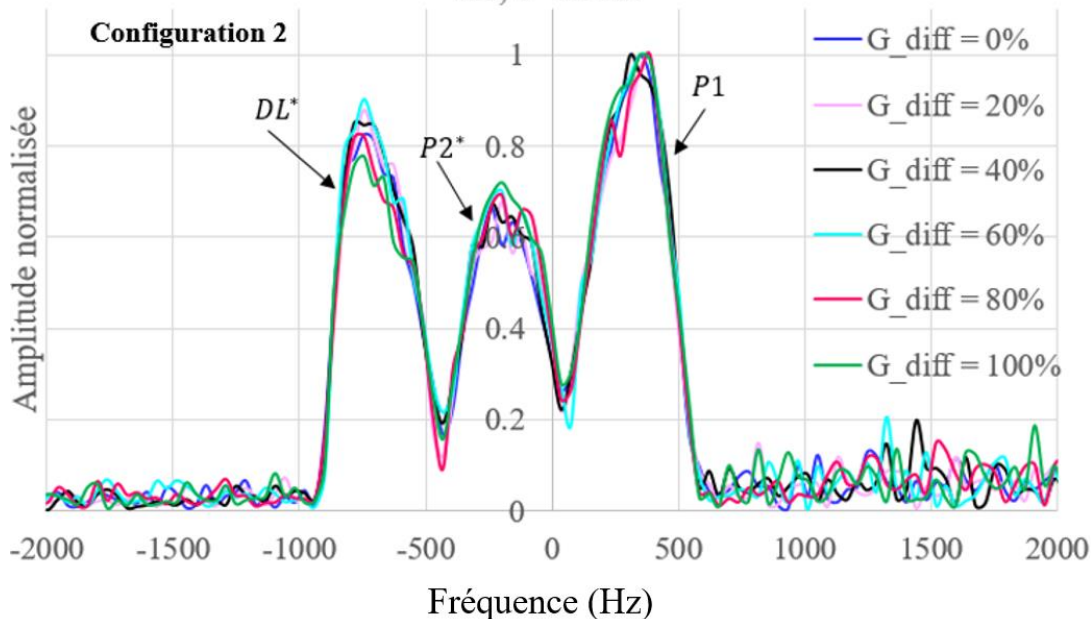
## Annexe 2 : La séquence de diffusion

Nous présentons ici trois spectres de diffusion 1D des gels  $DL^*$ ,  $P1$  et  $P2^*$  pour différents positionnements des gels (configuration 1-3) et pour différentes amplitudes du gradient de diffusion : 0 %, 20 %, 40 %, 60 %, 80 % et 100 %, avec  $\delta = 12 \text{ ms}$  et  $T_d = 40 \text{ ms}$ . Nous avons utilisé l'antenne circulaire comme détecteur. L'intensité maximale du gradient de diffusion utilisé est  $G_{diff}^{max} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ .

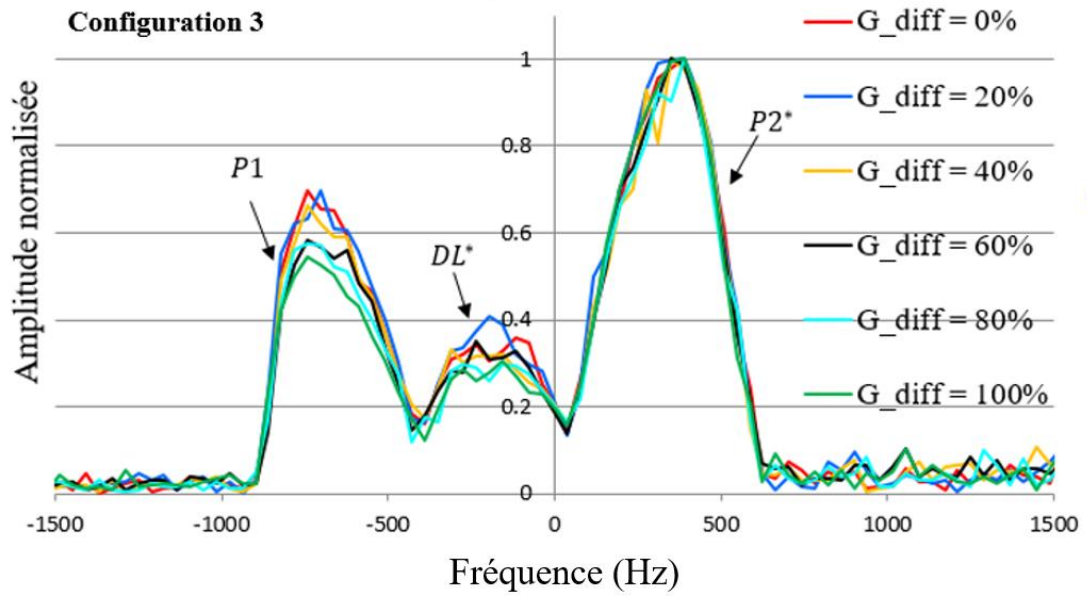
Séquence de diffusion,  $G_{diff} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ ,  $T_d=40$   
 $\text{ms}$ ,  $\delta=12 \text{ ms}$



