



HAL
open science

Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau

Samson Lecurieux Lafayette

► **To cite this version:**

Samson Lecurieux Lafayette. Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau. Imagerie médicale. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP147 . tel-03624312

HAL Id: tel-03624312

<https://theses.hal.science/tel-03624312>

Submitted on 30 Mar 2022

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.

Imagerie par Résonance Magnétique à très
bas champ pour l'imagerie du cerveau
*Very low field Magnetic Resonance Imaging for
brain imaging*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°564 : physique en Ile-de-France (PIF)

Spécialité de doctorat : Physique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CEA, CNRS, SPEC, 91191,
Gif-sur-Yvette, France

Graduate school : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay,
le 16/12/2021, par**

Samson LECURIEUX LAFAYETTE

Composition du Jury

Marie POIRIER QUINOT

Professeure, Université Paris-Saclay

Présidente

Lionel BROCHE

Professeur, Université d'Aberdeen

Rapporteur & Examineur

Olivier KLEIN

Directeur de recherche, CEA Grenoble

Rapporteur & Examineur

Dominique MASSIOT

Directeur de recherche CNRS, Université d'Orléans

Examineur

Geneviève TASTEVIN

Chargée de recherche CNRS, Université PSL

Examinatrice

Direction de la thèse

Claude FERMON

Directeur de recherche, CEA Saclay

Directeur de thèse

Remerciements

Cette thèse est l'achèvement de trois ans de travail, et a été réalisée grâce à de nombreuses personnes à qui je présente ma profonde gratitude et sincères remerciements.

Je souhaite remercier tout d'abord Claude Fermon qui m'a accompagné avec une grande bienveillance durant ces 3 ans, pour son soutien et ses conseils, ainsi que la confiance qu'il m'a accordé pour mener à bien cette thèse ; j'ai beaucoup appris en travaillant à ses côtés.

Je remercie ensuite toutes les institutions du CEA qui m'ont permis d'accomplir cette thèse de la meilleure façon qu'il soit. Un grand merci également à toutes les personnes du Service de Physique de l'Etat Condensé (SPEC) que j'ai pu côtoyer. Une mention particulière à l'équipe du Laboratoire de Nano-Mangétisme et Oxydes (LNO), Myriam, Aurélie, Grég & Gérald pour leur bonheur humeur et leur travail toujours impeccable, Michel, Maïkane, Jean Yves « Neurospin guy », Chloé, Julien, Andrin, Paul, Théophile, Emma et Corinne. Je remercie également chaleureusement mon amie et collègue Denitsa qui m'a épaulé sur la deuxième partie de ma thèse.

Des remerciements tournés vers les chercheurs de Neurospin qui m'ont apporté leur aide. Parmi eux Franck Mauconduit, Philippe Ciuciu, Alexandre Vignaud, Michel Luong, Paul-François et Mathilde, qui ont fait preuve d'une grande gentillesse et de conseils éclairés.

Je passe à présent aux remerciements envers ma famille qui ne seront jamais à la hauteur de ce que j'éprouve à leur égard.

Un grand merci à mes amis badiste pour leur présence quasi-quotidienne, trop nombreux pour être tous cités, mais parmi eux à mon entraîneur Yoann, à Evan et Myriam, à Ophé, à Gaël, à Jérémy, et à Julien.

Mes remerciements vont maintenant à mes amis de longue date, à Blaise « Blaisounours », à Margot, à Ségo, Mathieu et la petite Olympe, à Mr Pierre, à Anaïs, à Jérôme et à Caroline.

Je dédie pour finir mes remerciements aux différentes personnes, et a fortiori aux quelques cafés, qui m'ont hébergé lors de la rédaction. Un merci tout particulier à Julie et Yves d'Annecy qui m'ont logé chaleureusement. A Annecy toujours, je remercie Alice et l'équipe du Bar roux d'heure pour leur très agréable accueil ; à Paimpol, l'atelier de Corentin et leur cappuccino ; à Toulouse, le Raz la tasse et leur tchaï latte, et je finis sur le Chop Chop et ses salades à Nantes.

A Papu.

Table des matières

Remerciements.....	1
Introduction.....	8
1 Bases de la résonance magnétique nucléaire et de l'imagerie par résonance magnétique.	12
1.1 La Résonance Magnétique Nucléaire.....	13
1.1.1 Le spin nucléaire	13
1.1.2 La polarisation.....	14
1.1.3 Fréquence de Larmor et Résonance	15
1.1.4 Impulsion radiofréquence	16
1.1.5 La relaxation T1 et T2.....	18
1.1.6 Les pondérations T1, T2 et densité de protons	19
1.1.7 Free Induction Decay (FID).....	20
1.1.8 L'écho de Spin et l'écho de gradient.....	22
1.1.9 Le radiation damping	23
1.2 L'Imagerie par Résonance Magnétique	26
1.2.1 L'espace des k	27
1.2.2 Les gradients de champs magnétiques	28
1.2.3 L'encodage en fréquence.....	28
1.2.4 La résolution en lecture.....	29
1.2.5 L'encodage de phase	31
1.2.6 La résolution en phase.....	31
1.2.7 La sélection de coupe.....	32
1.2.8 L'épaisseur de coupe	33
1.2.9 Le SAR (<i>Specific Absorption rate</i>)	36
1.3 Les contraintes bas champ / haut champ	36
1.3.1 Etat de l'art des IRMs à très bas et ultra-bas champ.....	36
1.3.2 Le champ principal.....	37
1.3.3 La pré-polarisation	38
1.3.4 Les gradients	39
1.3.5 Le signal sur bruit intrinsèque.....	39
1.3.6 La gamme de fréquence	40
1.3.7 Le temps de relaxation et contrastes	41
1.4 Conclusions	43
2 L'IRM à très bas champ : le système.....	45
2.1 Les bobines de champ magnétique.....	46
2.1.1 Le champ statique B0 : Les bobines de Maxwell	46
2.1.2 Les gradients	59
2.1.3 Le champ d'impulsion B ₁	65

2.2	La chaîne d'acquisition / spectromètre.....	66
2.2.1	Le séquenceur	66
2.2.2	L'émission.....	67
2.2.3	Les gradients	68
2.2.4	La réception.....	69
2.2.5	La chambre blindée.....	70
2.3	Conclusions	70
3	Les capteurs.....	72
3.1	Les bobines accordées ou circuit RLC	74
3.2	Sources de bruit	77
3.2.1	Le bruit du capteur	77
3.2.2	Le bruit d'échantillon.....	79
3.2.3	Le bruit du préamplificateur	82
3.3	Le capteur monovoie	82
3.3.1	Description	82
3.3.2	Plusieurs capteurs monovoies au long du développement.....	83
3.4	Le capteur quatre voies surfaciques	86
3.4.1	Description et enjeux de l'acquisition parallèle.....	86
3.4.2	Le découplage du champ B1-.....	87
3.4.3	Le découplage inter-capteur.....	89
3.5	Le capteur deux voies volumiques	93
3.5.1	Description	94
3.6	Le capteur mixte GMR.....	95
3.6.1	Principe de la GMR.....	95
3.6.2	Application à l'IRM	96
3.7	Conclusions	98
4	Logiciel d'acquisition et de traitement.....	99
4.1	Les logiciels d'acquisition / reconstruction.....	100
4.1.1	Le logiciel d'acquisition.....	100
4.1.2	Le logiciel de reconstruction et traitement.....	101
4.1.3	Le format DICOM®	102
4.2	Les séquences	103
4.2.1	Remplissage de l'espace des k.....	104
4.2.2	L'acquisition en 3D	110
4.2.3	Le <i>compressed sensing</i>	112
4.3	Les reconstructions.....	118
4.3.1	Les reconstructions cartésiennes – La Transformée de Fourier uniforme	118
4.3.2	Les reconstructions non cartésiennes.....	122
4.3.3	Comparaison entre les reconstructions	125

4.4	L'acquisition parallèle	125
4.4.1	Combinaison dans l'espace des k.....	127
4.4.2	Combinaison dans le plan image	128
4.4.3	Résultats	132
4.5	Les traitements	133
4.5.1	Les corrections	133
4.6	Conclusion.....	136
5	Résultats	138
5.1	Mesures de temps de relaxation	139
5.1.1	La séquence d'Inversion-Récupération.....	139
5.1.2	La séquence multi-écho	140
5.2	Cartographie des temps de relaxation	141
5.3	Mise en place de la sélection de coupe.....	143
5.4	Conclusion.....	144
	Conclusion et perspectives.....	146
	Bibliographie.....	152

Liste des abréviations

BP	Bande passante
Cs	<i>Compressed sensing</i>
FOV	<i>Field of view</i>
FID	<i>Free Induction Decay</i>
IDE	<i>Integrated Development Environment</i>
IHM	Interface Homme Machine
TR	Temps de répétition
TE	Temps d'écho
rf	Radiofréquence
SAR	<i>Specific Absorption Rate</i>
SNR	Signal to Noise Ratio

Introduction

Les progrès actuels de la médecine passent aujourd'hui par une imagerie toujours plus performante. Les différentes modalités d'imagerie sont complémentaires. Nous citerons par exemple les ultrasons pour l'imagerie des tissus mous par propagation mécanique, idéaux pour l'exploration des organes de l'abdomen ; les rayons X et la tomodensitométrie pour l'imagerie des tissus plus durs ; ou encore l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) pour les tissus mous via le principe de résonance magnétique nucléaire (RMN). C'est sur cette dernière technologie que nous nous pencherons dans cette thèse, et plus spécifiquement sur la conception d'un IRM à très bas champ magnétique.

Aujourd'hui, trois motivations nous amènent à l'IRM à très bas champ. Tout d'abord, Un IRM à très bas champ est prévu d'être bien moins coûteux que son homologue haut champ, grâce à des bobines résistives et plus légères, ne demandant pas de supraconductivité. Un lourd système de refroidissement à base de bain d'Hélium n'est donc pas nécessaire. La complexité d'installation, qui comprend la protection et les blindages de la machine vers l'extérieur et vice versa, décroît elle aussi avec les champs magnétiques. De la même manière, la machine offre également moins de risques, que ce soit sur la puissance émise ou les risques de projections. De nombreuses études traitent des effets biologiques des différents champs de l'IRM, cependant beaucoup sont controversées et contradictoires¹; en plus des risques physiques bien connus liés à la radiofréquences (brulures) et au fort champ statique (étourdissements lors de déplacement en champ) sur les patients, le très bas champ possède cet atout d'être non impactant. Enfin, l'IRM à très bas champ est silencieux.

La seconde motivation pour cet IRM à très bas champ vient de son application sur l'imagerie du cerveau. La résolution souhaitée est suffisante pour une partie des applications cliniques de l'IRM. Il s'agit alors de promouvoir un IRM adapté à ces applications. En rejoignant la première motivation, on peut imaginer un accès plus facile à l'imagerie dans les pays pauvres ou les déserts médicaux, ainsi qu'un IRM plus accessible aux applications ne nécessitant pas toute la résolution d'un IRM haut champ, en urgence dans les cas d'AVC par exemple. De plus, il est attendu de nouveaux contrastes, meilleurs à basse fréquence²⁻⁴, avec de nouveaux temps de relaxation⁵. Cela a mené d'ailleurs à de nouveaux contrastes permettant de distinguer des cellules cancéreuses⁶. Le faible champ a également mené vers des modalités d'imagerie nouvelles, avec de l'IRM couplé à la MEG⁷.

La troisième et dernière motivation est de faire un IRM très bas champ « test », sur lequel s'appuyer pour un prochain IRM spécialisé pour les grands prématurés. Les grands prématurés ne sont pas transportables hors de leur couveuse, et ces dernières sont rarement IRM-compatible, celles qui le sont étant très coûteuses. De plus ce futur IRM servira de *monitoring* sur la période à risque pour le

nourrisson, typiquement plusieurs jours pour détecter rapidement des ischémies ou des hémorragies intestinales ou cérébrales. Bien qu'ayant une configuration de bobines différentes pour l'adaptation sur couveuse, ce nouvel IRM pourra se servir de tout ce qui a déjà été développé pour l'IRM du cerveau, plus classique à mettre en place.

Enfin, l'IRM est largement utilisée pour les sciences cognitives en permettant de visualiser à haut champ les zones d'activité du cerveau. Il est important de savoir si à très bas champ, il est possible d'imager l'activité du cerveau. Cela ouvrira la porte à des l'imagerie fonctionnelle sociétale.

En contre-partie, comme nous le verrons dans ce travail, le signal obtenu à très bas champ est très faible et une question de fond reste ouverte. L'IRM à très bas champ sera-t-il réellement utilisable dans des applications cliniques ou à des fins de recherches sur le cerveau ?

Le travail présenté dans cette thèse décrit les avancées sur l'IRM à très bas champ construit au LNO. Il reprend le travail qui avait été commencé par Quentin Herreros lors de sa thèse⁴. Un premier IRM avait été construit, avec un premier système d'acquisition permettant la réalisation d'images. Dans cette thèse, nous verrons les améliorations apportées à l'IRM sur différents points.

L'IRM à très bas champ a été installé dans une pièce dédiée à Neurospin, pour la conduite prochaine d'étude sur sujet in vivo. L'homogénéité du champ principal a été quantifiée et cartographiée. Cela a conduit à la mise en place de nouvelles bobines de champ principal pour en améliorer l'homogénéité. Les gradients ont également été cartographiés et leur linéarité quantifiée. Le gradient Z a été remplacé à la suite de ces résultats.

Les capteurs employés restent des bobines accordées. Leur conception géométrique et les paramètres les composant ont été étudiés et optimisés pour l'imagerie cérébrale. Les premiers capteurs étaient des solénoïdes simples, et sont devenus des bobines ovales optimisant le facteur de remplissage. L'acquisition multivoie a également été implémentée, ainsi que des algorithmes de combinaison.

Une nouvelle architecture logicielle a été implémentée pour augmenter les possibilités de création de séquences, seul l'interpréteur a été gardé. Des séquences cartésiennes standards (écho de spin, écho de gradient), des séquences de mesures de temps de relaxation, et des séquences non cartésiennes (radiales, spirales) ont été codées. L'acquisition en 3D a également été améliorée, avec la possibilité de faire des impulsions sélectives.

Un logiciel de reconstruction sous forme de module a été programmé pour suivre les besoins en reconstruction des nouvelles séquences, ainsi que les éventuels nouveaux traitements à mettre en place.

Notre but à long terme est de produire des images iso résolue de 2mm, sur un FOV de 20cm de côté en 5 à 10minutes. Les points sur lesquels nous nous concentrons est le gain de temps, de SNR et la

recherche de contraste T1 et T2.

A la fois une opportunité et la principale difficulté du travail présenté est le fait que la majeure partie des éléments de l'IRM ont été conçus par moi ou par le laboratoire. Cela permet d'avoir un contrôle total de tout ce qui est produit, et d'avoir le minimum de « boîtes noires » dans le système. L'inconvénient est que cela coûte un temps de recherche et de développement supplémentaire pour chaque élément avec une fiabilité qui n'est pas celle des IRM commerciaux. On a donc accès à énormément de paramètres sur l'ensemble du système, mais chacun peut être source de réglage et d'erreur.

La thèse est construite de sorte que dans chaque partie se trouve la théorie et l'état de l'art, puis les méthodes et les résultats.

Le chapitre 1 décrit les fondements et principes théoriques de l'imagerie à résonance magnétique. L'IRM se base sur la résonance magnétique nucléaire qui prend pour objet les spins magnétiques. Ces notions sont développées, ainsi que les principes gravitant autour. Nous verrons ainsi les trois phases de la RMN, polarisation, excitation et relaxation ; en prenant soin de différencier les relaxations longitudinale et transverse, et le signal résultant dit FID (*Free Induction Decay*).

Dans un second temps, l'encodage fréquentiel du signal IRM dans l'espace des k par écho de spin ou de gradient est détaillé à travers la question des gradients de champs et de la résolution recherchée.

Une fois ces bases théoriques posées, une troisième partie conclue ce chapitre en mettant en parallèle l'IRM à haut champ et l'IRM à très bas champ à travers les questions des champs magnétiques générés, du rapport signal sur bruit et des gammes de fréquence.

L'IRM à très bas champ est décrit dans le chapitre 2. Nous le verrons à travers deux parties traitant respectivement des champs magnétiques et de la chaîne d'acquisition. La première partie se focalise sur les bobines de champ statique, de gradient et d'impulsion radiofréquence. La seconde partie traite de tous les éléments permettant l'acquisition du signal. Nous verrons donc le séquenceur qui gère la temporalité et la synchronisation de l'acquisition, ainsi que les cartes électroniques de l'émission, des gradients et de la réception.

Le chapitre 3 décrit les différents capteurs employés, notamment à travers la question du rapport signal sur bruit, point critique de notre recherche. Une première partie se concentre sur la théorie des capteurs accordés, le capteur le plus commun à haut et très haut champ grâce à sa très bonne sensibilité à haute fréquence. De plus, à titre de référence à très bas champ, plusieurs capteurs accordés ont été développés, bien que de nouveaux capteurs ayant une meilleure sensibilité à basse fréquence sont utilisés, notamment avec les SQUID et les magnétomètres atomiques. Un capteur mixte à base de magnétorésistance géante pour l'IRM à très bas champ avait été conçu⁴, mais avec

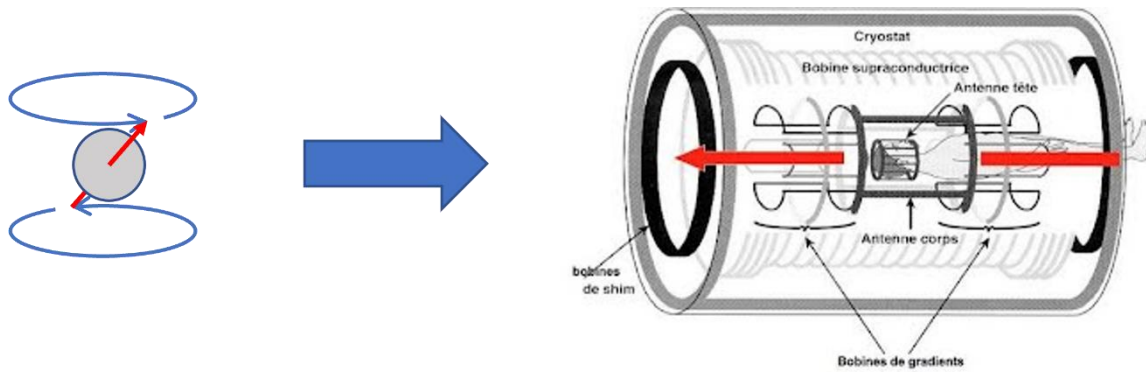
des performances qui se comparent aux meilleurs capteurs accordés pour notre champ de 10mT.

Une revue des séquences d'acquisitions employées ainsi que des traitements de reconstructions est faite dans le chapitre 4. La conception de séquences d'acquisition a toujours été un enjeu fort de l'IRM. Les séquences d'acquisition consistent en de nombreux paramètres à maîtriser. A partir des premières mesures de magnétisme nucléaire réalisées par Bloch et Purcell, des gradients de champs ont été ajoutés pour l'imagerie en s'inspirant des rétroprojections déjà utilisées en tomodensitométrie⁸. Des acquisitions cartésiennes dite planaire reconstruite par transformée de Fourier⁹ ont ensuite été conçues avant de passer aux séquences ultra rapides de type EPI¹⁰. A présent, ces acquisitions sont encore améliorées en y ajoutant des algorithmes d'optimisation de la couverture du plan de Fourier, avec des algorithmes de type SPARKLING par exemple¹¹. Pour l'IRM à très bas champ, une séquence régulièrement utilisée est la séquence d'écho de gradient *bSSFP* (*balanced Steady State Free Precession*)¹² mais elle présente le défaut important de ne plus permettre de contrastes basés sur des temps T1 ou T2. Un enjeu de cette thèse était donc de voir s'il est possible de s'affranchir de cette approche tout en ayant des temps d'acquisition suffisamment courts.