Séquence de diffusion,  $G_{diff} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ ,  $T_d=40$   
 $\text{ms}$ ,  $\delta=12 \text{ ms}$



Séquence de diffusion,  $G_{diff} = 4.34 \text{ mT}/20 \text{ cm}$ ,  $T_d = 40 \text{ ms}$ ,  $\bar{\delta} = 12 \text{ ms}$



## Bibliographie

---

1 <https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/preterm-birth>

2 Blencowe H, Cousens S, Chou D, Oestergaard M, Say L, Moller AB, Kinney M, Lawn J; Born Too Soon Preterm Birth Action Group. Born too soon: the global epidemiology of 15 million preterm births. *Reprod Health*. 2013;10 Suppl 1(Suppl 1):S2. doi: 10.1186/1742-4755-10-S1-S2. Epub 2013 Nov 15. PMID: 24625129; PMCID: PMC3828585.

3 Lawn JE, Davidge R, Paul VK, von Xylander S, de Graft Johnson J, Costello A, Kinney MV, Segre J, Molyneux L. Born too soon: care for the preterm baby. *Reprod Health*. 2013;10 Suppl 1(Suppl 1):S5. doi: 10.1186/1742-4755-10-S1-S5. Epub 2013 Nov 15. PMID: 24625233; PMCID: PMC3828583.

4 Lodygensky GA, Thompson DK. Toward quantitative MRI analysis: A smart approach to characterize neonatal white matter injury. *Neurology*. 2017 Feb 14;88(7):610-611. doi: 10.1212/WNL.0000000000003621. Epub 2017 Jan 18. PMID: 28100729.

5 Inder TE, Anderson NJ, Spencer C, Wells S, Volpe JJ. White matter injury in the premature infant: a comparison between serial cranial sonographic and MR findings at term. *AJNR Am J Neuroradiol*. 2003 May;24(5):805-9. PMID: 12748075; PMCID: PMC7975772.

6 Anne-Marie Childs, Luc Cornette, Luca A. Ramenghi, Steven F. Tanner, Rosemary J. Arthur, Delia Martinez, Malcolm I. Levene. Magnetic Resonance and Cranial Ultrasound Characteristics of Periventricular White Matter Abnormalities in Newborn Infants. *Clinical Radiology*, Volume 56, Issue 8, 2001, Pages 647-655, ISSN 0009-9260. <https://doi.org/10.1053/crad.2001.0754>.

7 Leijser LM, Liauw L, Veen S, de Boer IP, Walther FJ, van Wezel-Meijler G. Comparing brain white matter on sequential cranial ultrasound and MRI in very preterm infants. *Neuroradiology*. 2008 Sep;50(9):799-811. doi: 10.1007/s00234-008-0408-4. Epub 2008 Jun 11. PMID: 18545992.

8 Nigel Paneth, Raoul Rudelli, William Monte, Evelyn Rodriguez, Jennifer Pinto, Ram Kairam, Elias Kazam. White matter necrosis in very low birth weight infants: Neuropathologic and ultrasonographic findings in infants surviving six days or longer, *The Journal of Pediatrics*, Volume 116, Issue 6, 1990, Pages 975-984, ISSN 0022-3476, [https://doi.org/10.1016/S0022-3476\(05\)80664-X](https://doi.org/10.1016/S0022-3476(05)80664-X).

<sup>9</sup> Ibrahim J, Mir I, Chalak L. Brain imaging in preterm infants <32 weeks gestation: a clinical review and algorithm for the use of cranial ultrasound and qualitative brain MRI. *Pediatr Res*. 2018 Dec;84(6):799-806. doi: 10.1038/s41390-018-0194-6. Epub 2018 Oct 12. PMID: 30315272.