Avec la complexité grandissante des séquences, les reconstructions ont également dû s'adapter pour devenir plus robustes et rapides. Les premières images IRM étaient reconstruites par rétroprojections¹³, méthode venue entre autres de la tomodensitométrie, puis des méthodes de remaillage par fonction à base de sinus cardinal¹⁴ ont vu le jour, pour en arriver aux désormais classiques transformées de Fourier rapide uniforme et non uniforme¹⁵. Les dernières méthodes de reconstructions sont basées sur des méthodes de *machine learning* dans le but d'acquérir partiellement le plan de Fourier avant de le reconstruire grâce à des réseaux de neurones entraînés¹⁶. C'est pourquoi la partie suivante met l'accent sur les reconstructions cartésiennes et non cartésiennes, à travers la *dft*, la *fft*, et la *nfft*. Pour conclure ce chapitre, nous ferons un tour d'horizon des méthodes de combinaison pour l'acquisition parallèle, que ce soit dans le domaine de Fourier ou dans le plan image, et nous exposerons notre propre méthode de combinaison.

Le chapitre 5 a pour sujet les résultats obtenus, en termes de temps de relaxation et de qualité d'image. Nous développerons les méthodes de mesure de temps de relaxation T1 et T2 et les résultats atteints sur fantôme. Y sera notamment montré différents contrastes ainsi que des cartographies de temps de relaxation. Un autre aspect développé dans ce chapitre sera l'imagerie 3D par sélection de coupe, plus délicate à obtenir que le double encodage de phase.

1 Bases de la résonance magnétique nucléaire et de l'imagerie par résonance magnétique.



Ce chapitre pose les bases de la résonance magnétique nucléaire (RMN), puis de l'imagerie par résonance magnétique (IRM). Dans une troisième partie, nous abordons les différences et contraintes entre les champs forts et le très bas champ.

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) est basée sur la physique de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Cette dernière fait partie du domaine de la matière condensée, découverte fin 1945 par deux équipes simultanément. La première, composée de Purcell, Torrey et Pound à Harvard, décrit le phénomène d'absorption résonante comme la transition entre les niveaux d'énergie Zeeman des noyaux, dans la lignée de la spectroscopie atomique. L'équipe de Bloch, Hansen et Packard à Stanford, s'intéresse à la composante tournante de l'aimantation nucléaire macroscopique de la force électromotrice (f.é.m.) induite dans une bobine.

Ces recherches à l'époque ont pour but de mesurer les moments magnétiques de différents noyaux avec précision, dans les applications de physique nucléaire. Aujourd'hui la RMN est utilisée en physique, chimie et biologie essentiellement sur des liquides et des solides en raison de la faible sensibilité de cette technique.

En 1969, R. Damadian, un biophysicien américain, observe des différences de propriétés magnétiques entre des tissus sains et tumoraux. Par la suite, P. Lauterbur et P. Mansfield inventent les bases de l'IRM actuel. L'idée est d'ajouter des gradients de champ linéaires au champ magnétique principal pour localiser les protons. Pour cet aspect, Lauterbur s'est inspiré des reconstructions par projection alors utilisées en tomographie, aussi appelé scanner Rx. En 1973, Lauterbur fait l'image de tube à essai tandis que Mansfield image un doigt trois ans plus tard. Pour cela ils recevront le prix Nobel de physiologie et médecine en 2003. En 1977 est acquise la première image in vivo par Damadian, qui dirigera ensuite la production des premiers imageurs commerciaux.

1.1 La Résonance Magnétique Nucléaire

1.1.1 Le spin nucléaire

Le moment cinétique de spin nucléaire, que nous appellerons ici spin, est une propriété quantique des noyaux d'atome. Chaque proton et neutron composant le noyau possèdent eux-mêmes un moment cinétique, d'amplitude $I = \frac{1}{2}$, le nombre quantique. Le spin nucléaire résulte donc de la composition vectorielle des spins des protons et neutrons formant le noyau. On obtient ainsi un nombre quantique caractérisant l'amplitude du spin nucléaire. Les noyaux possédant un nombre de protons et de neutrons pairs ont un nombre quantique nul, donc aucun spin nucléaire. La résonance magnétique intervient grâce aux spins nucléaires, soit un nombre quantique non nul, donc un nombre de protons ou neutrons impair.

S'il existe un moment cinétique, il existe également un moment magnétique, colinéaire et d'amplitude proportionnelle pour une espèce chimique donnée. Le moment magnétique caractérise l'intensité

magnétique intrinsèque du noyau tel que :

$$\vec{\mu} = \gamma * \hbar * \vec{I} \quad (1.1)$$

Avec γ le rapport gyromagnétique qui lie le moment magnétique et le moment cinétique, exprimé en MHz/T, \hbar la constante de Planck et I le nombre quantique.

C'est cette grandeur qui est utilisée pour comparer les noyaux en RMN.

Tout cela fait de l'hydrogène un noyau observable car de spin 1/2 en RMN, au même titre que l'azote 15, le phosphore 31, etc.

Noyaux	¹ H	² H	³¹ P	¹⁵ N
$\frac{\gamma}{2\pi}$	42.576	6.536	17.235	-4.316
ν_0 à 1.5T (MHz)	63.864	9.804	25.852	6.474
ν_0 à 10mT (kHz)	425	65	172	43

Tableau 1.1 : Rapport gyromagnétique de quelques noyaux observables et utilisés en IRM.

Par la majoritaire présence de molécules d'eau dans le corps humain, ce sont les atomes d'hydrogène qui sont le plus utilisés pour l'imagerie. Tout le formalisme ci-dessous est appliqué aux spins 1/2.

La mesure d'un signal de RMN peut être décomposé en trois étapes essentielles : la polarisation, la résonance et la relaxation. Chacune est développée par la suite dans les modèles classique et quantique.

1.1.2 La polarisation

En se plaçant à l'échelle macroscopique (avec un grand nombre N d'atomes), la RMN peut être décrite par la physique statistique, où l'aimantation macroscopique est la somme vectorielle des vecteurs des spins.

En l'absence de champ magnétique, cette aimantation a la même énergie et est orientée de manière aléatoire ; elle est donc statistiquement nulle.

Placé dans un champ magnétique B_0 , l'interaction entre les moments magnétiques et le champ lève la dégénérescence des niveaux avec une population du niveau le plus bas, qui correspond à

l'aimantation alignée avec le champ magnétique. La répartition des populations entre les niveaux (deux pour le proton) suit une distribution statistique de Boltzmann. Pour cette raison, l'aimantation macroscopique n'est finalement pas nulle, et selon la loi de Curie :

$$M_0 \sim N\mu \tanh\left(\frac{\mu B_0}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

Avec T la température, N le nombre de moments magnétiques, μ le moment magnétique et k_B la constante de Boltzmann.

A température ambiante, l'énergie Zeeman $-\mu \cdot B_0$ est très faible devant $k_B T$ et on obtient

$$M_0 = \frac{N\gamma^2 \hbar^2 B_0}{4k_B T} \quad (1.3)$$

On remarque que l'aimantation M_0 , et donc le signal émis, est directement proportionnelle avec le champ de polarisation B_0 . On comprend donc qu'avec un champ plus fort, le signal résultant sera également plus grand.

1.1.3 Fréquence de Larmor et Résonance

Quand un moment magnétique est placé dans un champ magnétique non colinéaire, un couple Γ s'exerce :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B} \quad (1.4)$$

L'évolution du moment angulaire peut alors s'écrire :

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{B} \quad (1.5)$$

Où \vec{J} est le moment angulaire total. Ainsi,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B} \quad (1.6)$$

Dans le cas d'un champ fixe suivant z, l'équation (1.5) devient :

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = M_y \gamma B \\ \frac{dM_y}{dt} = -M_x \gamma B \\ \frac{dM_z}{dt} = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

La solution est donc une précession autour du champ magnétique principal à une pulsation donnée par :

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma B_0 \quad (1.8)$$

Avec ν_0 la fréquence de précession, dite fréquence de Larmor.

1.1.4 Impulsion radiofréquence

L'aimantation macroscopique M_0 à cet état d'équilibre est négligeable comparée au champ B_0 qui le génère. Ce signal est donc quasiment indétectable. Une précession à la fréquence de Larmor est, elle, détectable mais demande de mettre l'aimantation macroscopique hors équilibre et non colinéaire au champ principal.

Pour cela, nous utilisons une impulsion de radiofréquence à la fréquence de Larmor appliquée perpendiculairement au champ principal.

Dans une vision classique, en se plaçant dans le référentiel tournant, cela revient à appliquer un champ statique autour duquel l'aimantation va précesser. L'aimantation macroscopique bascule alors d'un angle α dans le plan xOy tel que :

$$\alpha(t) = \gamma \int_0^{T_{B_1}} B_1(t) dt \quad (1.9)$$

Que l'on peut simplifier en

$$\alpha = \gamma B_1 T_{B_1} \quad (1.10)$$

Avec α l'angle de bascule entre l'aimantation macroscopique et le champ B_0 , et T_{B_1} le temps d'application du champ B_1 . En fonction de l'intensité ou du temps d'application, il va être possible

de choisir un angle de $\frac{\pi}{2}$ ou π par exemple.

En imagerie, le champ radiofréquence B_1 permet le basculement des spins dans le plan de détection, perpendiculaire à B_0 où leur signal de précession pourra être dissocié. De son homogénéité dépend l'homogénéité d'excitation des spins, ce qui correspond à l'intensité résultante vue sur l'image. Selon l'équation de Bloch, l'effet du champ B_1 sur l'aimantation se traduit ainsi :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right) = \gamma\vec{M}[\vec{B}_1(t) + B_0\hat{z}] \quad (1.11)$$

En se plaçant dans le référentiel tournant :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{rot} = \gamma\vec{M}\left[B_1(t)(\hat{x}\cos(\omega_{rf} - \omega_0) + \hat{y}\sin(\omega_{rf} - \omega_0)t) + \hat{z}\left(B_0 - \frac{\omega_0}{\gamma}\right)\right] \quad (1.12)$$

A la résonance, on obtient donc :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{rot} = \gamma\vec{M}[\hat{x}tB_1(t)] \quad (1.13)$$

Dans le but de pratiquer une excitation précise et de ne pas exciter les spins à un moment spécifique de leur rotation, la durée de l'impulsion doit être largement supérieure à la période de rotation des spins :

$$T_{B_1} \gg \frac{2\pi}{\gamma B_0} \quad (1.14)$$

Cela revient à plafonner le champ B_1 pour un angle donné. Il est possible de faire une impulsion plus courte, néanmoins le gain de temps serait très faible. De plus, il serait alors impossible de faire l'approximation du référentiel tournant, puisque le temps d'impulsion serait proche de la période de nutation, et l'équation de l'aimantation en fonction de la durée d'impulsion serait bien plus complexe.

En utilisant (1.14) sur cette équation :

$$\frac{B_1}{\alpha} \ll \frac{B_0}{2\pi} \quad (1.15)$$

Pour une impulsion à $\frac{\pi}{2}$, on obtient ainsi

$$B_1 \ll \frac{B_0}{4}$$

A 10mT, cela signifie donc un temps d'impulsion T_{b_1} supérieur à $15\mu\text{s}$ et un champ B_1 bien inférieur à 2.5mT.

1.1.5 La relaxation T1 et T2

Une fois l'impulsion RF terminée, les spins retournent à leur aimantation d'équilibre M_0 . La relaxation est le relâchement de l'énergie sous forme d'onde RF à la fréquence ν_0 .

L'aimantation longitudinale M_z est la projection de l'aimantation macroscopique M sur l'axe z et peut s'écrire en général :

$$M_z(t) = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (1.16)$$

Avec M_0 l'aimantation d'équilibre et T_1 la constante de relaxation longitudinale. T_1 reflète les interactions entre les spins et leur environnement et correspond au temps que met l'aimantation pour atteindre 63% de sa valeur finale.

Dans le cas d'un liquide ou d'un solide homogène, cette décroissance est quasiment tout le temps exponentielle et il est possible de définir un temps de relaxation.

Hors cas exceptionnels, l'aimantation transverse disparaît dans des temps plus courts que la croissance de l'aimantation longitudinale. Cela est dû aux interactions entre les spins et à la non-homogénéité du champ extérieur. En général cette décroissance n'est pas exponentielle mais dans le cas des liquides, les interactions entre spins induisent un élargissement de raie Lorentzien et il en découle une décroissance exponentielle, de temps caractéristique T_2 . Cette constante correspond au temps que met l'aimantation transversale pour revenir à 37% de sa valeur initiale.

L'aimantation transverse est la projection de M sur le plan xOy , et elle décrit les échanges entre spins et leur déphasage progressif, tel que :

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0) e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (1.17)$$

Dans un environnement rigide, les interactions entre spins sont plus forte et la décohérence intervient plus vite, la constante de temps T_2 est alors plus courte.

On sépare en général le T_2 réel dus aux interactions entre les spins du liquide et le T_2^* qui est un temps de relaxation apparent dû aux inhomogénéités de champ.

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (1.18)$$

T_2' étant le temps de relaxation dû aux inhomogénéités.

Ci-dessous un récapitulatif des trois phases dans lesquelles passe l'aimantation (*Figure 1.1*) :

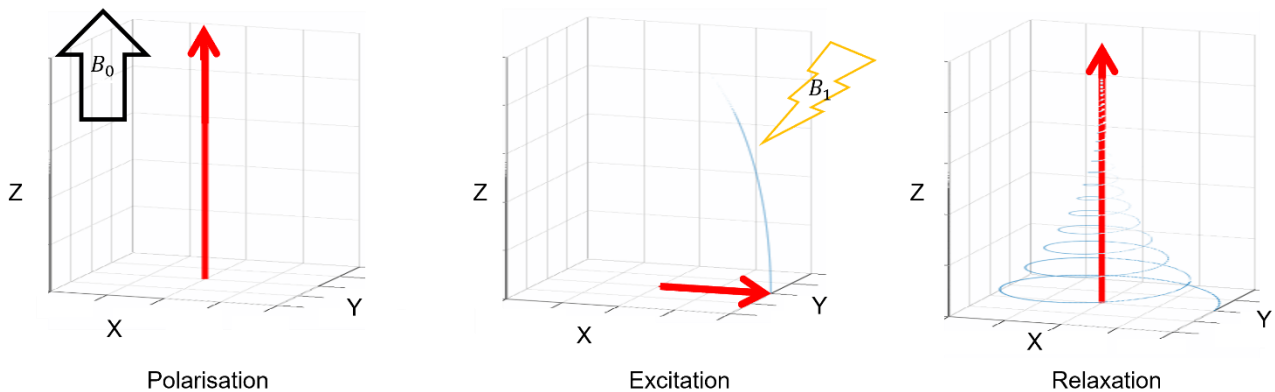


Figure 1.1: Schéma de l'aimantation (rouge) pour les trois étapes d'une séquence de RMN pour une espèce chimique observable donnée. Les traits bleus représentent la trajectoire de l'aimantation. **a) Polarisation** (état d'équilibre). L'aimantation est dans la direction du champ de polarisation B_0 . **b) Excitation**. L'impulsion B_1 de fréquence ν_0 fait basculer l'aimantation. L'angle de bascule dépend de la durée d'impulsion et de la valeur de champ B_1 . **c) Relaxation**. Le spin émet une onde lors de sa précession et retourne à son état d'équilibre en oscillant. Cette onde est le signal RMN capté par les instruments.

1.1.6 Les pondérations T_1 , T_2 et densité de protons

Comme vu plus haut, deux relaxations sont en jeu en imagerie magnétique. Ils permettent l'acquisition de différents contrastes, propre à l'environnement des spins. Pour accéder à ces contrastes, on joue sur les temps de répétition (TR), le temps entre deux acquisitions ; et le TE, le temps d'écho, le temps entre l'impulsion B_1 et l'écho. On différencie alors les images pondérées en T_1 et en T_2 , qui font ressortir les différences de relaxation en T_1 (*Figure 1.2*) et T_2 (*Figure 1.3*) des

tissus ; et la pondération en densité de protons.

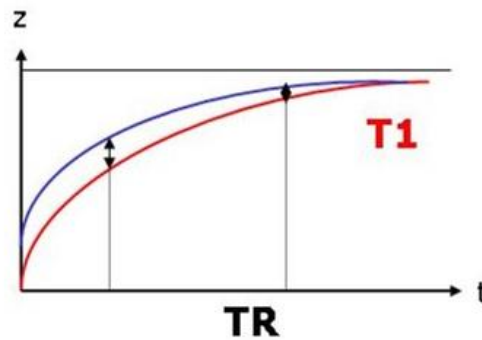


Figure 1.2 : La pondération en T1 s'obtient en modifiant le temps de répétition entre les acquisitions. Pour des TR (Temps de Répétition) courts, la repousse et le signal de deux tissus (courbe bleu et rouge) ayant des T1 différents seront également différents, ce qui donnera un contraste accentué. Inversement, si le TR est trop long, les deux tissus auront entièrement relaxé et le contraste sera nul.

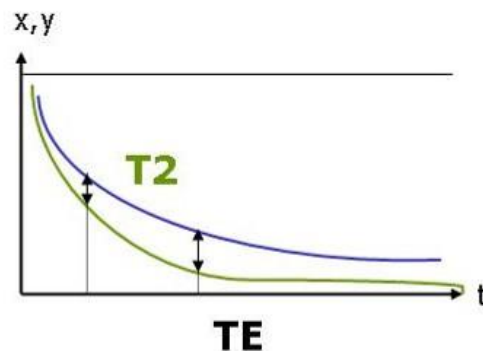


Figure 1.3: Le principe est le même pour la pondération T2. On observe ici directement la relaxation transverse en modifiant le TE. Si le TE (Temps d'Echo) est trop court, on ne laisse pas le temps aux spins des tissus de se déphaser, tandis qu'en prenant un TE plus long, le déphasage entre protons aura le temps d'apparaître. Il est également important d'utiliser un TR long afin de laisser la repousse entière et de ne pas subir l'influence du T1.

Comme nous le verrons, des séquences légèrement plus complexes permettent d'affiner les pondérations ou bien de spécifiquement éteindre certains tissus en fonction de leur T1 et ainsi améliorer les contrastes.

1.1.7 Free Induction Decay (FID)

Proche d'une antenne de réception, un champ magnétique fluctuant induit un courant alternatif.

Dans le contexte de la RMN, c'est la précession de l'aimantation transverse, qui induit le courant dans

les antennes et créé le signal dit FID (*Free Induction Decay*) (Figure 1.4):

$$S = S_0 \sin(2\pi \nu_0 t) e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (1.19)$$

Dans des conditions idéales, S_0 est l'intensité maximale à la résonance. Elle est fonction de l'angle de bascule α comme suit :

$$S_0 = M_0 \sin(\alpha) \quad (1.20)$$

Pour pouvoir observer le signal qui précesse à une fréquence élevée, une démodulation à approximativement ν_0 est réalisée.

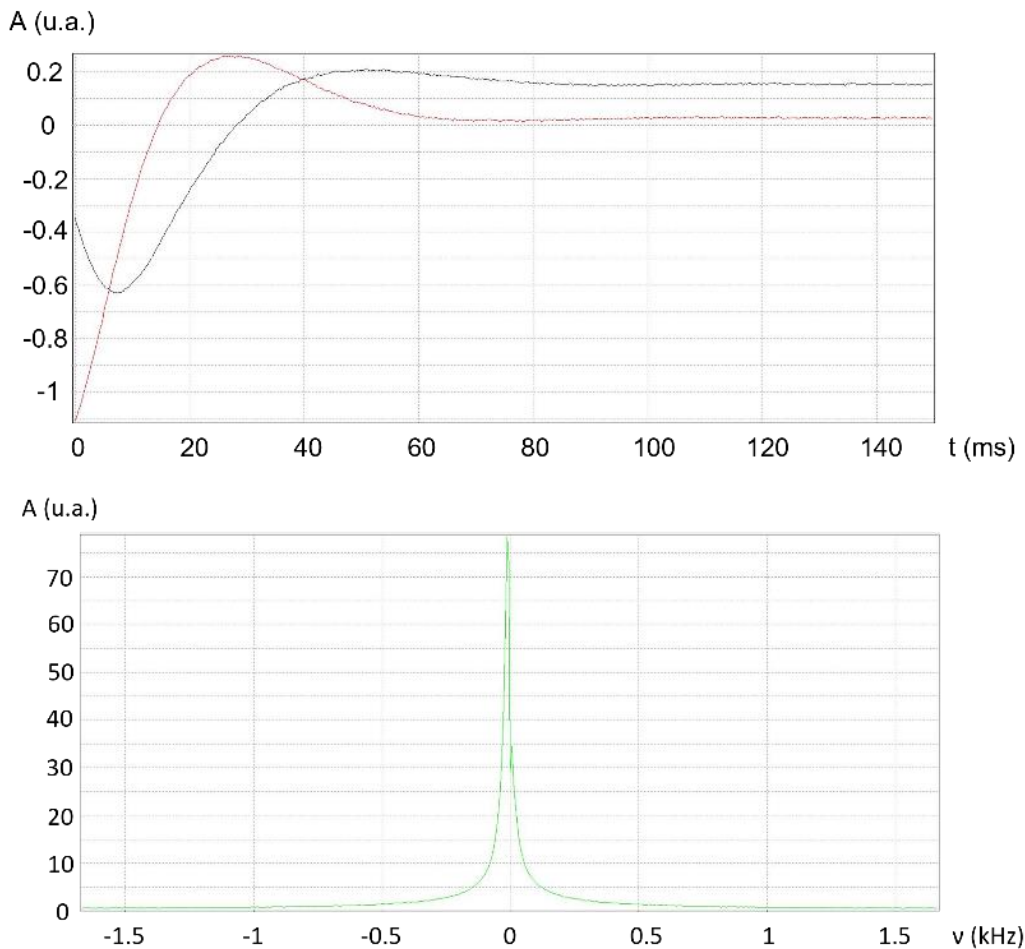


Figure 1.4: Au-dessus, **Le signal FID démodulé** acquis sur 150ms et 3kHz de bande passante. Le signal en noir est le signal RMN démodulé à la fréquence de Larmor en phase tandis que le signal

rouge est démodulé en quadrature. Cela mène à acquérir la partie réelle et imaginaire du signal RMN. En-dessous, **le module de la FFT** (*Fast Fourier Transform*) appliquée au signal FID ci-dessus. Sur un signal de FID, la FFT est une façon de voir la fréquence du signal de manière direct. La Transformée de Fourier est systématiquement utilisée, que ce soit en RMN ou en IRM.

1.1.8 L'écho de Spin et l'écho de gradient

En présence de gradients, la durée temporelle du FID est très courte, typiquement inférieure à la milliseconde. Il se mélange donc avec le temps de récupération des amplificateurs. Pour cela, l'acquisition du signal ne se fait pas après la première impulsion mais après un écho. Cet écho est généré après refocalisation des spins par une seconde impulsion (*Figure 1.5*). Il est ainsi possible d'acquérir le maximum d'amplitude du signal au centre de l'écho, et minimiser l'effet du T2*.

L'écho de spin est constitué d'une première impulsion d'un angle $\frac{\pi}{2}$, suivi d'une impulsion de π après un temps $\frac{TE}{2}$. Comme vu précédemment, la première impulsion fait basculer l'aimantation dans le plan orthogonal à B₀, puis la seconde impulsion refocalise tous les spins à 180°. Prenons deux spins a et b à t=0 en phase ($\Delta\varphi_0 = \varphi_{a,0} - \varphi_{b,0} = 0$), avec les inhomogénéités de champ noté $B_c(x, t)$ et les inhomogénéités de l'échantillon $B_e(x, t)$, la décohérence s'exprime :

$$\varphi_{a,t} = \varphi_{a,0} + \varphi_{B_c(a,t)} + \varphi_{B_e(a,t)} \quad (1.21)$$

$$\varphi_{b,t} = \varphi_{b,0} + \varphi_{B_c(b,t)} + \varphi_{B_e(b,t)} \quad (1.22)$$

$$\Delta\varphi_t = \varphi_{B_c(a,t)} + \varphi_{B_e(a,t)} - \varphi_{B_c(b,t)} - \varphi_{B_e(b,t)} \quad (1.23)$$

Après une impulsion π après t', la phase est renversée. Les homogénéités propres aux spins sont aléatoires, mais celles provenant du champ pouvant être constantes, et donc symétriques, on obtient :

$$\Delta\varphi_{t'} = -\varphi_{B_c(b,t)} + \varphi_{B_c(b,t')} - \varphi_{B_e(a,t)} + \varphi_{B_e(a,t')} + \dots \quad (1.24)$$

$$\varphi_{B_c(a,t)} - \varphi_{B_c(a,t')} + \varphi_{B_e(b,t)} - \varphi_{B_e(b,t')} \quad (1.25)$$

Qui devient :

$$\Delta\varphi_{t'} = -\varphi_{B_e(a,t)} + \varphi_{B_e(a,t')} + \varphi_{B_e(b,t)} - \varphi_{B_e(b,t')} \quad (1.26)$$

L'écho de gradient se déroule de la même manière, en remplaçant la seconde impulsion par

l'application d'un gradient inversé. L'écho de gradient ne supprime pas l'effet de l'homogénéité du champ principal et ne doit donc pas être utilisé si celui-ci est une limite. Dans le cas d'un champ suffisamment homogène les deux approches donnent les mêmes qualités d'image. L'écho de gradient permet toutefois un peu plus de souplesse car il est possible d'asymétriser les gradients pour gagner du temps. Cela revient à réduire et compenser un temps de préparation des gradients court par un gradient plus fort.

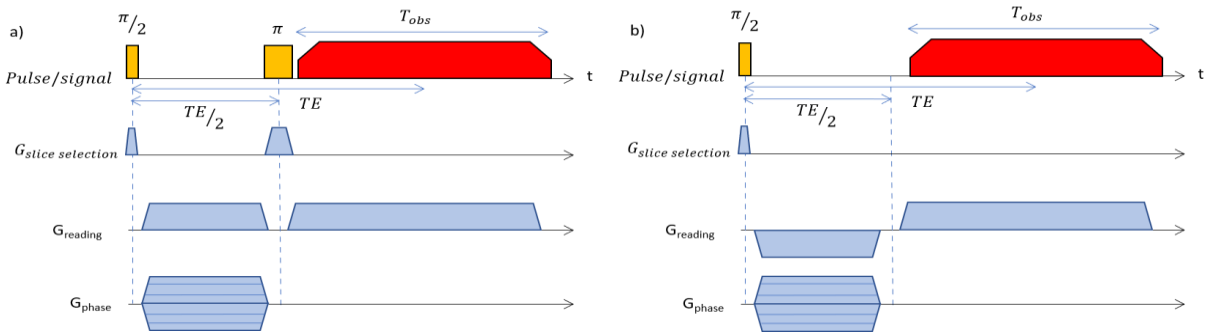


Figure 1.5: Les chronogrammes des séquences d'écho de spin a) et écho de gradient b) avec sélection de coupe.

Comme nous le verrons, les images obtenues à très bas champ sont équivalentes dans les deux cas.

1.1.9 Le radiation damping

Le *radiation damping* est un phénomène que l'on retrouve dans toutes les applications RMN.

Comme exprimé précédemment, pour un champ B_0 suivant Oz , puis une impulsion RF B_1 suivant Ox , on obtient la rotation horaire des spins des protons vers Oy , à la vitesse angulaire ω_0 . Le détecteur, une bobine accordée, se couple avec l'échantillon et le courant induit par la précession crée un champ qui agit sur le système de spins, modifiant ainsi son retour à l'équilibre. Ce champ cause également une rotation de l'aimantation, vers Oz cette fois-ci. Dans beaucoup de cas, le *radiation damping* est trop faible devant la relaxation pour être observable mais même à bas champ, il est à prendre en compte.

La nutation est un mouvement périodique de l'axe des spins qui s'ajoute à leur précession et à leur rotation. Si l'on peut décrire le phénomène de nutation par :

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{nutation} = \gamma B_1 = \omega_1 \quad (1.27)$$

qui est uniforme ; le calcul de la rotation induite par le phénomène *radiation damping* est moins évident¹⁷ :

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{rd} = \gamma B_{rd} = -\frac{\sin(\alpha)}{T_{rd}} \quad (1.28)$$

Avec α l'angle de bascule, B_{rd} le champ créé par le courant de FID et T_{rd} le retard induit par le *radiation damping*, tel que :

$$T_{rd} = \frac{2\varepsilon_0 c^2}{\gamma f Q M_0} \quad (1.29)$$

Avec respectivement f et Q les facteurs de remplissage et de qualité de la bobine, ε_0 la permittivité du vide et c la célérité de la lumière dans le vide. On remarque donc que pour obtenir le plus faible impact du *radiation damping* sur le système, il est important d'avoir un retard T_{rd} le plus court possible.

Indépendamment du système de mesure, on obtient le maximum de *radiation damping* pour $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$|B_{rd}|_{max} = \frac{1}{\gamma T_{rd}} \quad (1.30)$$

$$|\Delta f_{rd}|_{max} = \frac{1}{2\pi T_{rd}} \quad (1.31)$$

Avec Δf_{rd} le déplacement fréquentiel induit par le *radiation damping*.

Nous prenons pour convention que les spins tournent dans le sens horaire dans le plan yOz lors de l'impulsion. On remarque que pour $\theta \in]0 ; \pi[$ alors $\theta_{rd} < 0$, ce qui explique que l'aimantation retourne vers Oz avec le *radiation damping*. Au contraire, lorsque $\theta \in]\pi ; 2\pi[$, θ_{rd} devient positif et s'oppose à la rotation induite par l'impulsion.

Dans le cas où le *radiation damping* n'est plus négligeable, S_0 ne sera plus fonction de T_2 mais de T_{rd} , et sera linéairement dépendant de θ ¹⁸:

Pour $T_{rd} \gg T_2$,

$$S_0 = M_0 T_{rd} \theta \quad (1.32)$$

Une méthode a été proposée par Xi-an Mao et al¹⁹ pour mesurer le T_{rd} d'un échantillon significativement impacté par le *radiation damping*. Il s'agit de mesurer la largeur de raie d'un signal FID induit par une impulsion à $\frac{\pi}{2}$, puis de calculer le temps T_{rd} via la formule :

$$dv_{\frac{1}{2}} = \frac{0.8384}{\pi T_{rd}}, \text{ soit } T_{rd} = \frac{0.8384}{\pi * dv_{\frac{1}{2}}} \quad (1.33)$$

Cela fait l'hypothèse que le champ soit suffisamment homogène pour ne pas contribuer au $dv_{\frac{1}{2}}$ à hauteur *radiation damping*.

Une solution a également été proposé pour mesurer le T2 en présence de *radiation damping*. Il s'agit de modifier la séquence d'écho de spin pour y ajouter une variation Meiboom-Gill ²⁰ (Figure 1.6.b). L'idée derrière cette séquence est de laisser peu de temps entre chaque impulsion, afin d'éviter que l'effet du *radiation damping* ne rapproche prématurément les spins de leur état initial.

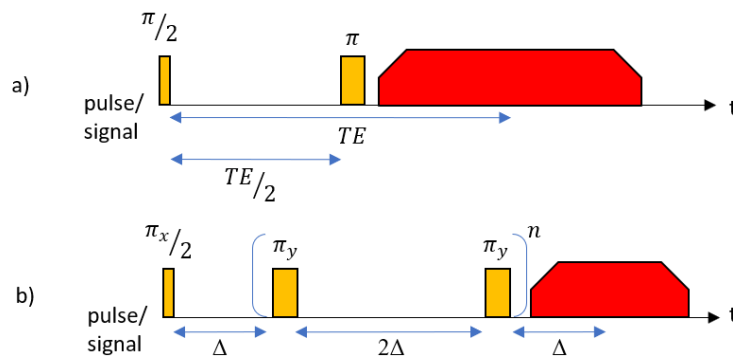


Figure 1.6: **a) La séquence d'écho de spin originale.** L'écho intervient à TE après l'impulsion à $\frac{\pi}{2}$. Une impulsion de refocalisation est faite à $\frac{TE}{2}$. **b) La séquence Carr-Purcell (écho de spin) avec la variation de Meiboom-Gill.** L'intervalle Δ est généralement compris entre 0.1 et $0.5T_{rd}$. La partie répétée de la séquence étant courte, n doit être grand pour pouvoir observer la constante T_2 .

Nous nous sommes penchés sur le *radiation damping* suite à un défaut durant nos expériences. En effet, en balayant la durée d'impulsion RF, il s'est avéré que le signal FID ne s'annulait pas pour un temps correspondant à un angle de π , quel que soit notre capteur. Cela est un effet du *radiation damping* ; on ne peut annuler parfaitement l'aimantation à cause du champ généré B_{rd} (Figure 1.7).

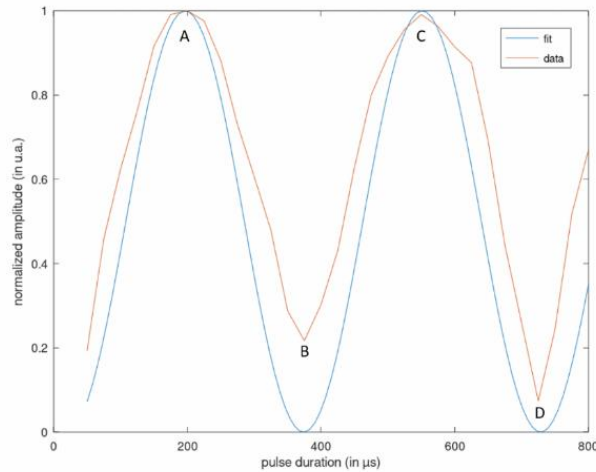


Figure 1.7: Aire sous la courbe de la FFT d'un signal de FID fonction du temps d'application de l'impulsion RF. En rouge les données expérimentales ; en bleu, la sinusoïde correspondante. On observe le maximum (A) pour un angle de $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ (C). Le premier minimum (B) correspond à l'angle π , où une amplitude nulle est normalement attendue. Le second minimum (D) vient pour un basculement de 2π , et cette fois est quasi nul. La fréquence de cette courbe nous donne également la force du champ B1, qui est de $64.5\mu\text{T}$.

En prenant pour échantillon un ballon rempli d'eau dopée de diamètre 17cm et de volume $V=2571\text{cm}^3$ proche de notre FOV (*Field Of View*) ; l'application numérique de (1.33) avec $dv_{\frac{1}{2}} = 20\text{Hz}$, on obtient $T_{rd} = 13.34\text{ms}$, soit $\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{rd} = -74.9\text{Hz}$. La vitesse angulaire due à la nutation est elle de $\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_{nutation} = 2.7\text{kHz}$, on remarque donc que le *radiation damping* est faible mais pas négligeable comme le montre les expériences de nutation.

1.2 L'Imagerie par Résonance Magnétique

L'IRM se base sur la RMN vue ci-dessus mais sur laquelle sont rajoutés des gradients linéaires de champ magnétique. Ainsi la position des spins est codée dans l'espace des fréquences.

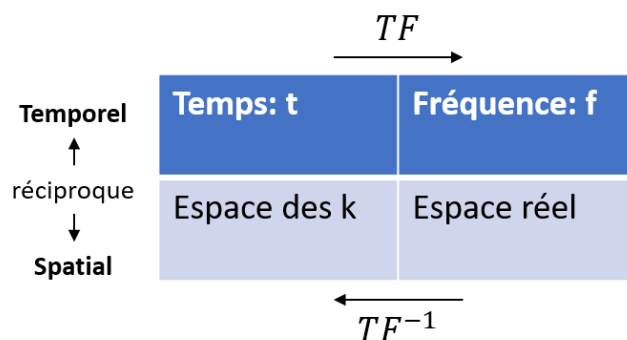


Figure 1.8: L'espace réel est proportionnel à l'espace des fréquences grâce aux gradients. L'espace des fréquences est la transformée inverse de l'espace temporel dans lequel a lieu les acquisitions. L'espace des k est l'équivalent dans le domaine spatial de l'espace temporelle. On y accède par transformée de Fourier inverse de l'espace réel. L'espace des k est un plan en mm^{-1} de côté $\frac{2\pi}{FOV}$ et son espace analogue est en mm, ayant pour grandeur λ , avec les équivalences : $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{t}$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Le principe de l'IRM est de parcourir l'espace des k (correspondant à des acquisitions en temps) le mieux possible pour obtenir par transformée de Fourier, une image de densité de protons qui pourra être pondérée par les temps de relaxation. Cette densité de protons est déduite du nombre de proton précessant à une certaine fréquence (Figure 1.8), fréquence qui est directement liée avec leur localisation grâce aux gradients.

1.2.1 L'espace des k

Une fois le signal temporel acquis, il s'est avéré que son analyse fréquentielle serait utile. La Transformée de Fourier intervient en analyse chimique dans un premier temps, avant d'être étendue aux signaux spatiaux. C'est un plan dit réciproque au domaine spatial qui est échantillonné lors de l'acquisition IRM, appelé plan de Fourier ou espace des k. Ce plan permet de faire le parallèle entre l'acquisition temporelle et la densité de protons : les gradients déphasent les spins en fonction de leur localisation et l'intensité est directement liée au nombre de spins déphasés à une certaine fréquence. On appelle reconstruction l'application de la Transformée de Fourier inverse sur l'espace des k pour obtenir l'image dans l'espace réel.

Il est important de noter que les petites valeurs de k, au centre de l'espace contiennent des informations à basse fréquence donc vont donner les formes générales des objets tandis que les grandes valeurs de k donneront les détails.

1.2.2 Les gradients de champs magnétiques

Comme vu précédemment, la fréquence de précession des spins est proportionnelle au champ magnétique dans lequel ils se trouvent. En variant spatialement, le champ magnétique modifie la fréquence de rotation des spins selon leur position $r(x,y,z)$:

$$B = B_0 + G_x x + G_y y + G_z z \quad (1.34)$$

ou

$$B(\hat{r}) = B_0 + G_{\hat{r}} \hat{r} \quad (1.35)$$

Ce qui se traduit en pulsation par

$$\omega_0(\hat{r}) = \gamma(B_0 + G_{\hat{r}} \hat{r}) \quad (1.36)$$

On comprend alors l'échantillonnage de l'espace des k grâce aux gradients. Pour n le n ème point et le T le temps d'application du gradient :

$$k_n = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^T G_n(t) dt \quad (1.37)$$

Pour des échelons de gradient, on suppose donc :

$$k_n = \frac{\gamma}{2\pi} G_n T \quad (1.38)$$

1.2.3 L'encodage en fréquence

Si un gradient de champ $\frac{\partial B_x}{\partial x} = G_x$ est appliqué durant la lecture du signal, les ondes RF émises seront caractérisées par des fréquences différentes en fonction de leur position sur x . Le déphasage introduit après un temps t est donc :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 t + \frac{\gamma}{2\pi} G_x x t \quad (1.39)$$

L'amplitude du signal acquis à cet instant t correspond au nombre de spins ρ avec un déphasage $\Delta\varphi$ dépendant donc de la position.

$$S(t) = \iint_{\text{éch}} \rho(x) e^{2\pi i \Delta\phi(t)} dx \quad (1.40)$$

$$S(t) = \iint_{\text{éch}} \rho(x) e^{i\gamma(B_0 + G_x x)t} dx \quad (1.41)$$

À la suite de la démodulation, le décalage en fréquence de w_0 du signal est supprimé, ce qui renvoie à l'utilisation des coordonnées de l'espace des k, $k_x = \gamma G_x t$:

$$S(k_x) = \iint_{\text{éch}} \rho(x) e^{ik_x x} dx \quad (1.42)$$

On retrouve ainsi l'image de notre échantillon en fonction de sa densité de protons :

$$\rho(x) = FFT^{-1}(S(k_x)) \quad (1.43)$$

On remarquera que pour une transformée de Fourier 1D, l'intégration de tout le plan se fait sur une seule dimension x.