<sup>10</sup> Luca A. Ramenghi & Monica Fumagalli & Andrea Righini & Laura Bassi & Michela Groppo & Cecilia Parazzini & Elena Bianchini & Fabio Triulzi & Fabio Mosca. Magnetic resonance



---

imaging assessment of brain maturation in preterm neonates with punctate white matter lesions. *Neuroradiology* (2007) 49:161–167 DOI 10.1007/s00234-006-0176-y

11 Arimbrathodi S, Rajendran VR, Thottath J, et al. Hypoxic ischaemic encephalopathy: assessment of severity by MR imaging. *J. Evolution Med. Dent. Sci.* 2016;5(63):4468-4475, DOI: 10.14260/jemds/2016/1019

12 British Association of perinatal medicine. Fetal and Neonatal Brain Magnetic Resonance Imaging: Clinical Indications, Acquisitions and Reporting A Framework for Practice February 2016.

13 Barkovich MJ, Williams C, Barkovich AJ. Technical and practical tips for performing brain magnetic resonance imaging in premature neonates. *Semin Perinatol.* 2021 Nov;45(7):151468. doi: 10.1016/j.semperi.2021.151468. Epub 2021 Aug 21. PMID: 34456062.

14 Mathur AM, Neil JJ, McKinstry RC, Inder TE. Transport, monitoring, and successful brain MR imaging in unsedated neonates. *Pediatr Radiol.* 2008 Mar;38(3):260-4. doi: 10.1007/s00247-007-0705-9. Epub 2007 Dec 19. PMID: 18175110.

15 N. Ureta-Velasco, A. Martínez-de Aragón, M.T. Moral-Pumarega, N. Núñez-Enamorado, E. Bergón-Sendín, C.R. Pallás-Alonso, Magnetic resonance imaging without sedation in neonates, *Anales de Pediatría (English Edition)*, Volume 82, Issue 5, 2015, Pages 354-359, ISSN 2341-2879, <https://doi.org/10.1016/j.anpede.2015.04.009>.

16 Plaisier A, Raets MM, van der Starre C, Feijen-Roon M, Govaert P, Lequin MH, Heemskerk AM, Dudink J. Safety of routine early MRI in preterm infants. *Pediatr Radiol.* 2012 Oct;42(10):1205-11. doi: 10.1007/s00247-012-2426-y. Epub 2012 Aug 9. PMID: 22875205; PMCID: PMC3460174.

17 Jaakko O. Nieminen, Panu T. Vesänen, Koos C.J. Zevenhoven, Juhani Dabek, Juha Hassel, Juho Luomahaara, Jari S. Penttilä, Risto J. Ilmoniemi. Avoiding eddy-current problems in ultra-low-field MRI with self-shielded polarizing coils. *Journal of Magnetic Resonance* 212 (2011) 154–160; doi:10.1016/j.jmr.2011.06.022

18 P.L. Volegov, J.C. Mosher, M.A. Espy, R.H. Kraus Jr.; On concomitant gradients in low-field MRI; *Journal of Magnetic Resonance* 175 (2005) 103–113.

19 Michelle A. Espy, Member, IEEE, Per E. Magnelind, Andrei N. Matlashov, Shaun G. Newman, Henrik J. Sandin, Larry J. Schultz, Robert Sedillo, Algis V. Urbaitis, and Petr L. Volegov; Progress Toward a Deployable SQUID-Based Ultra-Low Field MRI System for Anatomical Imaging; *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, VOL. 25, NO. 3, JUNE 2015.

20 Michelle Espy, Mark Flynn, John Gomez, Christina Hanson, Robert Kraus, Per Magnelind, Karlene Maskaly, Andrei Matlashov, Shaun Newman, Mark Peters, Henrik Sandin, Igor Savukov, Larry Schultz, Algis Urbaitis, Petr Volegov, and Vadim Zotev; Applications of Ultra-Low Field Magnetic Resonance for Imaging and Materials Studies; *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, VOL. 19, NO. 3, JUNE 2009.