1.2.4 La résolution en lecture

Un des paramètres les plus importants en imagerie est la résolution spatiale de l'image, qui est définie par la taille d'un voxel. En IRM, celle-ci passe par le temps d'acquisition et la force des gradients.

Voici la démonstration de la résolution en lecture pour une acquisition cartésienne. Les démonstrations pour la résolution en phase et en coupe seront explicitées dans leurs parties respectives.

La résolution est liée au plus petit élément discernable de l'image. Autrement dit, c'est la plus petite longueur d'onde, on aura donc pour but d'augmenter la longueur de l'acquisition dans l'espace des k pour diminuer la limite de résolution.

$$\delta\lambda_{\text{lecture}} = \frac{1}{k_{\text{lecture}}} \quad (1.44)$$

L'indice r correspondant aux directions x,y,z.

En remplaçant $k_{lecture}$ dans (1.38), on trouve :

$$\delta\lambda_{lecture} = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{1}{G_r T} \quad (1.45)$$

On remarque que de faibles gradients peuvent être compensés par des temps d'acquisition plus longs et inversement. Néanmoins, l'application de gradients plus fort dégrade le signal sur bruit (SNR) par l'ouverture de la bande passante ; réciproquement le temps d'acquisition est limité par le temps de relaxation T_2 . En effet, par définition le temps de relaxation transverse donne directement le minimum de résolution fréquentielle atteignable, donnée par :

$$\delta\nu = \frac{1}{T_2} \quad (1.46)$$

En revanche, il se rajoute également que le signal décroît avec le T_2 et donc il y a intérêt à avoir des temps d'acquisition courts devant T_2 pour ne pas trop perdre en signal.

Pour la résolution en lecture, on obtient ainsi une résolution de :

$$\delta\lambda_{lecture} = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{1}{G_r T_{obs}} \quad (1.47)$$

Dans le cas de l'IRM très bas champ, les gradients sont de l'ordre de la centaine de $\mu\text{T/m}$ et le T_{obs} de la dizaine de milliseconde. On peut donc viser une résolution de l'ordre de 2mm sur un FOV de 20cm.

Ainsi en fixant le temps d'observation et avec un temps d'écho de 20ms qui est nécessaire vu les temps T_2 de l'ordre de 50ms, cela correspond à un pas de 50Hz.

Si nous voulons atteindre une résolution de 2mm sur 20cm il faut donc des gradients tels que la gamme de fréquence de mesure est de 5kHz. Dans ce cas le gradient nécessaire est de $575\mu\text{T/m}$. Réciproquement, si nous limitons notre fenêtre d'observation à 3kHz, la meilleure résolution possible pour 20ms est de 3.3mm, et le gradient à appliquer est alors de $70\mu\text{T}/20\text{cm}$.

En travaillant à 10mT, donc 430kHz de fréquence de Larmor, il est possible de travailler avec des largeurs d'observation de 5kHz sans trop de déformation d'image.

A haut champ cette limitation n'existe plus car la bande passante (typiquement 100kHz) est très grande, donc une résolution millimétrique est atteignable dans un temps d'écho de quelques

millisecondes.

1.2.5 L'encodage de phase

Pour coder l'axe des phases, et différencier une deuxième dimension, il faut appliquer un gradient avant la relaxation des spins, afin de les déphaser en fonction de leur position. L'acquisition dans un plan se fait donc en ajoutant un gradient G_y appliqué pendant un temps τ . Le déphasage devient alors :

$$\Delta\varphi(t) = \gamma B_0 t + \gamma G_x x t + \gamma G_y y \tau \quad (1.48)$$

Et le signal, en posant $k_y = \frac{\gamma}{2\pi} G_y \tau$:

$$S(k_x, k_y) = \iint_{\text{éch}} \rho(x) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (1.49)$$

Etant donné que τ est fixe, c'est l'amplitude du champ G_y qui est utilisée pour balayer l'axe des phases (Figure 1.99). De la même façon, on peut procéder à un double encodage de phase pour acquérir sur trois dimensions.

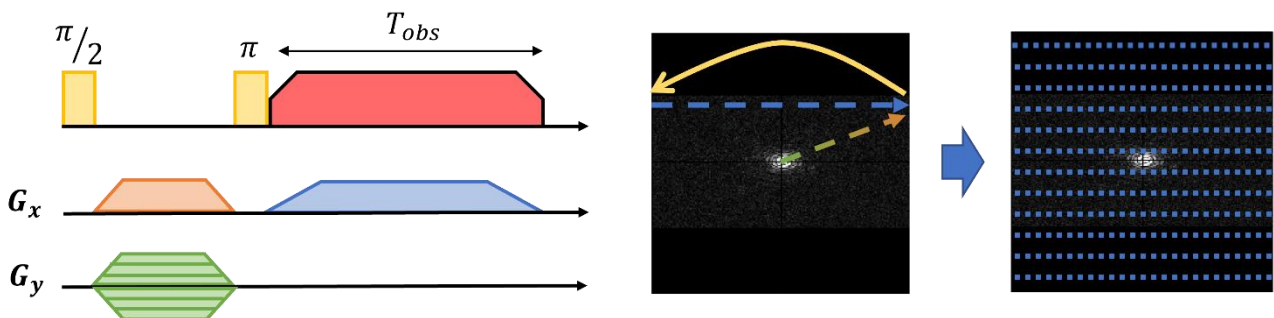


Figure 1.9: La séquence d'écho de spin et son échantillonnage dans l'espace des k .

1.2.6 La résolution en phase

La résolution dans le sens de la phase ne connaît pas les mêmes contraintes que dans le sens de la lecture. L'espace des k n'est pas subdivisé en nombre de points échantillonnés sur un temps TE mais en pas de phase. En acquisition cartésienne, cela correspond au nombre de trajectoires acquises.

En partant de la résolution définie dans (1.38) :

$$\delta\lambda_y = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{1}{\delta G_y N_y \tau} \quad (1.50)$$

τ est le temps d'application du gradient de préparation δG_y et N_y le nombre de trajectoire.

Ici τ est toujours contraint par la relaxation T2 ou T2*. δG_y est un gradient constant le long de l'acquisition correspondant au déplacement entre deux trajectoires, de pas $\Delta k_n = k_n - k_{n-1} = \frac{2\pi}{FOV N_y}$.

Si nous calculons à bas champ les gradients nécessaires, nous arrivons à des valeurs proches de celles pour le gradient de lecture. Ainsi si nous désirons une résolution de 2mm dans cette seconde dimension, il faut réaliser 100 trajectoires avec des déphasages correspondants.

1.2.7 La sélection de coupe

La sélection de coupe consiste à appliquer un gradient pendant l'impulsion radiofréquence. Le but est d'exciter uniquement une bande de fréquence df . En appliquant un gradient dans le même temps, seuls les protons dans la bande de fréquence perçoivent l'impulsion B_1 à leur fréquence de résonance. On appelle *soft pulse* une impulsion se rapprochant d'un sinus cardinal pour obtenir une tranche la plus sélective possible, à l'inverse du *hard pulse* qui est une impulsion rectangulaire (dans l'espace temporel). Ce dernier a l'avantage d'être simple à produire. Il est utilisé dans les cas d'excitation non sélective du fait de sa réponse en fréquence. En effet, une impulsion rectangulaire dans le domaine temporel donne une impulsion en $\frac{\sin(x)}{x}$ dit sinus cardinal dans le domaine fréquentiel. Autrement dit, le profil d'excitation d'une coupe sera de la forme d'un sinus cardinal, peu sélectif et non constant.

C'est pourquoi on utilise généralement un *soft pulse* pour la sélection de coupe. On retrouve par exemple l'impulsion gaussienne ou de Fermi (Figure 1.10). Ces formes d'impulsion se rapproche d'une fenêtre de Dirichlet dans le domaine fréquentiel, évitant alors d'exciter les protons à l'extérieur de la coupe voulue. Etant donné la nature finie de l'impulsion, on ne fera que tenter de s'approcher d'une coupe parfaite.

$$\text{Impulsion gaussienne : } B_1(t) = A e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} e^{it\Delta\omega_{rf}}$$

$$\text{Impulsion de Fermi : } B_1(t) = \frac{Ae^{it\Delta\omega_{rf}}}{1+e^{\frac{|t-t_0|}{a}}}$$

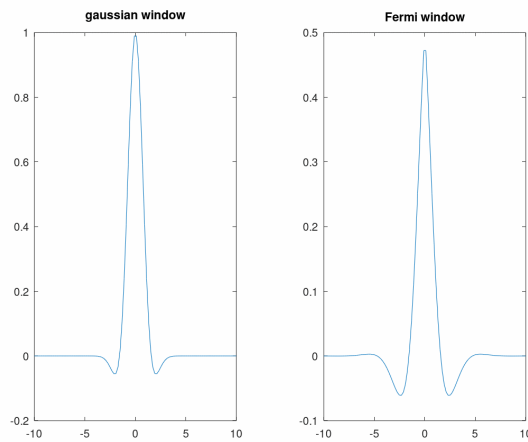


Figure 1.10: A gauche une enveloppe gaussienne, à droite une enveloppe de Fermi.

Dans notre cas, un *hard pulse* a d'abord été utilisé, avec un double encodage de phase pour l'acquisition 3D. Dans un second temps, des tests ont été réalisés avec un *soft pulse*.

1.2.8 L'épaisseur de coupe

Lors de la sélection de coupe, un paramètre important à prendre en compte est l'épaisseur de la coupe Δr . Elle est donnée par le temps d'application de l'impulsion $t_{impulsion}$ et sa forme, ainsi que par la force du gradient de sélection G_s tel que (*Figure 1.11*):

$$t_{impulsion} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.51)$$

$$\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \Delta r G_s \quad (1.52)$$

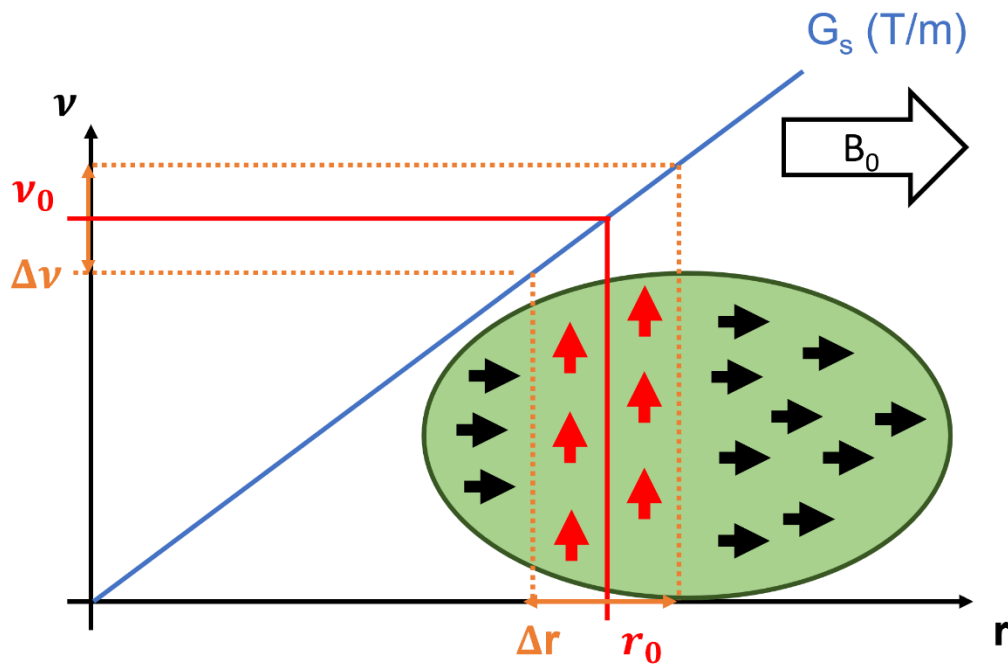


Figure 1.11 : L'épaisseur de coupe Δr est inversement proportionnelle à la force du gradient de coupe G_s et proportionnelle à la bande de fréquence Δf couverte par l'impulsion. L'acquisition de coupes consécutives passe par le déplacement de la fréquence d'excitation d'un pas de $s * \Delta \nu$, avec s le nombre de coupe. L'une des limites à très bas champ est ici atteintes du fait des gradients faibles. Pour une résolution de 2mm et un gradient de l'ordre de la centaine de $\mu\text{T/m}$, le temps d'impulsion est de l'ordre de 100ms, donc de l'ordre de grandeur des T_2 , ce qui est rédhibitoire.

Cela nous a amené à dessiner des gradients plus forts afin de rester avec des impulsions de l'ordre de quelques millisecondes. Réciproquement, les images actuellement réalisées¹² vont utiliser des tranches de 8 à 20mm.

Pour notre part, les 2 méthodes ont été utilisées, pour des épaisseurs de tranche entre 1 et 2cm. L'utilisation de cette méthode pour des tranches très fines entraîne des déformations d'image importantes que je n'ai pas réussi pour l'instant à corriger. Ce point est en cours d'étude.

Les champs concomitants

L'utilisation de gradients magnétiques linéaires engendrent des champs non linéaires spatialement dépendants, appelés champs concomitants. Ces champs sont décrits par les équations de Maxwell, notamment avec le développement de la divergence et du rotationnel des gradients de champ.

Classiquement on exprime les champs concomitants jusqu'au second ordre, l'impact d'ordre supérieur étant négligeable. A l'ordre 2 les champs concomitants s'expriment :

$$B_c(x, y, z, t) = \frac{1}{2B_0} \left(G_x^2 z^2 + G_y^2 z^2 + G_z^2 \frac{x^2 + y^2}{4} - G_x G_z xz - G_y G_z yz \right) \quad (1.53)$$

Dans un premier temps, on peut noter la dépendance en $\frac{1}{B_0}$ ce qui explique bien que la problématique de gradient concomitant apparait à très bas champ. On remarque ensuite que pour des images de type écho de spin, où les gradients sont de sens respectifs (lecture / phase), l'utilisation de certains gradients sera prolifique pour les champs concomitants. Par exemple, en utilisant x en lecture et z en phase (ϕ), on obtient pour une coupe y_0 :

$$B_c = \frac{G_{lecture}^2 z^2}{2B_0} + \frac{G_{\phi}^2 (x^2 + y_0^2)}{8B_0} - \frac{G_{lecture} G_{\phi} xz}{2B_0} \quad (1.54)$$

A présent, si on échange z et x, on obtient :

$$B_c = \frac{G_{lecture}^2 (x^2 + y_0^2)}{8B_0} + \frac{G_{\phi}^2 z^2}{2B_0} - \frac{G_{lecture} G_{\phi} xz}{2B_0} \quad (1.55)$$

A iso-résolution et à FOV isométrique, on remarque que le champ généré dans (1.55) par le terme de la lecture est 4 fois plus fort que celui généré par (1.54). Il est donc important de prendre en compte le sens dans lequel est produit l'image.

Une métrique est décrite²¹ afin d'évaluer l'effet du champ concomitant face au champ B_0 :

$$\varepsilon = \frac{GL}{B_0} \quad (1.56)$$

Avec G l'intensité du gradient nécessaire pour couvrir L le diamètre du FOV. La métrique $\varepsilon \ll 1$ représente le cas où le champ concomitant est négligeable devant B_0 , ce qui veut dire qu'il n'y aura pas d'erreur d'encodage. Si $\varepsilon < 1$, une correction après reconstruction peut être nécessaire. Enfin, pour $\varepsilon > 1$, des séquences particulières auront à être implémentées pour éviter l'effet des champs concomitants.

Dans notre cas, le gradient de lecture est de $G = 0.447 \text{ mT/m}$, un FOV de 21cm et un champ principal de 10mT. Ce qui donne $\varepsilon = 8.9e^{-3}$. Nous sommes donc dans le cas où ε est fortement inférieur à 1 et ne pas subir de champ concomitant. Dans le cas de gradients de coupe pour 2mm,

nous avons une valeur ε qui s'approche de 10% et ces gradients deviennent non négligeables.

1.2.9 Le SAR (*Specific Absorption rate*)

Le SAR est l'énergie électromagnétique provenant de l'impulsion radiofréquence absorbée par les tissus lors d'une acquisition IRM. Cette absorption mène à l'élévation de la température dans le corps. Il est généralement exprimé en W/kg.

En UE, la norme est de 2W/kg pour la tête et le tronc, et 4W/kg pour les membres (IEC 60601-2-33 (2002)). La limite du corps entier est de 0.08W/kg. Selon Collins et al²², on peut calculer le SAR de manière simplifiée :

$$SAR = \frac{\sigma A^2 \omega^2 B_1^2 D}{2\rho} \quad (1.57)$$

σ la conductivité électrique des tissus

A la section de l'échantillon étudiée

D le rapport cyclique

ρ le poids du sujet

On notera la dépendance en ω^2 , ce qui prédit un SAR bien plus faible à très bas champ qu'à haut champ.

1.3 Les contraintes bas champ / haut champ

A cause de contraintes technologiques, les premiers IRM possédaient un champ faible. Le premier IRM commercialisé était doté d'un champ de 0.5T. Parce que les capteurs accordés utilisés ont une sensibilité qui varie comme la fréquence et que, comme nous le verrons, le signal varie comme la puissance du champ, le champ magnétique des IRM a ensuite progressivement augmenté avec l'utilisation de la supra conductivité qui a permis de passer au-dessus d'un Tesla. Aujourd'hui, l'IRM le plus puissant atteint un champ nominal de 11.7T.

1.3.1 Etat de l'art des IRMs à très bas et ultra-bas champ

Malgré cet état de fait, des IRM à bas champ ont vu le jour. Des premières mesures de temps de relaxation à 0.2mT avec prépolarisation à 10mT sont produites en 1954 par Bloom et Mansir². Par la suite, un système d'imagerie à champ terrestre avec prépolarisation a été développé par la Sepponen

of Instrumentarium Corporation ²³. Un autre IRM à ultra bas champ, ayant un champ transverse AC avec prépolarisation a aussi été proposé par Macovski et Conolly ²⁴ avec la volonté de créer un IRM à faible coût. Plus récemment, Sarracanie et al ²⁵ ont poursuivi cette approche à très bas champ avec un IRM à 6.5mT. Ce dernier est basé sur une bobine résistive et une bobine accordée comme capteur pour l'imagerie du cerveau. En utilisant des séquences d'acquisition *bSSFP* (*balanced Steady State Free Precession*), il a été produit des images de résolution (2.5*3.5*8.5) mm³ en 6min.

Dans le même temps, un IRM ultra bas champ basé sur un réseau de capteur SQUID a également été créé ^{26,27}. Cet IRM utilise un réseau de sept SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Devices) sous forme de gradiomètre et trois paires de bobines de Helmholtz carrés servant à annuler le champ terrestre. Des systèmes à SQUIDs ont été repris à l'université d'Aalto (combinaison MEG-IRM) et à Chalmers University (SQUIDs haut-Tc). Aujourd'hui, la plupart des laboratoires ayant développé des systèmes à ultra-bas champ (<3mT) ont arrêté. La raison principale est que les valeurs de T2 obligent à réaliser des trajectoires dans des temps de l'ordre de 20ms et donc des gradients minimaux nécessaires qui sont de moins en moins compatibles avec un champ qui décroît.

Par le plus faible poids des IRM bas champ, il est possible d'imaginer l'IRM portable. C'est ce que présente Cooley et al en 2015 ²⁸. Le champ est généré par une structure de Halbach composé de 20 aimants principaux et de deux anneaux de 40 aimants additionnels. Les aimants permanents sont en terre rare NdFeB. L'image est produite par l'acquisition de projection, via la rotation de l'IRM autour de l'objet. Le capteur est une bobine accordée. La société Hyperfine commercialise maintenant un IRM pour le cerveau portable avec un champ de 60mT.

D'autres IRM à très bas champ à base d'aimants permanents et de prépolarisation ont également été conçus, comme pour le réseau de Halbach (entre 1 et 2T) de Appelt et al ²⁹ ou l'aimant permanent de Liao et al de 0.74T ³⁰, tandis que le champ de prépolarisation est produit par une bobine résistive.