- 
- 21 Demachi K, Hayashi K, Adachi S, Tanabe K, Tanaka S. T1-weighted image by ultra-low field SQUID-MRI. *IEEE Trans Appl Supercond.* (2019) 29:1600905. doi: 10.1109/TASC.2019.2902772.
- 22 J. STEPISNIK, V. ERZEN, AND M. Kos, NMR Imaging in the Earth's Magnetic Field, *MAGNETIC RESONANCE IN MEDICINE* 15, 386-391 (1990).
- 23 Kami Pars Benli et al ; Illustrating the quantum approach with an Earth magnetic field MRI; 2015 *Eur. J. Phys.* 36 035032.
- 24 Ogbole GI, Adeyomoye AO, Badu-Pepurah A, Mensah Y, Nzeh DA. Survey of magnetic resonance imaging availability in West Africa. *Pan Afr Med J* 2018;30:240.
- 25 Sarracanie M, LaPierre CD, Salameh N, Waddington DEJ, Witzel T, Rosen MS. Low-Cost High-Performance MRI. *Sci Rep.* 2015 Oct 15;5:15177. doi: 10.1038/srep15177. PMID: 26469756; PMCID: PMC4606787.
- 26 Sarracanie M and Salameh N (2020) Low-Field MRI: How Low Can We Go? A Fresh View on an Old Debate. *Front. Phys.* 8:172. doi: 10.3389/fphy.2020.00172.
- 27 Sheth KN, Mazurek MH, Yuen MM, Cahn BA, Shah JT, Ward A, Kim JA, Gilmore EJ, Falcone GJ, Petersen N, Gobeske KT, Kaddouh F, Hwang DY, Schindler J, Sansing L, Matouk C, Rothberg J, Sze G, Siner J, Rosen MS, Spudich S, Kimberly WT. Assessment of Brain Injury Using Portable, Low-Field Magnetic Resonance Imaging at the Bedside of Critically Ill Patients. *JAMA Neurol.* 2020 Sep 8;78(1):41–7. doi: 10.1001/jamaneurol.2020.3263. Epub ahead of print. PMID: 32897296; PMCID: PMC7489395.
- 28 <https://hyperfine.io/>
- 29 <https://www.siemens-healthineers.com/magnetic-resonance-imaging/high-v-mri/magnetom-free-max>
- 30 <https://promaxo.com/technology/>
- 31 Klüter S. Technical design and concept of a 0.35 T MR-Linac. *Clin Transl Radiat Oncol.* 2019 Apr 8;18:98-101. doi: 10.1016/j.ctro.2019.04.007. PMID: 31341983; PMCID: PMC6630153.
- 32 Galante A, Sinibaldi R, Conti A, De Luca C, Catallo N, Sebastiani P, et al. Fast room temperature very low field-magnetic resonance imaging system compatible with MagnetoEncephaloGraphy environment. *PLoS ONE.* (2015) 10:e0142701. doi: 10.1371/journal.pone.0142701.g011.
- 33 O'Reilly T, Teeuwisse WM, Webb AG. Three-dimensional MRI in a homogenous 27 cm diameter bore Halbach array magnet. *J Magn Reson* 2019;307:106578.
- 34 He Y, He W, Tan L, et al. Use of 2.1 MHz MRI scanner for brain imaging and its preliminary results in stroke. *J Magn Reson* 2020; 319(106829):106829.
- 35 Liu Y, Leong ATL, Zhao Y, et al. A low-cost and shielding-free ultralow-field brain MRI scanner. *Nat Commun* 2021;12:7238.

---

36 Cooley CZ, McDaniel PC, Stockmann JP, et al. A portable scanner for magnetic resonance imaging of the brain. *Nat Biomed Eng* 2021;5: 229-239.

37 <https://www.synaptivemedical.com/products/mri/>

38 Broche LM, Ross PJ, Davies GR, MacLeod MJ, Lurie DJ. A whole-body fast field-cycling scanner for clinical molecular imaging studies. *Sci Rep* 2019;9:10402.

39 Mark E. Ladd, Peter Bachert, Martin Meyerspeer, Ewald Moser, Armin M. Nagel, David G. Norris, Sebastian Schmitter, Oliver Speck, Sina Straub, Moritz Zaiss. Pros and cons of ultra-high-field MRI/MRS for human application; *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy* 109 (2018) 1–50.

40 M. Arcan Ertürk, Xiaoping Wu, Yiğitcan Eryaman, Pierre-François Van de Moortele, Edward J. Auerbach, Russell L. Lagore, Lance DelaBarre, J. Thomas Vaughan, Kâmil Uğurbil, Gregor Adriany, Gregory J. Metzger; Toward imaging the body at 10.5 tesla; *Magn Reson Med* 77:434–443, 2017. VC2016 International Society for Magnetic Resonance in Medicine.

41 Boulant, N., Quettier, L. & the Iseult Consortium. Commissioning of the Iseult CEA 11.7 T whole-body MRI: current status, gradient–magnet interaction tests and first imaging experience. *Magn Reson Mater Phy* (2023). <https://doi.org/10.1007/s10334-023-01063-5>.