1.3.2 Le champ principal

Comme vu lors de la présentation de la RMN, le champ principal conditionne l'amplitude d'aimantation, et donc celle du signal. Le champ statique des IRM haut champ (>1T) est généralement créé par un aimant supraconducteur. C'est un électro-aimant fait de Niobium-Titane qui acquiert la propriété supraconductrice à très basse température, en étant plongé dans un bain d'hélium liquide à environs -269°C. L'effet supraconducteur annule la résistance de l'aimant et ainsi le dégagement de chaleur par effet Joule, ce qui crée une boucle de courant fermée sans déperdition.

Pour les IRM à bas champs (<500mT), très bas champ (<20mT) et ultra bas champ (<1mT), des aimants permanents peuvent être utilisés. Aujourd'hui, ils sont réalisés en alliage de terres rares

ferromagnétiques (Bore-Néodyme-Fer). Comme son nom l'indique, il crée un champ magnétique permanent sans alimentation. Cela apporte cependant un certain nombre de contraintes, comme le suivi de l'homogénéité au cours du temps, ou la permanence du champ.

Les électro aimants produisent leur champ magnétique via un bobinage alimenté d'un courant électrique. Il est donc nécessaire de stabiliser le courant afin de stabiliser le champ. L'homogénéité et la faible puissance du champ produit sont des points importants pour l'IRM.

1.3.3 La pré-polarisation

La RMN à ultra bas champ possède un champ statique allant jusqu'à 1mT. Etant donné la faible fréquence, les traditionnelles bobines accordées sont remplacées par les magnétomètres atomiques et les SQUIDS^{31, 27}.

De plus, ce domaine compte sur la pré-polarisation de l'échantillon, c'est-à-dire un champ de polarisation B_p généralement entre 10 et 100mT appliqué sur une durée de l'ordre de la centaine de milliseconde avant l'acquisition. Bien qu'habituellement sur l'axe du champ principal, ce champ n'a pas à être aussi homogène, il s'agit ici uniquement de polariser fortement les spins. Cette méthode permet la mesure au champ nominal tout en assurant l'amplitude du signal ; la fréquence de Larmor est déterminée par B_0 tandis que l'aimantation M est proportionnelle au champ de polarisation B_p .

Généralement, le champ B_p est produit par un solénoïde ou une paire de bobine de cuivre (jusqu'à 50mT). Pour les applications nécessitant un champ plus fort, plusieurs contraintes viennent s'ajouter. En l'occurrence, l'échauffement des bobines dû à l'effet Joule n'est plus négligeable, mais aussi le temps de descente du champ B_p et le *flux trapping* lié au SQUID, capteur souvent privilégié à ultra bas champ.

Si l'on se concentre sur l'IRM, des techniques de pré-polarisation à ultra et très bas champ ont aussi vu le jour. Pour exemple, le travail de Chao Liu³² qui utilise une paire d'aimants permanents générant 1T au centre, ainsi que des SQUID pour la détection. Un autre exemple de pré-polarisation à très bas champ est celui de M. W. Vogel et al³³ qui utilise la pré-polarisation comme impulsion d'excitation en la plaçant orthogonalement au champ de mesure.

Pour notre système à 10mT, il est possible d'acquérir des images sans pré-polarisation et c'est ce que nous avons réalisé. Pour le système développé pour le nourrisson, il sera nécessaire de travailler autour de 5-7mT et nous envisageons donc d'utiliser de la pré-polarisation.

Il est donc intéressant d'évaluer le gain de la pré-polarisation.

Soit un temps T_1 du cerveau de 150ms. Le temps de répétition TR va être de l'ordre de 100ms (pour des séquences sans pré-polarisation). Le temps de polarisation est de l'ordre de 300ms pour récupérer

90% du signal.

Ainsi, avec pré-polarisation il sera donné le temps de faire une acquisition en 400ms, pour quatre acquisitions sans pré-polarisation. Comme le SNR varie en racine du nombre d'acquisitions et en fonction du signal, il faut donc que le champ de pré-polarisation soit au moins deux fois plus élevé que le champ de mesure pour être intéressant. Cela est possible pour des champs jusqu'à 15mT.

Ce calcul doit être aussi mitigé par le fait que si la sélection de tranche est possible, il sera possible d'intercaler les tranches comme cela se fait à haut champ. Cinq acquisitions devraient pouvoir être réalisées en 100ms.

1.3.4 Les gradients

Les gradients d'IRM haut champ sont des électro-aimants de plusieurs dizaines de mT/m, dont le champ doit rapidement varier au cours de l'acquisition en fonction de la séquence. La force de ces gradients permet l'acquisition d'image de résolution submillimétrique, mais occasionne également certains désagréments. Parmi eux, le temps de montée des gradients donne une contrainte sur l'accélération des trajectoires d'échantillonnage, autrement dit sa capacité à varier rapidement. De plus, du fait de ces forts champs alternatifs, des forces de Laplace sont créées sur les bobines des gradients, qui en vibrant produisent un bruit acoustique non négligeable. Pour finir, les courants de Foucault produits peuvent occasionner des artefacts. Ce sont des courants induits par un champ variant sur un élément conducteur, créant lui-même un champ inverse en contre réaction, déformant la linéarité des gradients et l'homogénéité du champ B_0 . A très bas champ, toutes ces contraintes sont fortement réduites voir négligeables par les faibles champs, pour exemple quelques centaines de $\mu\text{T/m}$ dans notre cas.

1.3.5 Le signal sur bruit intrinsèque

Le premier point, et central dans la comparaison du haut et bas champ, est la perte de signal linéaire avec la fréquence de travail, en dehors de la méthode de captation. Cette perte de signal demande donc une certaine réflexion sur le rapport signal sur bruit (SNR). Cette partie porte sur le SNR dit intrinsèque au système à bas champ, excluant donc la méthode de captation. Une section est accordée aux sources de bruit et à l'explication du SNR des capteurs dans le chapitre 3.

Le signal est proportionnel au champ B_0 car l'aimantation macroscopique M_0 , elle-même également proportionnelle au champ :

$$S \propto M_0, \text{ donc } S \propto B_0 \quad (1.58)$$

Pour exemple, il y a un facteur 150 entre l'aimantation d'une IRM 1.5T et un 10mT, méthode de captation exclue.

Le bruit dominant diffère également en fonction du champ. Dans le cas du haut champ, l'effet de susceptibilité magnétique du corps est considéré comme une résistance, apportant donc un bruit supplémentaire. A très bas champ cet effet est mineur mais laisse la place au bruit du détecteur. Le bruit du préamplificateur étant donné par le fabricant, nous nous pencherons ici sur le bruit du corps et le bruit thermique afin de quantifier la différence de SNR entre le haut champ et le très bas champ. Comme nous le verrons au chapitre 3, le bruit du corps varie en fonction de la fréquence et est typiquement 2 fois plus faible à 10mT qu'à 1.5T.

Le second point à regarder est la largeur de bande de détection. La largeur de bande doit être de 3 à 5kHz à très bas champ pour la résolution voulue. A haut champ elle est typiquement autour de 100kHz. Cela apporte un gain en SNR du rapport des racines de largeur de bande, c'est-à-dire un facteur d'environ $\sqrt{\frac{100}{4}} = 5$. Cela étant dit, 100 points acquis sur une bande passante de 100kHz correspond à un temps d'acquisition d'une trajectoire d'1ms. Pour un TR de 30ms, il sera donc possible de répéter presque 30 acquisitions soit un gain en SNR d'environ 5. On voit donc que de manière générale les gains et les pertes en SNR liés à la bande passante s'équilibrent et ne seront pas à prendre en compte pour l'amélioration du SNR. Mais, à bas champ, la réduction de la résolution entraîne une réduction de la bande passante.

Un autre point sur lequel se pencher est le temps de relaxation T1, qui est notablement plus court à bas champ et permet d'avoir un temps de répétition quatre fois plus rapide ce qui donne un facteur 2 en SNR.

En conclusion, toute chose égale par ailleurs et pour des détecteurs parfaits, le SNR est 37 fois meilleur à 1.5T qu'à 10mT.

Si la résolution est dégradée d'un facteur 2 dans une direction cela entraîne à bas champ un gain en SNR de $2\sqrt{2}$ et donc en 3 dimensions de 22. Une réduction de SNR de 37 induit une perte en résolution de 2.23.

Enfin, beaucoup de contrastes, et notamment ceux des tumeurs sont plus grands à bas champ⁶ mais cela est difficilement quantifiable en raison du faible nombre de mesures actuelles.

1.3.6 La gamme de fréquence

Notre gamme de fréquence de résonance se situe entre 350kHz et 430 kHz (entre 8 et 10mT).

Les bobines accordées sont plus délicates à optimiser à cause des pertes associées aux condensateurs.

Cette gamme de fréquence nous rapproche également de beaucoup de bruit provenant d'appareils électroniques. En effet, un bruit électromagnétique typique de laboratoire décroît en $1/f$ et l'efficacité des blindages est plus faible à basse fréquence qu'à haute fréquence. Nous avons opté au laboratoire Neurospin pour un blindage de deux feuilles d'aluminium de 5mm d'épaisseur, ce qui fait qu'avec nos capteurs actuels nous ne sommes pas perturbés par le bruit électromagnétique environnant.

1.3.7 Le temps de relaxation et contrastes

Dans leur article ³⁴, Fischer et al utilisent des échantillons de matières blanche et grise dans une expérience à champ cyclé pour définir la dépendance entre la relaxation des tissus et le champ statique B_0 . L'expérience consiste à utiliser des séquences d'écho de spin entre 0.24mT et 1.2T, correspondant à des fréquences comprises entre 10kHz et 50 MHz.

La relaxation longitudinale T1 a été modélisée par une fonction de la forme :

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1w}} + D + \frac{A}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^{\beta'}} \quad (1.59)$$

Avec f la fréquence de Larmor, T_{1w} le temps de relaxation longitudinal de l'eau pure ($0.23s^{-1}$ à $37^\circ C$), D le niveau de référence, A l'amplitude de dispersion, f_c la fréquence d'inflexion et β' la pente de la dispersion. Cette équation a prouvé son efficacité à approximer le T1 de solutions de protéines, plus simple à analyser ⁵. Comme attendu, D et A son proportionnels à la concentration et f_c et inversement proportionnel au temps de corrélation pour la rotation de la protéine τ_c .

Les coefficients sont déterminés d'après l'expérience de champ cyclé pour la matière grise et blanche par méthode des moindres carrés pondérés (Tableau 1.2).

Paramètres	Matière blanche	Matière grise
$D (s^{-1})$	-1.52	0.11
$A (s^{-1})$	19.07	11.08
$F_c (MHz)$	0.067	0.085
β'	0.251	0.438

Tableau 1.2 : Paramètres de la courbe de modélisation du T1 dépendant du temps (1.62) pour la matière blanche et grise issues des expériences de Fischer et al ³⁴.

Une subtilité s'ajoute avec la matière blanche à très haut et très bas champ (Tableau 1.3). Selon

Fischer et al³⁵, la membrane lipidique influe sur la relaxation T1 de l'eau contenue dans l'eau de la gaine de myéline. Après correction pour la matière blanche, (1.62) devient (Figure 1.12):

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1w}} + D + \frac{A_l}{1 + \left(\frac{f}{f_{c,l}}\right)^{\beta_l}} + \frac{A_h}{1 + \left(\frac{f}{f_{c,h}}\right)^{\beta_h}} \quad (1.60)$$

Avec les indices l et h indiquant le bas et le haut champ.

Paramètres	Matière blanche
$D (s^{-1})$	-0.07
$A_l (s^{-1})$	11.00
$f_{c,l} (MHz)$	0.135
β_l	0.472
$A_h (s^{-1})$	2.64
$f_{c,h} (MHz)$	21.42
β_h	0.76

Tableau 1.3: Paramètres de la courbe de modélisation du T1 corrigée pour le très bas et très haut champ (1.53) pour la matière blanche issues des expériences Fischer et al³⁴.

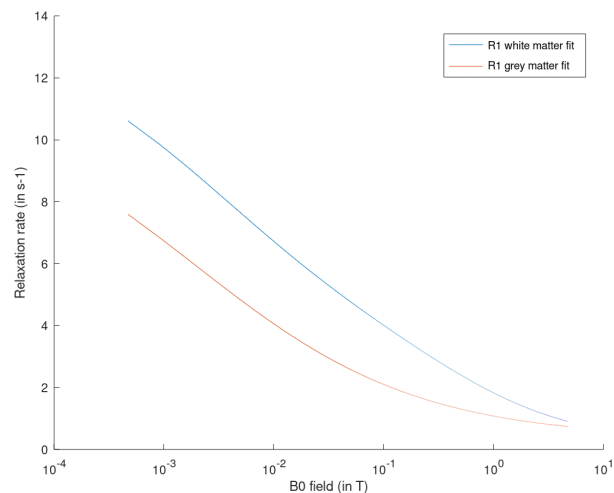


Figure 1.12: Modélisation du taux de relaxation R1 de la matière grise (en orange) et blanche (en bleu).

A bas champ, les T1 sont plus courts qu'à haut champ, tandis que les T2 sont plus longs. Cela

demande donc de modifier les séquences afin qu'elles soient plus adaptées à ces nouvelles contraintes. Ces spécificités dues au bas champ mènent à de nouveaux contrastes attendus. Etant donné que le contraste est issu de nombreux facteurs, Fischer et al proposent un contraste intrinsèque C_1 . Cette métrique peut être vue comme le contraste entre deux tissus basés sur les valeurs modélisées de relaxation T1.

$$C_1 = \frac{|R_{1wm} - R_{1gm}|}{R_{1wm} + R_{1gm}}, \text{ avec } R_1 = \frac{1}{T_1} \quad (1.61)$$

wm dénomme la matière blanche, gm la matière grise.

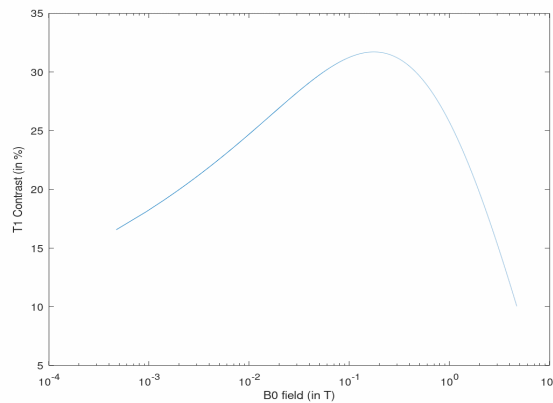


Figure 1.13: La courbe de contraste C_1 décrit par Fischer et al en fonction du champ B_0 .

La courbe (Figure 1.13) représente le contraste entre les T1 modélisés pour la matière blanche et grise. Le maximum de contraste est de 32% et se trouve pour un champ de 177mT. Si l'on compare un champ de 10mT, 1.5 et 3T, on obtient respectivement un contraste de 25, 22 et 15%. Ce graphique et ces chiffres montrent bien l'importance d'explorer les contrastes du bas champ.

1.4 Conclusions

Ce chapitre a permis de donner les bases nécessaires pour aborder l'IRM à très bas champ. Nous avons décrit les principes de la résonance magnétique nucléaire et de l'IRM.

Il est à noter que les méthodes d'acquisition sont quasiment identiques à très bas champ et à haut champ, pour les séquences les plus simples. Il reste nécessaire d'adapter les paramètres (temps de

répétition, d'écho) pour le très bas champ. Par ailleurs le faible champ rend plus difficile certaines séquences. Par exemple, les séquences nécessitant l'application de gradient fort, qui ne serait plus négligeable devant le champ principal, comme les séquences de sélection de tranche ou de diffusion. De même, la largeur de bande fréquentielle réduite ne permet pas de mettre en place des séquences de type multi-écho.

L'interlavage de trajectoires dans des coupes distinctes permettra à terme de gagner un facteur cinq à dix en temps, en fonction des TR et TE utilisés.

L'importance des détecteurs qui doivent s'approcher de détecteurs « parfaits » sont nécessaires pour atteindre une qualité d'image suffisante à 10mT.

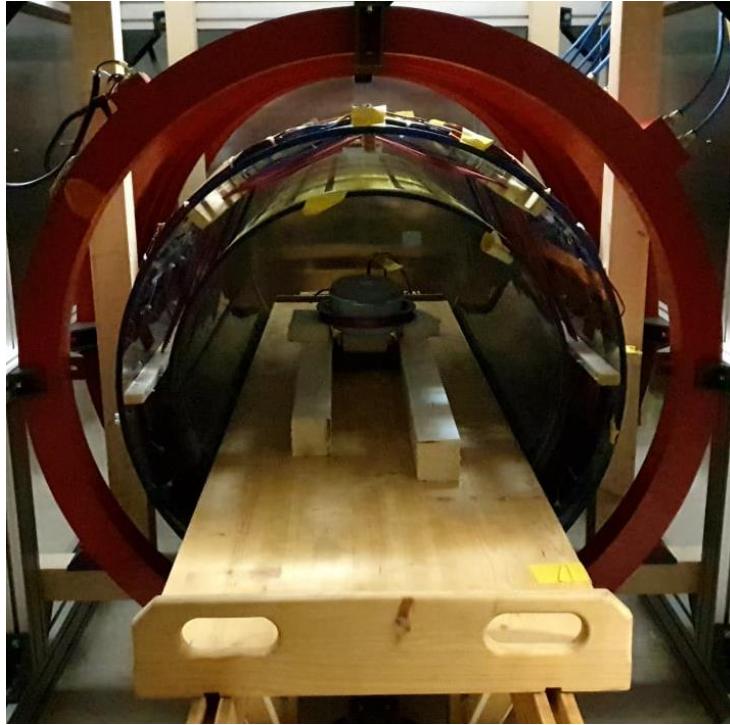
Toutefois, le signal sur bruit est suffisant avec des détecteurs classiques (bobines accordées) pour pouvoir mettre au point un système à 10mT et valider un certain nombre d'approches au niveau hardware et software pour obtenir un système fonctionnel.

Ci- après, un tableau récapitulatif des différences entre les gammes de champ.

	Haut champ	Bas champ	Très bas champ	Ultra bas champ
B_0	>1T	1T-20mT	20mT-1mT	<1mT
Bobine B_0	Bobine supraconductrice	Electro aimant / permanent	Electro aimant / permanent	Electro aimant / permanent
Gamme de fréquence	>42.5MHz	42.5MHz-851kHz	851kHz-42kHz	<42kHz
Gamme des gradients	100mT/m	10mT/m	100 μ T/m - 1mT/m	μ T/m
Détecteurs	Capteurs accordés- Métamatériaux	Capteurs accordés	Capteurs accordés/Capteurs mixtes / SQUIDs	SQUIDs / magnétomètre atomique
Prépolarisation	Non	Non	Possibilité	Oui

Tableau 1.4 : récapitulatif des valeurs et technologies de l'IRM en fonction de la gamme du champ.

2 L'IRM à très bas champ : le système.



Ce chapitre décrit le système d'IRM pour le cerveau que nous avons construit à Neurospin. L'IRM use d'un certain nombre d'éléments bien distincts mais dont l'intrication doit être savamment pensée. La diversité des bobines et par extension leur champ magnétique présent à l'intérieur de l'IRM mène à une certaine complexité à étudier. Chaque champ a son utilité, ses paramètres et ses limites, et chacun doit être réfléchi, maîtrisé voir corrigé dans le but d'arriver à produire la meilleure image possible. Cette partie verra le développement des différents aspects physiques de l'IRM très bas champ, en s'attardant sur les points critiques tels que l'homogénéité des champs.

Le travail effectué dans cette thèse s'appuie sur l'IRM à très bas champ qui a été initié par Quentin Herreros⁴. Dans ce chapitre sont présentés les différentes parties de l'IRM telles qu'elles étaient en début de thèse, puis les limites et problématiques qu'elles ont montrées et les solutions que j'ai apportées.

Initialement, le champ principal était généré par des bobines de Maxwell pour répondre à des contraintes de consommation énergétique, d'encombrement et d'homogénéité sur un certain volume. Les gradients X et Y sont des selles de cheval placées à 90° l'une de l'autre, et le gradient Z est sous forme de bobines en configuration Helmholtz. La bobine d'excitation est une bobine en selle de cheval à cinq éléments, différenciée des bobines de réception. Une première version du spectromètre était en place.

Au cours de cette thèse, ces aspects ont été modifiés dans une optique d'amélioration, pour mieux s'accorder aux nouvelles contraintes ou pour réparer des défauts découverts.

Par exemple, l'homogénéité du champ principal était plus faible qu'attendue. Le choix a été pris d'alléger certaines contraintes au profit de l'homogénéité, ce qui mena au changement des bobines à mi-thèse. Une structure de Garrett a été choisie. Du côté des gradients, seul le gradient Z a dû être changé pour cause de trop faible linéarité, causant de fortes déformations des images. La version finale possède deux enroulements de 46 tours placés de manière à augmenter la linéarité globale ainsi que la force du gradient, dans l'optique d'employer la sélection de tranche. Le spectromètre a été entièrement repensé en fonction des contraintes d'acquisition et de gradients et est présenté ici comme lien avec l'amélioration globale des autres points de l'IRM. Le nouveau spectromètre permet une meilleure fiabilité ainsi qu'un plus haut niveau de contrôle des acquisitions, point crucial pour les reconstructions. Il a été fini à la fin de ma thèse. Le but de cet IRM étant l'acquisition de cerveau in vivo, il a été déplacé dans une pièce dédiée à Neurospin, à l'intérieur d'une chambre blindée fabriquée au SPEC.

2.1 Les bobines de champ magnétique

2.1.1 Le champ statique B_0 : Les bobines de Maxwell

Structure

Un premier dispositif d'IRM à très bas champ adapté à l'imagerie du cerveau a été construit au LNO durant la thèse de Q. Herreros⁴. Dans cette version, une structure de bobines de Maxwell a été choisie pour le champ B_0 , modélisée selon un certain cahier des charges par la société Cedrat technologies puis montée.

Pour rappel, les bobines de Maxwell sont une variation à trois bobines de Helmholtz (*Figure 2.1*). Elles sont optimisées pour améliorer l'homogénéité au centre du champ sur un large volume. Historiquement, J. C. Maxwell ³⁶ décrit cette structure avec une bobine interne de rayon R et deux bobines externes de rayon $R\sqrt{\frac{4}{7}}$. La distance entre les bobines externes et la bobine interne est de $R\sqrt{\frac{3}{7}}$, ce qui place virtuellement ces bobines sur une sphère. La bobine interne possède 64 tours tandis que les bobines externes en ont 49 chacune pour ajuster le rapport de courants.

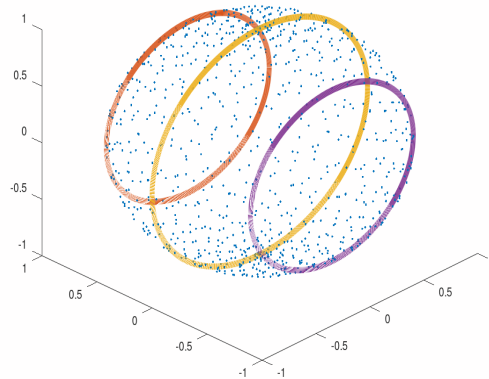


Figure 2.1 : Les bobines de Maxwell originales modélisées sur une sphère virtuelle (points bleus).

Cette conformation a été choisie puis optimisée à notre application selon certaines problématiques. Si l'on reprend les points négatifs de l'IRM à très haut champ, on retrouve les problèmes directement dus à la force des champs (projections, échappement de la RF), l'aspect claustrophobique du tunnel des IRM fermés, et la lourdeur d'installation (le coût et le blindage).

Dans le cas de l'IRM très bas champ, on résout en grande partie les problèmes liés aux forts champs. Ensuite, la machine a été pensée pour être ouverte, légère et compacte dans le but de la rendre accessible au plus grand nombre. Cette structure a également été pensée pour être montée dans une configuration assise ou allongée (*Figure 2.2*).

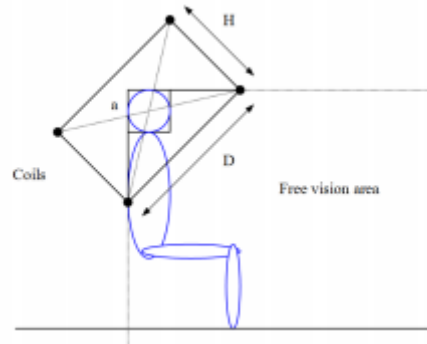


Figure 2.2: Schéma de la configuration assise de l'IRM avec les bobines de Maxwell, tiré de la thèse de Q. Herreros⁴. L'avantage de cette configuration est d'offrir au patient une position plus confortable, ainsi qu'un champ de vue ouvert sur 90°.

Pour finir, les contraintes liées à la difficulté d'installation ont aussi été envisagées. Le prix et la consommation énergétique ont également été réfléchis. Le dernier aspect critique du point de vue technique, est l'homogénéité du champ produit ; nous reviendrons par la suite sur ce point.

La configuration a été optimisée par l'entreprise *Cedrat technologies*, une entreprise spécialisée dans l'appareillage magnétique grâce à leur logiciel flux 3D (Figure 2.3).

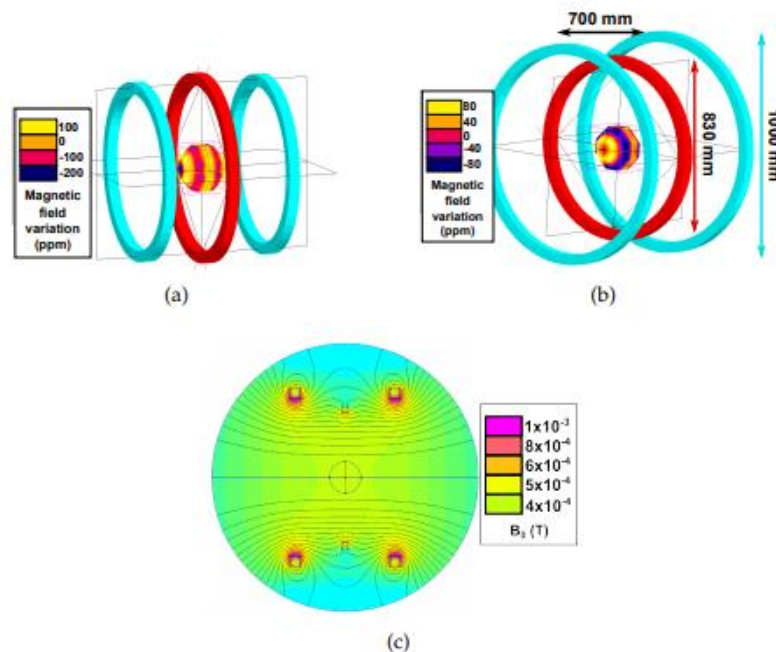


Figure 2.3: a) **Configuration classique** pour bobines de Maxwell. b) **Configuration optimisée** pour l'IRM à 10 mT. c) **Simulation** des champs émis par méthode des éléments finis. Tiré de ⁴.

Les bobines extérieures possèdent 280 tours chacune tandis que la bobine intérieure en possède 104, pour un poids total de 180kg. Les deux bobines extérieures ont un diamètre de 100cm et la bobine centrale de 83cm. Ce diamètre assez large doit permettre d'obtenir le champ le plus uniforme possible sur un sphère de 20cm de diamètre, tout en garantissant un espace intérieur suffisant. Les bobines extérieures sont alimentées par le même courant, cependant le rapport entre la bobine centrale et externes est $\frac{I_{centrale}}{I_{externe}} = 0.56$. Les deux courants et ainsi les champs produits par chaque bobine sont dans la même direction.

Deux alimentations Delta Electronika SM 70-22 et Delta Electronika SM 35-45 sont respectivement utilisées pour les grandes et la petite bobine, pour une consommation de 1.2kW. Le dégagement de chaleur est dissipé par une boucle d'eau froide sous pression à 2 bars.

La structure supportant les trois bobines est en bois, et les vis de construction sont en aluminium, testées amagnétiques afin d'éviter tous champs parasites, à savoir d'éventuels courants de Foucault.

Bobines	Diamètre (mm)	Section du câble	Nombre de tour	Total section	Rapport de courant $(\frac{I_{central}}{I_{external}})$
Centrale	830	10.8mm ²	72	35*35	0.56
Externes	1000	10.8mm ²	280	65*65	1

Tableau 2.1 : Paramètres des bobines de Maxwell.

C'est la configuration allongée qui a été montée, la configuration assise demandant une plus importante mise en œuvre sur le design des gradients.

De par cette configuration, l'IRM possède un tunnel de 60cm dû à la bobine de B₁ à l'instar des IRM standard.

L'alignement des trois bobines de Maxwell doit être très minutieux, au même titre que leur parallélisme, pour éviter toute chute d'homogénéité. Rappelons que la perte d'homogénéité impacte directement la longueur du signal, et donc le contraste et l'amplitude lors de la reconstruction (*Figure 2.4*). Le montage et l'ajustement sont réalisés par nos soins.

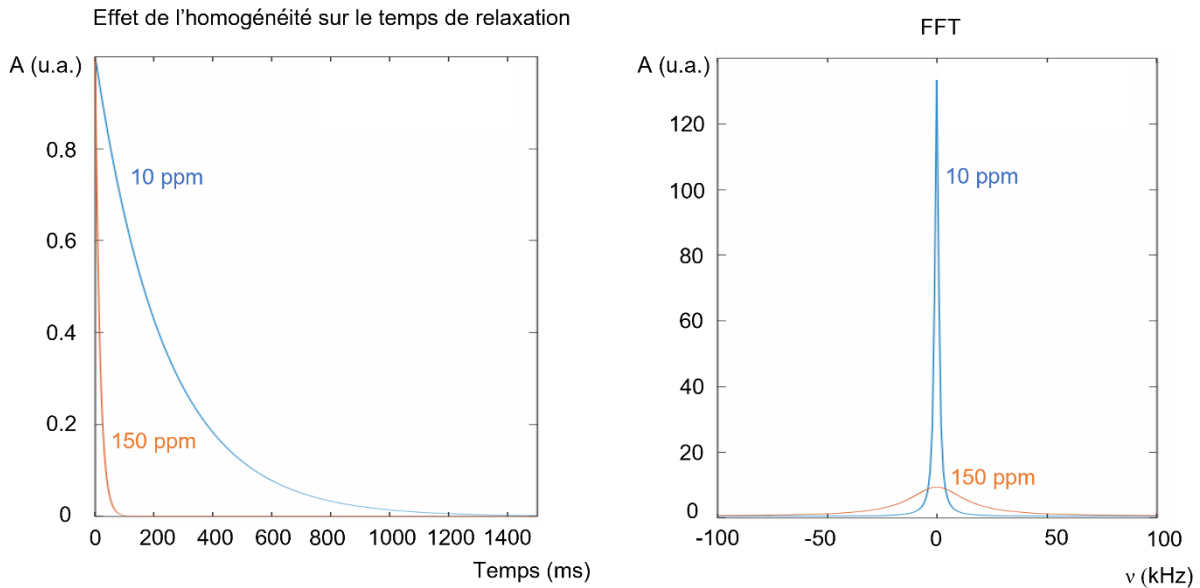


Figure 2.4: A gauche, deux signaux RMN démodulés modélisés pour des temps caractéristiques T_2 de 235ms et 16ms, soit des homogénéités intrinsèques de 10 et 150ppm. A droite, on observe l'effet direct de l'homogénéité sur la reconstruction. Pour une homogénéité de 150ppm le pic est moins résolu et l'amplitude moins grande.

Rappelons que la relaxation T_2 provient du déphasage non cohérent entre les spins sur le plan xOy . Etant donné que le signal RMN est principalement limité par la décroissance T_2 , plus courte que la décroissance T_1 , il est important de gagner au maximum sur cette relaxation. Le T_2^* est la relaxation transverse observée en RMN, plus court que le « vrai » T_2 . Ce T_2^* provient des inhomogénéités du champ extérieur, qui déphasent plus rapidement les spins.

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (2.1)$$

T_2' caractérise la relaxation transverse uniquement due à la variation de champ δB , ce qui nous mène à :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{2\pi} \gamma \delta B \quad (2.2)$$

En visant $T_2 \approx T_2^*$, la variation δB acceptée correspond à :

$$\delta B \leq \frac{2\pi}{\gamma T_2} \quad (2.3)$$

Pour exemple, la solution d'eau dopée de Chlorure de Nickel (NiCl) est utilisée pour ses temps de relaxation proche de ceux trouvés dans le cerveau avec un T2 entre 75 et 100ms et sa longue stabilité. Pour une valeur de 100ms, cela contraint à une variation de champ de 1.47 μ T, soit une homogénéité minimale de 147ppm à 10mT.

Cette métrique δB peut être simplement mesurée par la largeur de bande à «mi-hauteur» lors d'un FID avec un échantillon ayant un T2 suffisamment long pour ne pas être limité par les inhomogénéités intrinsèques aux spins. Il est cependant impossible de distinguer quantitativement l'inhomogénéité de nos trois bobines d'une fluctuation du courant d'alimentation. Nous prendrons donc en compte l'homogénéité du système entier. Une fois les réglages effectués, il est possible de comparer l'homogénéité obtenue avec les valeurs théoriques.

Lors de la modélisation des bobines, réalisé lors de la thèse de Q. Herreros⁴, une homogénéité de 80ppm avait été prédite sur une sphère de 10cm de rayon, via le logiciel flux3D. On s'attend ainsi à avoir une largeur de raie $\delta\nu = 29.9\text{Hz}$ pour un champ de 8.2mT. Cela est conforme avec le postulat établi d'avoir une fluctuation minimale de $\delta B < 147\text{ppm}$.

Les mesures d'homogénéité réalisées durant cette thèse sont faites sur un fantôme de volume $V = 1407\text{ cm}^3$. On relève une largeur de bande de $\nu_{A/\sqrt{2}} = 60\text{Hz}$. Cela correspond à une homogénéité d'environ 171 ppm sur un FOV de 17cm. Ces résultats ne sont pas conformes, voire très en deçà des précédentes prédictions, d'autant plus que le volume utilisé est bien plus petit que celui pris en compte pour les modélisations.

Protocole pour la cartographie du champ B_0

Dans le but de mieux connaître la forme de notre champ principal pour d'éventuelles corrections, nous avons procédé à une cartographie du champ (*Figure 2.6*). Cela nous permet également d'introduire la sonde qui nous permettra de réaliser la plupart de nos tests. C'est une boîte de 2cm de côté, bobinée de fil de Litz, accordée à la fréquence de Larmor (*Figure 2.5*). Elle est remplie d'une solution aqueuse de chlorure de nickel (NiCl), présentant des temps de relaxation proche de ceux étudiés dans le cerveau.



Figure 2.5: La sonde utilisée pour les expériences de cartographie de champ. La boîte mesure 2cm de côté et est remplie de solution aqueuse de NiCl. La bobine possède 8tours de fil de litz, accordée à 350kHz la fréquence de Larmor.

Sans gradient, la sonde est déplacée sur une grille de 9*9 cases placée à mi-hauteur ($y=0$). Un signal de FID ($TE=50ms$, $TR=310ms$) est acquis sur 100 points et moyenné 100 fois sur chaque case. Dans le cas d'un champ parfaitement homogène, le pic du FID après FFT devrait être centré en zéro à fréquence nulle, la fréquence de précession des spins étant la même sur tout le FOV. Dans le cas d'inhomogénéité, le champ connaîtra ponctuellement des variations, entraînant des décalages dans la fréquence de précession des spins. Cela a pour effet d'élargir le pic de la FFT, d'en diminuer l'amplitude. Dans le cas où l'échantillon se trouve spécifiquement sur une zone très inhomogène, cela conduira également au décentrage du pic, puisque le champ ne sera plus à valeur nominal. L'avantage de cette méthode est de prendre en compte la magnitude du champ, et non pas ses composantes directionnelles.

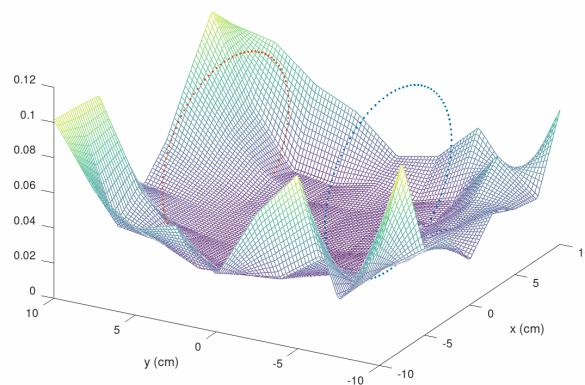


Figure 2.6: **La cartographie du champ B_0 .** L'amplitude représente le décalage en fréquence du pic en KHz. Le maximum de décalage est de $\Delta\nu = 90Hz$, avec un écart de décalage de $\Delta\nu_{max} - \Delta\nu_{min} = 105 Hz$ ce qui correspond à une homogénéité de $h = 300 ppm$. On peut noter que le champ chute hors des axes, et que l'homogénéité requise est gardée pour un FOV de 10cm de côté, ce qui est trop restreint pour notre application, nous attendons un FOV de 15cm de côté au minimum.

Résultats sur les inhomogénéités

Au vu des images et de la cartographie réalisées, il apparaît que l'homogénéité de 150 ppm attendue ne soit pas suffisante pour l'imagerie. Cela a été notamment mis en évidence avec l'apparition de fortes déformations localisées en bordure des images 2D acquises (*Figure 2.7, Figure 2.8*).

Les déformations proviennent d'un mauvais encodage du plan de Fourier. Cela signifie que l'échantillonnage de l'espace des k ne correspond pas aux gradients appliqués. Les précessions acquises n'ont donc pas la fréquence attendue sur le plan de Fourier. Lors de la reconstruction, cela mène à des déformations plus ou moins accentuées, si non corrigé post traitement.

Ces déformations ont deux causes principales : des inhomogénéités du champ B_0 et des gradients. Afin de différencier quel champ était en cause, nous avons conduit plusieurs expériences dont les résultats sont présentés ici.

Une expérience a été faite pour tester la non-linéarité des gradients. Les directions de lecture et de phase ont été inversées, ce qui devrait mener à des images identiques si les gradients étaient en cause. On peut cependant noter que les déformations sont de la même forme, mais différemment placés (*Figure 2.*). Le problème est donc autre que du aux gradients.



Figure 2.7: Le fantôme utilisé pour nos expériences, de diamètre 17cm et rempli d'eau dopée NiCL pour s'approcher d'un volume de cerveau humain adulte. La boîte est remplie d'éléments en plastique plein, excepté le cylindre blanc qui possède des trous de 4mm sur une face et de 6mm sur l'autre, pour l'imagerie de détails.

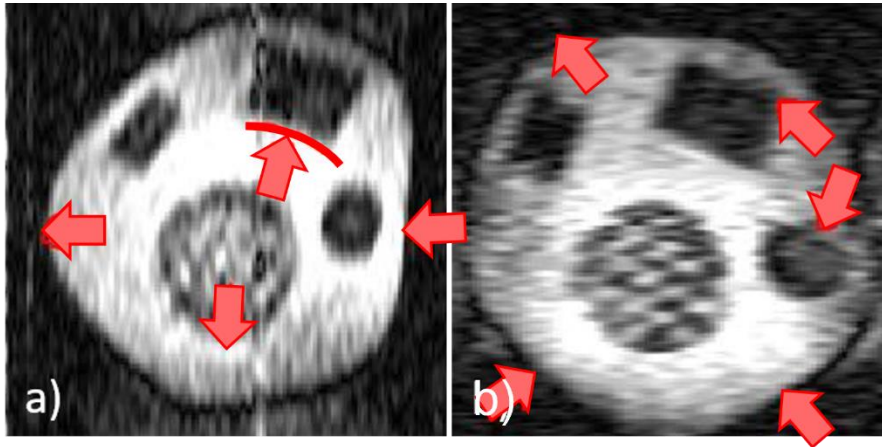


Figure 2.8: Des images d'écho de spin ($TR=310ms$, $TE=50ms$, 100points en lecture et 30trajectoires en phase) **a) avec le gradient de lecture selon x et le gradient de phase selon z b) inversé** (z en gradient de lecture et x en gradient de phase). Les flèches rouges montrent les principales déformations.