42 Thomas F. Budinger, Mark D. Bird, MRI and MRS of the human brain at magnetic fields of 14T to 20T: Technical feasibility, safety, and neuroscience horizons, *NeuroImage*, Volume 168, 2018, Pages 509-531, ISSN 1053-8119, <https://doi.org/10.1016/j.neuroimage.2017.01.067>.

43 Heilmaier, C., Theysohn, J.M., Maderwald, S., Kraff, O., Ladd, M.E. and Ladd, S.C. (2011), A large-scale study on subjective perception of discomfort during 7 and 1.5 T MRI examinations. *Bioelectromagnetics*, 32: 610–619. <https://doi.org/10.1002/bem.20680>

44 Marc Schlamann, MD, Melanie A. Voigt, Stefan Maderwald, Andreas K. Bitz, MS, Oliver Kraff, Susanne C. Ladd, Mark E. Ladd, Michael Forsting and Hans Wilhelm. Exposure to High-Field MRI Does Not Affect Cognitive Function; *JOURNAL OF MAGNETIC RESONANCE IMAGING* 31:1061–1066 (2010).

45 Tamer S. Ibrahim, Roney Abraham, Lin Tang and Doney Abraham. RF Systems for High-Field MRI: Problems and Possible Solutions Based on Computational Electromagnetics.

46 <https://www.draeger.com/Products/Content/babyleo-tn500-pi-9102304-fr-fr-1811-2.pdf>

47 Garrett MW. Thick Cylindrical Coil Systems for Strong Magnetic Fields with Field or Gradient Homogeneities of the 6th to 20th Order. *Journal of Applied Physics*. 1967;38(6):2563-2586. doi:10.1063/1.1709950

48 Samson Lecurieux Lafayette. Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau. Imagerie médicale. Université Paris-Saclay, 2021. Français.

49 Quentin HERREROS. Very low field magnetic resonance imaging. PhD thesis. [https://u-paris.fr/theses/detail-dune-these/?id\\_these=454](https://u-paris.fr/theses/detail-dune-these/?id_these=454)

---

50 Hadrien Dyvorne. Superconducting-Giant MagnetoResistive Mixed Sensors for Nuclear Magnetic Resonance. PhD thesis.

51 George A. Rinard, Richard W. Quine, Gareth R. Eaton, Sandra S. Eaton, Eugene D. Barth, Charles A. Pelizzari, and Howard J. Halpern. Magnet and gradient coil system for low-field EPR imaging. *Concepts in Magnetic Resonance*, 15(1):51–58, 2002.

52 Françoise Romeo and D. I. Hoult. Magnet field profiling: analysis and correcting coil design. *Magnetic Resonance in Medicine*, 1(1):44–65, 1984.

53 Hidalgo-Tabon SS. Theory of gradient coil design methods for magnetic resonance imaging. *Concepts Mag Res Part A* 2001; 36A:223-242.

54 Ahmad, R. S. (2008). Magnetic field simulation of golay coil. Ibnu Sina Institute for Fundamental Science Studies, Universiti Teknologi Malaysia.

55 E.B. Rosa, « *The Self and Mutual Inductances of Linear Conductors* », *Bulletin of the Bureau of Standards*, vol. 4, n° 2, 1908, p. 301–344.

56 Dmitriy A. Yablonskiya, Alexander L. Sukstanskiia, and Joseph J.H. Ackerman, Image artifacts in very low magnetic field MRI: The role of concomitant gradients, *J Magn Reson*. 2005 June ; 174(2): 279–286. doi:10.1016/j.jmr.2005.02.016.

57 P.L. Volegov, J.C. Mosher, M.A. Espy, R.H. Kraus Jr., On concomitant gradients in low-field MRI, *Journal of Magnetic Resonance* 175 (2005) 103–113.

58 <https://www.sef-technologies.com/en/>

59 <https://www.minitec.fr>

60 Lazarus C, Weiss P, El Gueddari L, Mauconduit F, Massire A, Ripart M, Vignaud A, Ciuciu P. 3D variable-density SPARKLING trajectories for high-resolution T2\*-weighted magnetic resonance imaging. *NMR Biomed*. 2020 Sep;33(9):e4349. doi: 10.1002/nbm.4349. Epub 2020 Jul 1. PMID: 32613699.

61 Hartwig V, Giovannetti G, Vanello N, Lombardi M, Landini L, Simi S. Biological effects and safety in magnetic resonance imaging: a review. *Int J Environ Res Public Health*. 2009 Jun;6(6):1778-98. doi: 10.3390/ijerph6061778. Epub 2009 Jun 10. PMID: 19578460; PMCID: PMC2705217.