Détermination des causes de déformations

Le test suivant consista à acquérir la même image avec deux fois plus de gradients (*Figure 2.9*). En effet, si le problème vient de l'homogénéité du champ principal, il sera intéressant de voir comment il interagit avec des gradients plus fort. Il est attendu qu'une inhomogénéité de champ principale s'efface et soit compensée devant des gradients plus fort. C'est également à ce moment qu'est venu la question des champs concomitants que nous avons évoqués au chapitre 1.

L'hypothèse ici est de multiplier le gradient de lecture par deux pour voir si cela à une incidence sur les déformations. En faisant ça, pour un temps d'acquisition égal, on multiplie aussi le k_{max} par deux, donc la résolution δk , ce qui revient à diviser le FOV par deux. Il faut donc multiplier le nombre de point par deux pour obtenir une image avec un même FOV mais un gradient deux fois plus fort. Voici les résultats obtenus :

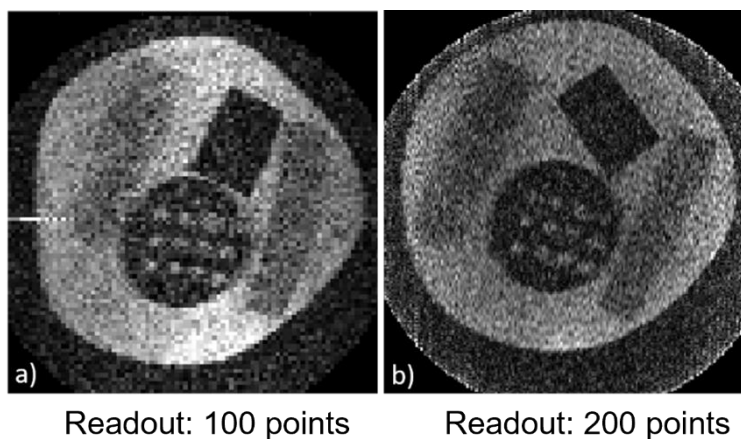


Figure 2.9: **Deux images d'écho de spin** (TE=50ms, TR=310ms) acquises avec a) **100 points** (BP=2kHz) b) **200 points** (BP=4kHz) en lecture. A FOV égal (20cm), l'acquisition a 100 points comporte moins de gradient appliqué par point. On observe les déformations aux abords de l'image. La partie gauche semble écrasée tandis que la partie droite semble plus bombée que le fantôme réel. On retrouve également ces déformations sur l'image acquise avec 200 points, néanmoins de manière bien moins accentuée, signe que l'augmentation de gradient a aidé à atténuer les déformations. Cela montre que le problème ne vient pas des gradients mais bien du champ principal.

Les déformations sont donc dues au champ B_0 . Le champ décroît aux extrémités du FOV provoque ces déformations asymétriques. D'un côté le champ effectif est plus fort et l'espacement entre chaque k est plus grands qu'attendu. Cela mène à un plus grand déphasage entre les protons et donc une augmentation de la résolution, soit un élargissement de l'image. C'est l'inverse qui se produit de l'autre côté, le champ est plus faible et finalement la boîte donne l'impression de se rétracter. On s'attend également à ce que l'intensité de l'image soit plus forte du côté où le champ est plus faible, et inversement, mais plusieurs facteurs influent, tel que la sensibilité de la bobine, la résonance et sa correction et les déformations. Suite à ça, la cartographie du champ B_0 a été réalisée, et a validé l'inhomogénéité du champ.

Les phénomènes de champs concomitants étant également écartés (*cf. Les champs concomitants*), ainsi que la linéarité des gradients éprouvée (*cf. 2.1.2 Les gradients*), il est apparu que la cause des déformations vient du champ principal peu homogène en bordure du FOV. En s'ajoutant aux gradients, bien plus faibles, cela produit des erreurs d'encodage qui mènent à ces déformations.

On peut partiellement corriger ces déformations en augmentant la puissance des gradients pour contrebalancer l'effet du champ inhomogène. Pour garder un FOV constant, cela demande d'augmenter le nombre de points et la résolution. Cependant, l'application de gradients plus forts diminue le SNR et cela ne parvient pas à annuler entièrement les déformations. C'est pourquoi la

décision a été prise de changer de bobine de champ statique.

Le champ statique B_0 : Les bobines de Garrett

Nous avons vu précédemment, que la conformation de Maxwell ne fournissait pas une homogénéité suffisante. Deux solutions ont été pesées. D'une part, des bobines ad hoc peuvent être ajoutées à la structure existante pour rehausser le champ. D'autre part, un nouveau système de bobines plus performant peut être monté. Cette seconde option a été gardée, la première n'étant pas assurée, ajouté à cela l'aspect « bricolage » de l'idée sur des bobines déjà sur mesures.

Pour ce faire, un logiciel développé par Denitsa Nencheva en thèse au LNO permettant le calcul de champ rayonné par des bobines dans les trois dimensions a été utilisé. Cela a permis la modélisation d'un ensemble de bobines répondant à nos attentes.



Figure 2.10 : Les six bobines de la structure de Garrett, reposant sur le portique en aluminium.

Etant donné que la configuration assise a été abandonnée, une nouvelle structure dite « de Garrett »³⁷ a été conçue sur la base de six bobines (*Figure 2.*) dont deux récupérées de la précédente version. Dans son papier, Garrett développe une méthode pour concevoir des champs homogènes jusqu'au 20^{ème} ordre. Nous avons choisi de faire un set de six bobines que nous avons optimisé.

Nos bobines de Garrett sont composées de trois paires de bobines en série pilotées par trois alimentations. De plus, le courant circulant dans les bobines permet également de monter au champ nominal de 10mT. L'une des spécifications était de garder la compacité actuelle, les bobines sont donc placées sur une longueur de 120 cm. Comme expliqué plus tôt, les positions ont été calculées (Tableau 2.2) préalablement pour obtenir la meilleure homogénéité avec les contraintes de taille, de

pois et de consommation. L'homogénéité théorique atteinte est de 10ppm sur $30 \times 30 \times 30 \text{cm}^3$. Une homogénéité de 10ppm correspond à un $\delta\nu = 4\text{Hz}$ et une variation de champ de $\delta B = 0.1\mu\text{T}$, ce qui devrait être largement suffisant dans nos mesures.

Les six bobines ont le même diamètre et sont espacées symétriquement par paire. Le poids total des bobines est de 360kg.

	Diamètre des bobines (mm)	Distance au centre	Courant (A/tour)
Paire 1	1030	$\pm 82\text{mm}$	1455
Paire 2	1030	$\pm 274\text{mm}$	1985
Paire 3	1030	$\pm 613\text{mm}$	5108

Tableau 2.2 : Récapitulatif de la configuration de Garrett pour l'IRM très bas champ.

Un nouveau châssis en profilé d'aluminium a été conçu et monté. Il permet un réglage précis de l'orientation et du placement le long de z de chaque bobine.

Les mesures d'homogénéité du champ ont été réalisées sur ce nouveau jeu de bobines (*Figure 2.11*), de la même façon qu'elles avaient été faites sur la configuration de Maxwell.

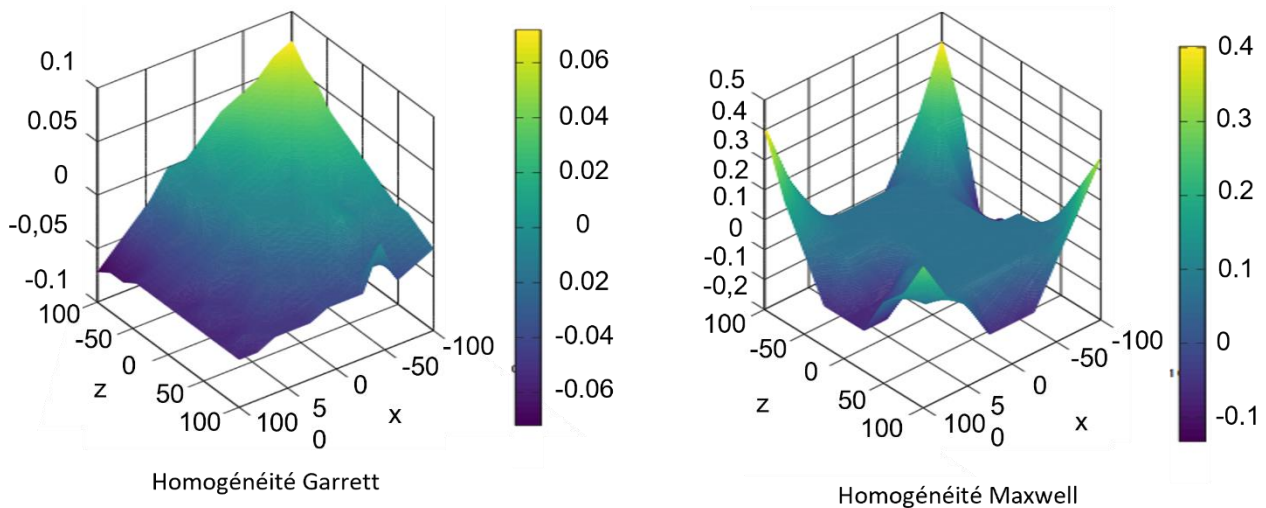


Figure 2.11 : Comparaison entre l'homogénéité du champ généré par les bobines de Maxwell et celle des bobines de Garrett sur 20cm. L'amplitude représente le décalage en fréquence du signal de FID. Dans le cadre idéal d'un champ homogène à 10ppm sur le FOV, la variation maximale serait de 4Hz.

Plusieurs choses sont à noter ici. Premièrement sur la forme des champs, on remarque un gradient asymétrique non compensé par le *shimming* sur le système de Garrett ; et un champ qui varie drastiquement hors des axes du FOV pour les bobines de Maxwell. Pour ces dernières, si on se concentre sur la zone la plus homogène au centre du FOV (environ 10cm^2), on observe que le décalage est d'environ 130Hz soit 371ppm à 350 kHz. Dans le cas de la configuration de Garrett, sur la totalité du FOV, la variation maximale est de 14Hz soit une homogénéité de 32ppm à 428kHz. Cette variation n'est pas due aux bobines mais à un gradient extérieur venant d'une pièce métallique (IPN) qui se situe sous la pièce à Neurospin. Ce gradient à 45° ne peut pas être compensé par des gradients à 0 ou 90° . Il faudrait rajouter un gradient de *shim* supplémentaire agissant dans la bonne direction pour compenser ce petit écart.

La difficulté à présent est de régler les champs grâce aux trois alimentations. Les courants théoriques ont été calculés pour produire un champ de 8.2mT. Il faut régler les bobines avec les marges de précision des alimentations en partant du postulat que le rapport entre les courants est correct. Dans la pratique, on joue des séquences de FID sans *shim* sur le fantôme ballon, et on règle chaque alimentation du champ principal à la main.

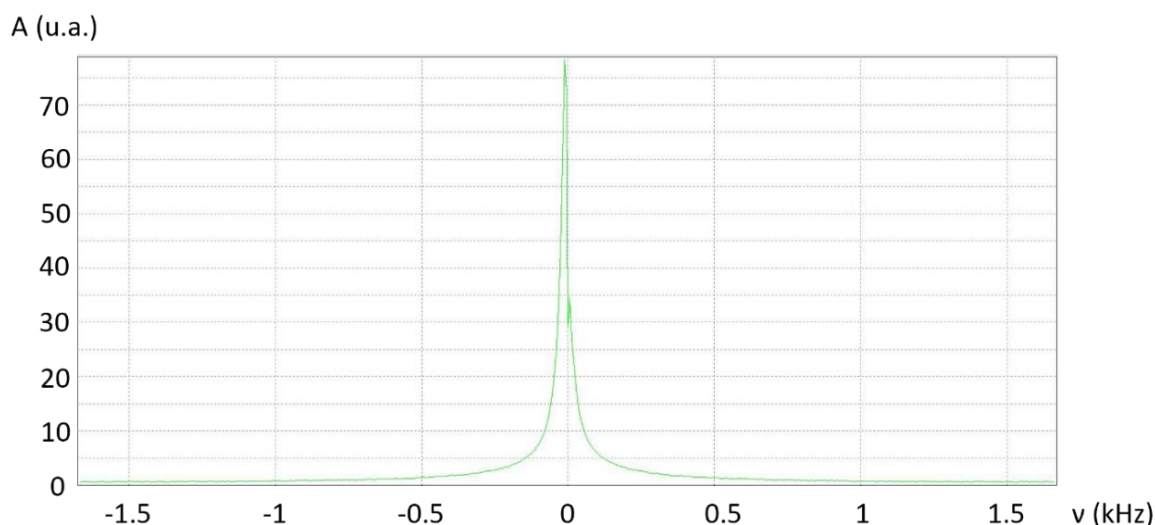


Figure 2.12: La FFT d'un FID moyenné 100 fois sur le fantôme ballon de diamètre 17cm. Le $\delta\nu$ est de 20Hz à mi-hauteur.

Après réglage des alimentations, cette nouvelle version de bobine pour le B_0 permet une homogénéité de 20Hz à 427kHz sur l'échantillon ballon de 17cm de diamètre (Figure 2.). Cela correspond à une homogénéité de 47ppm, plus haut que les 32ppm attendus. Cette différence peut s'expliquer par l'instabilité et les variations en courant des alimentations, ainsi que d'éventuels gradients de champ

extérieur. Cela étant dit, sur un FOV de 20cm et une bande passante de 2 à 4 kHz, 20Hz correspond respectivement à une résolution maximale de 1 à 2mm, ce qui est suffisant pour notre application.

Le shimming

Le *shimming* (ou *shim*) est la correction magnétique des inhomogénéités non intrinsèques à la bobine. Autrement dit, c'est une compensation des champs externes à l'IRM via des bobines. Qu'il soit actif ou passif, son rôle est de corriger les perturbations magnétiques, que ce soit celles créées par le patient, les murs, autant d'éléments qui produisent un champ magnétique naturellement ou qui soient aimantés par le champ B_0 . Le *shim* passif, permet une compensation des perturbations stables, comme des gradients de champ externe à l'installation. Il consiste à placer des pièces ferromagnétiques ou des bobines résistives. Le *shim* actif corrige dynamiquement et automatiquement les inhomogénéités de champ. Il est généré par des bobines supraconductrices ou résistives. A haut champ, l'une des calibrations des *shim* se fait sur une zone d'intérêt du FOV, avant chaque acquisition.

Dans notre cas, un simple *shim* passif est utilisé. Il consiste à régler les gradients x, y et z utilisés pour l'imagerie pour qu'ils compensent en permanence les inhomogénéités statiques. Par conséquent c'est une compensation au premier ordre qui nous permet de gagner en homogénéité du champ principal sur l'ensemble du FOV. Comme dit précédemment, très peu de champ ont à être compensés en x et z ; au contraire de y, où un champ non linéaire d'environ $7\mu\text{T}$ mesuré au *fluxgate* est généré par le bâtiment. Les alimentations des gradients manquant de stabilité et les perturbations extérieures pouvant varier, il est nécessaire de vérifier au moins quotidiennement que les champs de compensation soient bien réglés.

Une séquence de FID est jouée sur le fantôme « ballon », les gradients de compensation éteints. Les trois bobines de champ principale sont alors réglées pour atteindre le maximum d'homogénéité. Cela fait, une première alimentation de gradient est allumée puis réglée, puis une deuxième et la dernière, pour optimiser l'homogénéité sur le FOV.

Le choix s'est porté sur l'utilisation de *shim* passif, celle de *shim* actif étant vu comme une optimisation peu utile et plus lourde pour le moment au vu de notre installation.

2.1.2 Les gradients

Structure

Comme vu dans le chapitre 1, le principe de l'acquisition en trois dimensions de l'IRM se trouve dans l'ajout de gradient de champ au champ principal B_0 . Cela ajoute une information spatiale permettant la localisation des protons après reconstruction du signal. Durant la thèse de Q. Herreros, les gradients

ont été modélisés et optimisés dans le but d'avoir la meilleure linéarité sur un FOV de 200mm. Le second prérequis est d'accéder à une résolution de 2mm, en accord avec la forme de tunnel et la contrainte de compacité de l'IRM.

Les bobines des gradients x et y sont deux selles de cheval étendues disposées en quadrature et reposant sur un tunnel en plexiglass d'environ 80 cm de diamètre. Elles sont composées chacune de 10 tours de câble de cuivre multi brins gainé. Optimalement, ce genre de bobine a une longueur de deux fois le diamètre (*Length Diameter Ratio* : LDR=2.0), mais dans un souci de compacité sa longueur n'est que de 125cm. C'est pourquoi une structure additionnelle a été ajoutée³⁸ (Figure 2..b), qui annule jusqu'à l'harmonique du 8^{ème} ordre. Ces bobines de gradient ont été conçues et montées lors de la thèse de Quentin Herreros.

Comme on peut le voir sur la Figure 2., la bobine de gradient est composée d'un enroulement extérieur (K_{ext}) et de deux enroulements intérieurs (K_{int}^1 et K_{int}^2). Le nombre de tour de chaque enroulement doit suivre les conditions suivantes :

$$N(K_{ext}) = N(K_{int}^1) + N(K_{int}^2) \quad (2.4) \quad et \quad \frac{K_{int}^2}{K_{int}^1} = 2.3$$

Cela mène aux résultats présentés dans le Tableau 2.3 :

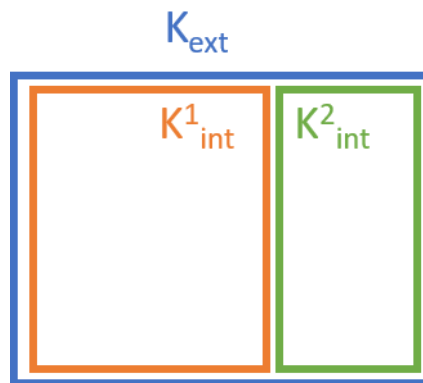


Figure 2.13: Les enroulements d'une bobine selle de cheval à plat.

Deux ensembles de gradients ont été calculés, ayant des arcs de 72° et 144° (respectivement en violet et vert sur la Figure 2..b). Les plus petites bobines de gradients sont additionnelles, dans le but d'améliorer la linéarité des bobines originales. Elles n'ont jusqu'alors jamais été montées de par la très bonne linéarité des gradients originaux.

Le nombre de tours entre ces deux versions suit le rapport :

$$N(\text{grand angle})/N(\text{petit angle}) = 1.6$$

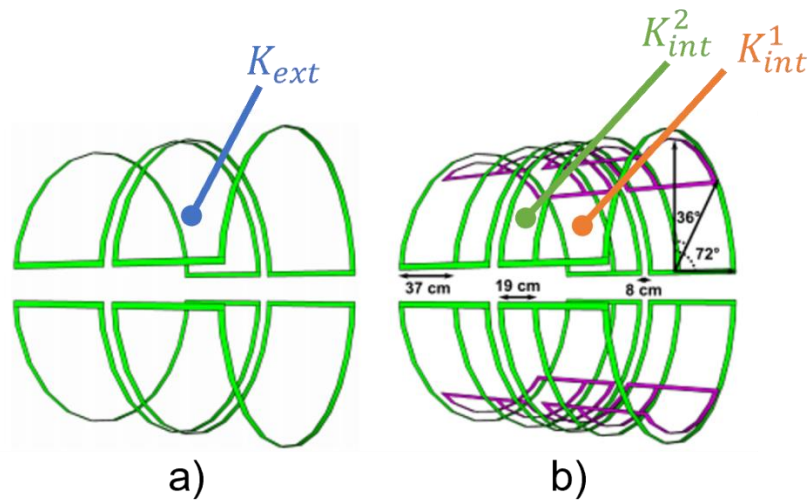


Figure 2.14: Les bobines de gradients y en selle à cheval a) classique b) étendues. Des bobines identiques sont placées à 90° pour former le gradient selon x. En vert, les gradients originaux, en violet, les extensions.