62 [https://assets.publishing.service.gov.uk/government/uploads/system/uploads/attachment\\_data/file/958486/MRI\\_guidance\\_2021-4-03c.pdf](https://assets.publishing.service.gov.uk/government/uploads/system/uploads/attachment_data/file/958486/MRI_guidance_2021-4-03c.pdf)

63 H. B. Callen and T. A. Welton, “Irreversibility and Generalized Noise”, *Phys. Rev.* 83, 34-40 (1951).

64 Whittier Myers, Daniel Slichter, Michael Hatridge, Sarah Busch, Michael Moßle, Robert McDermott, Andreas Trabesinger, John Clarke. Calculated signal-to-noise ratio of MRI detected with SQUIDS and Faraday detectors in fields from 10 IT to 1.5 T, *Journal of Magnetic Resonance* 186 (2007) 182–192.

65 Leon N. Cooper, « *Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas* », *Phys. Rev.*,

---

APS, vol. 104, n° 4, 1956, p.1189–1190

66 C. Tesche, J. Clarke, dc SQUID: Current Noise, *J. Low Temp. Phys.* 37 (1979) 397.

67 R. Cantor, L. P. Lee, M. Teepe, V. Vinetskiy, and J. Longo. Lownoise, single-layer YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> DC SQUID magnetometers at 77 k. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 5(2):2927–2930, 1995

68 John Clarke, Michael Hatridge, and Michael Mößle. SQUID Detected magnetic resonance imaging in microtesla fields. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 9(1):389–413, August 2007

69 Clarke, J, Hilbert, C, Hahn, E L, and Sleator, T. Josephson junction Q-spoiler. United States: N. p., 1986. Web.

70 Herreros, Quentin. (2013). Very low field magnetic resonance imaging.

71 Dyvorne, Hadrien. (2009). Superconducting-Giant MagnetoResistive Mixed Sensors for Nuclear Magnetic Resonance.

72 Giovannetti, G.; Wang, Y.; Jayakumar, N.K.T.; Barney, J.; Tiberi, G. Magnetic Resonance Wire Coil Losses Estimation with Finite-Difference Time-Domain Method. *Electronics* 2022, 11, 1872. <https://doi.org/10.3390/electronics11121872>

73 J.S. Tropp. Radiation damping and reciprocity in magnetic resonance reception. Presented at 12th ISMRM. Poster 1646. Kyoto, 2004.

74 H. B. Callen and T. A. Welton, “Irreversibility and Generalized Noise”, *Phys. Rev.* 83, 34-40 (1951).

75 Samson Lecurieux Lafayette. Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau. Imagerie médicale. Université Paris-Saclay, 2021.

76 P.B Roemer, W.A. Edelstein, C.E Hayes, S.P. Souza, O.M. Mueller. The NMR phased array. *Magn. Reson. Med*:16(2): 192–225, 1990

77 Alexey Bodrov; Analysis of Wireless Power Transfer by Coupled Mode Theory (CMT) and Practical Considerations to Increase Power Transfer Efficiency; 2012; DOI:10.5772/25270

78 Qijun Deng, Jiangtao Liu, Dariusz Czarkowski, Marian K.Kazimierczuk, Mariusz Bojarski, Hong Zhou and Wenshan Hu; Frequency-dependent resistance of Litz-wire Square solenoid coils and quality factor optimization for wireless power transfer; *IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRIAL ELECTRONICS*, VOL. 63, NO 5, MAY 2016

79 Sunderarajan S. Mohan, Maria del Mar Hershenson, Stephen P. Boyd, and Thomas H. Lee; Simple Accurate Expressions for Planar Spiral Inductances; *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, VOL. 34, NO. 10, OCTOBER 1999;

80 <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ad8429.pdf>

81 Frank Resmer, Hugh C. Seton, James M.S. Hutchison; Cryogenic receive coil and low noise preamplifier for MRI at 0.01 T; *Journal of Magnetic Resonance* 203 (2010) 57–65.

- 
- 82 Le Bihan D, Iima M. Diffusion Magnetic Resonance Imaging: What Water Tells Us about Biological Tissues. *PLoS Biol.* 2015 Jul 23;13(7):e1002203. doi: 10.1371/journal.pbio.1002203. Erratum in: *PLoS Biol.* 2015 Sep;13(9):e1002246. PMID: 26204162; PMCID: PMC4512706.
- 83 Einstein A. Investigations on the theory of the brownian movement. New York, NY: Dover,1956.
- 84 Le Bihan D. Looking into the functional architecture of the brain with diffusion MRI. *Nat. Rev. Neurosci* 2003; 4:469 – 480.
- 85 Hagmann P, Jonasson L, Maeder P, Thiran JP, Wedeen VJ, Meuli R. Understanding diffusion MR imaging techniques: from scalar diffusion-weighted imaging to diffusion tensor imaging and beyond. *Radiographics.* 2006 Oct;26 Suppl 1:S205-23. doi: 10.1148/rg.26si065510. PMID: 17050517.
- 86 Stejskal EO, Tanner JE. Spin diffusion measurements: spin echoes in the presence of a time-dependent field gradient. *J ChemPhys* 1965;42:288 –292
- 87 Crank, J. (1956). *The Mathematics of Diffusion.* Oxford: Clarendon Press.
- 88 Le Bihan D., Breton E. Imagerie de diffusion in vivo par résonance magnétique nucléaire. *C.R. Acad. Sc. Paris* 1985 ; 301 :1109-1112.
- 89 Merboldt KD, Hanicke W, Frahm J. Self-diffusion NMR imaging using stimulated echoes. *J Magn Reson* 1985;64:479 – 486
- 90 Le Bihan D. Molecular diffusion nuclear magnetic resonance imaging. *Magn Reson Q* 1991;7:1–30.
- 91 Baliyan V, Das CJ, Sharma R, Gupta AK. Diffusion weighted imaging: Technique and applications. *World J Radiol.* 2016 Sep 28;8(9):785-798. doi: 10.4329/wjr.v8.i9.785. PMID: 27721941; PMCID: PMC5039674.
- 92 Chandarana H, Bagga B, Huang C, Dane B, Petrocelli R, Bruno M, Keerthivasan M, Grodzki D, Block KT, Stoffel D, Sodickson DK. Diagnostic abdominal MR imaging on a prototype low-field 0.55 T scanner operating at two different gradient strengths. *Abdom Radiol (NY).* 2021 Dec;46(12):5772-5780. doi: 10.1007/s00261-021-03234-1. Epub 2021 Aug 20. PMID: 34415411; PMCID: PMC8720489.
- 93 Zhuang Y, Potchen MJ, Kampondeni SD, Tivarus M, Birbeck GL, Zhong J. Validation of diffusion measurements obtained on a 0.35T MR in Malawi: Important insights for radiologists in low income settings with low field MRI. *Magn Reson Imaging.* 2018 Jan;45:120-128. doi: 10.1016/j.mri.2017.10.001. Epub 2017 Oct 12. PMID: 29031584.
- 94 Terada H., Gomi T., Harada H., Chiba T., Nakamura T., Iwabuchi S., Nemoto H., Kawasaki S., Watanabe S., Nagamoto M., Kawawa Y., Kohda E.; Development of diffusion-weighted image using 0.3 T open MRI; *J. Neuroradiol.*, 2006, 33, 57-61.
- 95 Rusche T, Breit HC, Bach M, Wasserthal J, Gehweiler J, Manneck S, Lieb JM, De Marchis GM, Psychogios MN, Sporns PB. Potential of Stroke Imaging Using a New Prototype of Low-Field MRI: A Prospective Direct 0.55 T/1.5 T Scanner Comparison. *J Clin Med.* 2022 May

---

16;11(10):2798. doi: 10.3390/jcm11102798. PMID: 35628923; PMCID: PMC9147033.

96 Somon T, Kelekis A, Wetzel S, et al. Diffusion Weighted MR Imaging on a Low-Field Open Magnet in Stroke: Evaluation in a Consecutive Series of 60 Patients. *Rivista di Neuroradiologia*. 2003;16(5):1005-1008. doi:10.1177/197140090301600574

97 Le Bihan, D., Mangin, J.-F., Poupon, C., Clark, C.A., Pappata, S., Molko, N. and Chabriat, H. (2001), Diffusion tensor imaging: Concepts and applications. *J. Magn. Reson. Imaging*, 13: 534-546. <https://doi.org/10.1002/jmri.1076>

98 K.R. Lees, A.G. Dykes, Diagnosis and therapeutic aspects of stroke, *The Netherlands Journal of Medicine*, Volume 47, Issue 4, 1995, Pages 195-198, ISSN 0300-2977, [https://doi.org/10.1016/0300-2977\(95\)00067-W](https://doi.org/10.1016/0300-2977(95)00067-W).

99 <https://www.emro.who.int/fr/health-topics/stroke-cerebrovascular-accident/index.html>

100 Behnke S. „Time is brain“ : Zeitmanagement in der akuten Schlaganfallversorgung [Time is brain : Time management in acute stroke treatment]. *Radiologe*. 2019 Jul;59(7):590-595. German. doi: 10.1007/s00117-019-0537-2. PMID: 31065740.

101 Van Everdingen, K.J., Van Der Grond, J., Kappelle, L.J., Ramos, L.M.P., Mali, W.P.T.M., 1998. Diffusion-Weighted Magnetic Resonance Imaging in Acute Stroke. *Stroke* 29, 1783–1790. <https://doi.org/10.1161/01.str.29.9.1783>

102 Moseley ME, Cohen Y, Mintorovitch J. Early detection of regional cerebral ischemic injury in cats: evaluation of diffusion and T2-weighted MRI and spectroscopy. *Magn Reson Med* 1990;14:330–346.

103 Lequin MH, Dudink J, Tong KA, Obenaus A. Magnetic resonance imaging in neonatal stroke. *Semin Fetal Neonatal Med*. 2009 Oct;14(5):299-310. doi: 10.1016/j.siny.2009.07.005. Epub 2009 Jul 25. PMID: 19632909.

104 Dubois, Jessica & Dehaene-Lambertz, Ghislaine & Mangin, Jean-François & Bihan, D. & Huppi, Petra & Hertz-Pannier, L.. (2012). Neurophysiologie clinique : développement cérébral du nourrisson et imagerie par résonance magnétique. *NEUROPHYSIOL CLIN*. 42. 10.1016/j.neucli.2011.08.001.

105 Arca-Díaz G, Re TJ, Drottar M, Fortunato CR, De Macedo-Rodrigues K, Im K, et al. (2017). Can cerebellar and brainstem apparent diffusion coefficient (ADC) values predict neuromotor outcome in term neonates with hypoxic-ischemic encephalopathy (HIE) treated with hypothermia?. *PLoS ONE* 12(7): e0178510. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0178510>.

106 Argyropoulou MI, Xydis VG, Drougia A, Giantsouli AS, Giapros V, Astrakas LG. Structural and functional brain connectivity in moderate-late preterm infants with low-grade intraventricular hemorrhage. *Neuroradiology*. 2022 Jan;64(1):197-204. doi: 10.1007/s00234-021-02770-3. Epub 2021 Aug 3. PMID: 34342681.

107 Ramenghi LA, Fumagalli M, Righini A, Bassi L, Groppo M, Parazzini C, Bianchini E, Triulzi F, Mosca F. Magnetic resonance imaging assessment of brain maturation in preterm neonates with punctate white matter lesions. *Neuroradiology*. 2007 Feb;49(2):161-7. doi: 10.1007/s00234-006-0176-y. Epub 2006 Nov 22. PMID: 17119946.



---

108 Lequin MH, Dudink J, Tong KA, Obenaus A. Magnetic resonance imaging in neonatal stroke. *Semin Fetal Neonatal Med.* 2009 Oct;14(5):299-310. doi: 10.1016/j.siny.2009.07.005. Epub 2009 Jul 25. PMID: 19632909.

109 O'Reilly T, Webb AG. In vivo T1 and T2 relaxation time maps of brain tissue, skeletal muscle, and lipid measured in healthy volunteers at 50 mT. *Magn Reson Med.* 2022 Feb;87(2):884-895. doi: 10.1002/mrm.29009. Epub 2021 Sep 14. PMID: 34520068; PMCID: PMC9292835

110 <https://itis.swiss/virtual-population/tissue-properties/database/relaxation-times/>

111 Choi Y, Hwang EJ, Nam Y, Choi HS, Jang J, Jung SL, Ahn KJ, Kim BS. Analysis of Apparent Diffusion Coefficients of the Brain in Healthy Controls: A Comparison Study between Single-Shot Echo-Planar Imaging and Read-out-Segmented Echo-Planar Imaging. *Korean J Radiol.* 2019 Jul;20(7):1138-1145. doi: 10.3348/kjr.2018.0899. PMID: 31270977; PMCID: PMC6609426.

112 van Everdingen KJ, van der Grond J, Kappelle LJ, Ramos LM, Mali WP. Diffusion-weighted magnetic resonance imaging in acute stroke. *Stroke.* 1998 Sep;29(9):1783-90. doi: 10.1161/01.str.29.9.1783. PMID: 9731595.

113 Lavdas I, Behan KC, Papadaki A, McRobbie DW, Aboagye EO. A phantom for diffusion-weighted MRI (DW-MRI). *J Magn Reson Imaging.* 2013 Jul;38(1):173-9. doi: 10.1002/jmri.23950. Epub 2013 Apr 10. PMID: 23576443.