Rayon	Nombre de tours N	Force du gradient	Linéarité théorique
40 cm	10	0.12 mT/m/A	$\geq 1\%$

Tableau 2.3: Récapitulatif des paramètres des bobines de gradient selle de cheval.

Le gradient z se trouve dans le sens du champ B_0 , dans la longueur du tunnel. Il a pris la forme de bobines de Helmholtz durant le travail de Q. Herreros, avant d'être amélioré vers une configuration longitudinale lors de cette thèse.

Le gradient longitudinal s'apparente à une bobine solénoïdale ayant une distance entre les câbles optimisée et calculée pour atteindre une certaine linéarité le long de z.

J'ai développé un logiciel de calcul pour calculer le profil de champ le long de l'axe z (Figure 2.15), et tester plusieurs configurations d'enroulement et l'erreur engendrée sur la linéarité le long de z. Un design compact (LDR = 1.0) est finalement monté (Tableau 2.4). La bobine se compose de 46 tours répartis sur 90cm.

Les enroulements sont fixés par des tasseaux de bois à l'intérieur du tunnel des gradients x et y.

Distance au centre +/- (en mm)	4	11	18	26	33	190	376	392	403	412	420	429	438	446
Nombre de tour	2	2	2	2	1	1	1	1	1	2	2	2	2	2

Tableau 2.4: Position des tours de câbles de la bobine de gradient z.

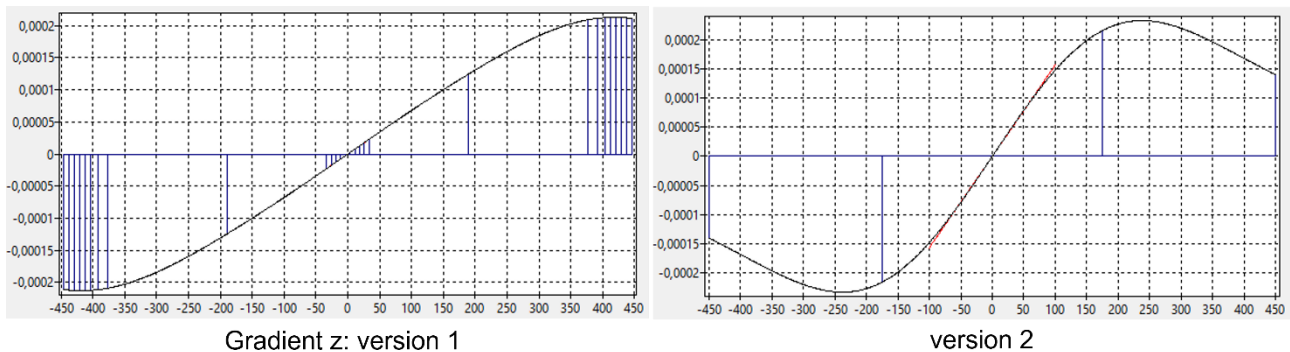


Figure 2.15 : Profil théorique des deux versions du gradient z le long de l'axe. Les barres horizontales représentent le placement des enroulements présentés dans le Tableau 2.4. L'amplitude de la courbe est en T/mm, et l'abscisse est en millimètre.

Version 1 : Pour un gradient de $0.68\mu\text{T/mm/A}$, le champ connaît une déviation d'1% à $\pm 20\text{cm}$ du centre. Version 2 : Pour un gradient de $4.62\mu\text{T/mm/A}$, le champ connaît une déviation de 5.6% à $\pm 20\text{cm}$ du centre.

Le logiciel a été amélioré par Denitsa Nencheva pour le calcul de champ généré par des jeux de bobine dans l'espace complet. Cela a permis de modéliser le champ des gradients. Il est apparu que ce gradient z produit une erreur de 20.75% aux bords du FOV, hors de l'axe. Il a été décidé de le changer pour une configuration différente, de deux bobines de 64 tours espacées de 350mm, pour réduire l'erreur à 1.45% et avoir plus de gradient pour la sélection de coupe.

Force et bande passante des gradients

Les alimentations des gradients sont trois AE Techron (7224), possédant un temps de montée de $70\text{V}/\mu\text{s}$ et une puissance de 1 kW. Les bobines de gradients associées à ces alimentations produisent un champ autorisant une résolution de 2mm. Nous avons vu plus tôt que la résolution limitante venant du T2 (pris arbitrairement à 75ms) était de 13Hz, autrement dit une résolution supérieure n'améliorerait pas l'image. Mettons à présent que l'on recherche une résolution de 2mm sur un FOV

de 200mm, cela demandera 100points. La période d'échantillonnage sera alors de 0.5ms, ce qui mène à une bande passante de 2kHz et une résolution fréquentielle de 20Hz. La force du gradient à appliquer pour couvrir 2kHz est de $G = \frac{BP}{\gamma * FOV} = 0.23mT/m$.

J'ai incorporé un double filtrage en entrée/sortie des bobines réalisé à l'aide de filtres passe-bas en pi industriels coupant à 10kHz dans le but d'éviter d'émettre des signaux à la fréquence de résonance.

Utilisation des gradients à très bas champ

Le temps de montée des alimentations est de 70V/ μ s. Le temps de montée trop rapide provoque des oscillations de tension une fois à l'état haut, ce qui entraîne de petites perturbations de champ qui dégradent l'encodage de l'espace des k. Cette oscillation a été amortie en augmentant le temps de montée artificiellement, via des échelons de tension.

De même, il est possible de raccourcir le temps de descente à zéro des gradients. Cet aspect est important pour éviter qu'un des gradients ne soit encore actif durant l'impulsion à π par exemple. Pour cela, une commande de champ inverse au champ nominal est appliquée sur un court laps de temps avant la commande à zéro.

Etant donné que le logiciel d'acquisition a été créé ad hoc (cf. 4.1. Le logiciel d'acquisition), il suffit d'appliquer la bonne puissance de gradient pour acquérir le FOV voulu. On remarque également que sur 17 cm la linéarité est suffisante (Figure 2.), et correspondre à la linéarité théorique ; il n'y a pas de déformation ou d'asymétrie sur le profil.

La linéarité du gradient est critique du fait de l'encodage dans l'espace des k. En effet, la moindre déviation du gradient mènera à une dissociation entre les points acquis à une fréquence/phase donnée par le gradient erratique, et leur coordonnée dans l'espace des k.

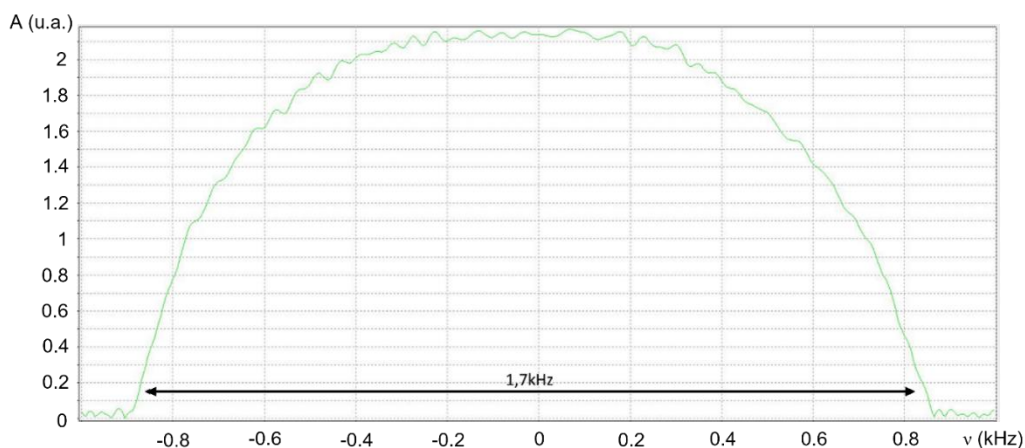


Figure 2.16: Profil 1D d'un ballon de 17cm de diamètre acquis avec un écho de spin sur un FOV de 20cm.

Cartographie des gradients de champ

Des cartes d'homogénéité des gradients ont été réalisées, notamment pour le gradient z , pour les évaluer et valider la théorie (Figure 2.). De la même façon que la carte du champ B_0 , une bobine autour d'une boîte remplie d'eau dopée nous sert de sonde et est déplacée manuellement sur une grille le long du FOV. L'unique différence se trouve sur la séquence, puisque le FID est remplacé par un écho dans la direction à cartographier. Un gradient linéaire produira un déplacement de l'image de la sonde régulier ; tandis qu'un gradient non linéaire produira des déformations de l'image et un déplacement non régulier.

Une comparaison entre deux configurations a été effectuée : d'une part la configuration de Maxwell et l'ancien gradient z ; d'autre part la configuration de Garrett associée au nouveau gradient z . Pour obtenir l'homogénéité seule du gradient, il suffit de lui soustraire point par point la carte d'homogénéité du champ B_0 .

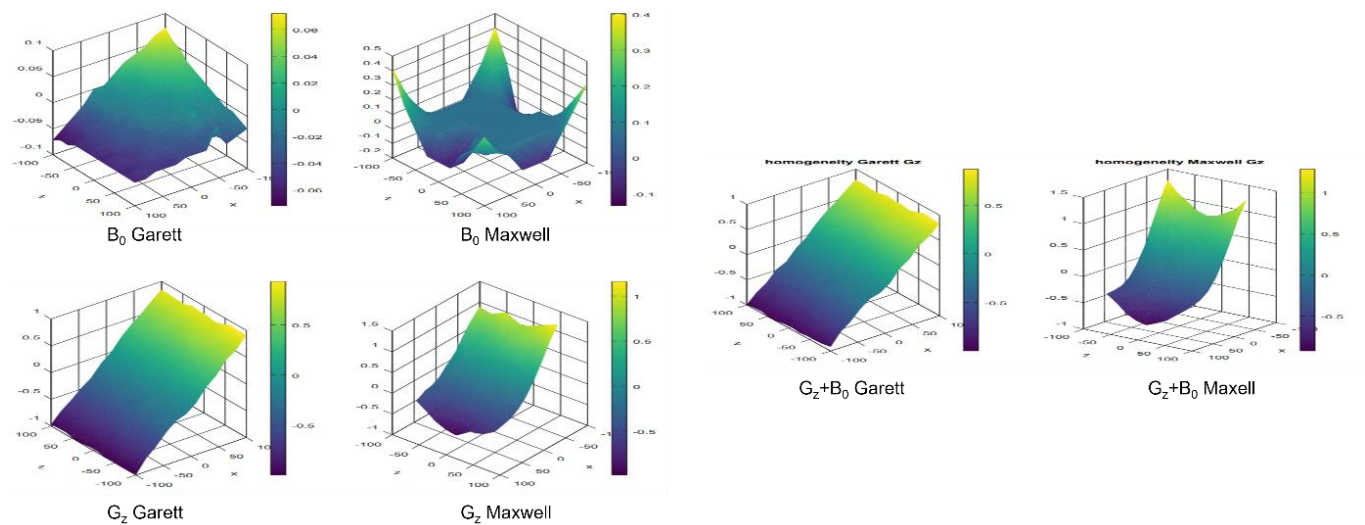


Figure 2.17 : Carte d'homogénéité du champ B_0 , du gradient z et de leur sommation pour les configurations de Garrett et Maxwell. Sur la configuration de Maxwell, on remarque clairement l'impact de l'inhomogénéité du B_0 lors de l'application des gradients. Cela est attendu malgré le très bas champ, étant donné que les gradients restent négligeables face au champ principal.

Si l'on compare les gradients seuls, la version 1 possède une erreur de linéarité maximale de 14.6%, pour 3.4% pour le nouveau gradient.

Calibration des bobines de shim

Nous détaillons ici la démarche de réglage des trois gradients de *shim*. La sonde de calibration est

placée au centre du FOV et une séquence FID est lancée en boucle. De l'extérieur du système nous changeons les unes après les autres les amplitudes du champ envoyées par les gradients afin d'obtenir l'homogénéité la meilleure possible, le signal le plus long possible, soit la raie en FFT la plus fine (Figure 2.18).

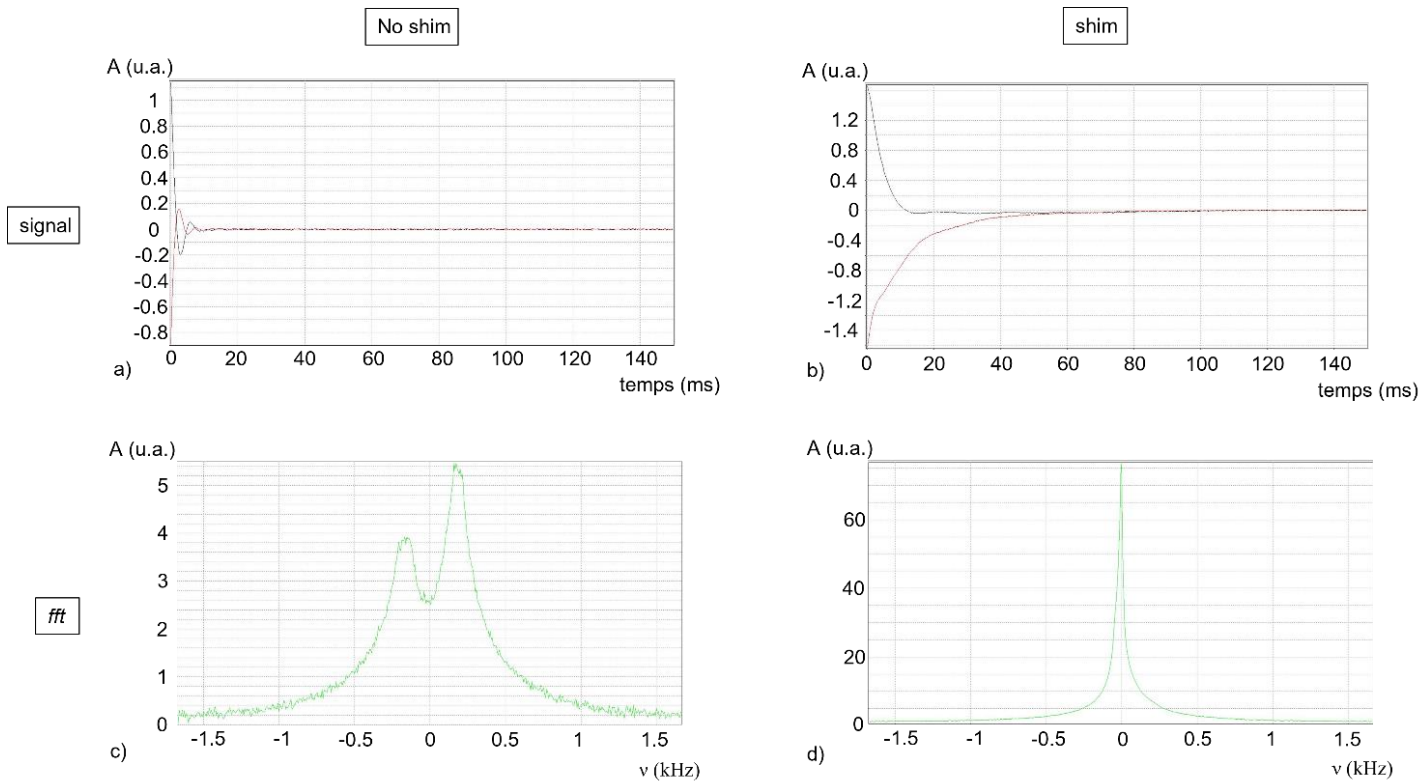


Figure 2.18: **A gauche, le signal de FID sans shim, à droite avec *shim* et leur FFT respective en bas.** Les traces noires et rouges sont respectivement les composantes réelles et imaginaires. On note le raccourcissement du temps de relaxation et la déformation du signal dans le cas de non-compensation des champs externes.

2.1.3 Le champ d'impulsion B_1

Comme dit précédemment, le champ B_1 doit être homogène pour que chaque proton soit excité de la même façon. La bobine d'excitation est parfois la même bobine que l'antenne de réception, mais peut aussi être une bobine à part, englobant le volume à imager.

C'est cette dernière configuration qui a été choisie initialement, dans un souci d'homogénéité d'excitation. Notre bobine d'émission est une paire en configuration de selles de cheval de diamètre 62cm et de longueur 80cm reposant sur le tunnel de l'IRM. L'intérêt premier de cette organisation est l'émission suffisamment homogène de l'impulsion sur le FOV. En effet, les fils de Litz qui la composent sont suffisamment éloignés du patient pour ne pas surexciter certaines zones. A noter que

la taille du tunnel et son poids le font s'aplatir sous son poids, deux poutres en bois le contraignent et servent à le maintenir symétrique.

A l'instar des antennes de réception, la bobine d'émission est découplée grâce à des diodes durant sa période d'inactivité. Cela nous permet de limiter au maximum l'effet de *ringing* des impulsions. Lors de ce *ringing*, la fin de l'impulsion apparaît dans l'acquisition sous forme de d'un signal DC décroissant et provoque de forts artefacts.

La bobine d'émission est accordée à la fréquence de Larmor avec un facteur de qualité limité autour de 30 afin de ne pas avoir trop de *ringing* mais tout de même des impulsions suffisamment courtes.

La bobine d'émission est couplée à un amplificateur de 1KW.

Grâce à la courbe modélisée (Figure 1.77, p.27) et à l'équation du champ B_1 en fonction de l'angle de bascule (1.10 p.17), on peut déduire le champ B_1 de $66\mu\text{T}$ produit par notre bobine. On produit ainsi un champ de $64.5\mu\text{T}$ pour une impulsion durant $150\mu\text{s}$, ce qui est conforme avec les précédents prérequis.

2.2 La chaîne d'acquisition / spectromètre

Dans cette partie est décrite la structure de chaque élément de la chaîne d'acquisition. Cette dernière part des paramètres de l'opérateur sous forme de commande, qui passent dans le séquenceur qui les distribuent aux différents composants à l'aide d'un bus de données. Je n'ai pas développé l'électronique de cette acquisition mais j'ai dû en comprendre le fonctionnement afin de programmer les séquences utilisées par la suite.

2.2.1 Le séquenceur

Le séquenceur est la partie qui synchronise les commandes. Son rôle est de définir la temporalité des données. Les deux versions évoquées ci-après sont conçues et montées par Claude Fermon.

La dernière version du séquenceur possède une résolution temporelle de $0.5\mu\text{s}$ contre $5\mu\text{s}$ dans la précédente version. De plus, l'instanciation des commandes a également été revue. La première version fonctionne avec une horloge fixe. Les commandes reçues sont stockées sur un pas de $5\mu\text{s}$ jusqu'au changement d'état de la commande, ce qui est peu efficace étant donné que la plupart des commandes ne changent pas d'état pendant plusieurs centaines voire milliers de μs .

La nouvelle version utilise deux tableaux : l'un pour les commandes, l'autre pour la durée associée. Une commande « TOP » est présente pour indiquer les fins de trame. Un bus de donnée les achemine ensuite vers les éléments du spectromètre, vu par la suite.

2.2.2 L'émission

La carte d'émission est utilisée pour générer l'impulsion RF qui sert à exciter les protons. Dans la première version, les entrées de cette carte sont l'amplitude de l'impulsion, provenant du bus de données, et la fréquence d'excitation déphasée à $\phi = 0^\circ$ et à $\phi = 90^\circ$ venant des voies synchronisées d'un GBF externe. Les deux voies sont ensuite mélangées et le signal traverse un DAC (*Digital to Analog Converter*) de 12 bits. Un inverseur est utilisé pour déphaser le signal de 90° permettant la sortie d'un signal déphasé de $90, 180$ et 270° . Deux interrupteurs sont placés à la suite afin de dessiner au plus net la forme des impulsions, avant qu'elles soient amplifiées.

La version actuelle se base sur le même principe, à ceci près que la fréquence et le déphasage (codés sur 4 bits) sont tous deux gérés par un DDS (*Direct Digital Synthesiser*) directement commandé par le séquenceur. Le DAC a aussi été changé pour un de 16 bits.

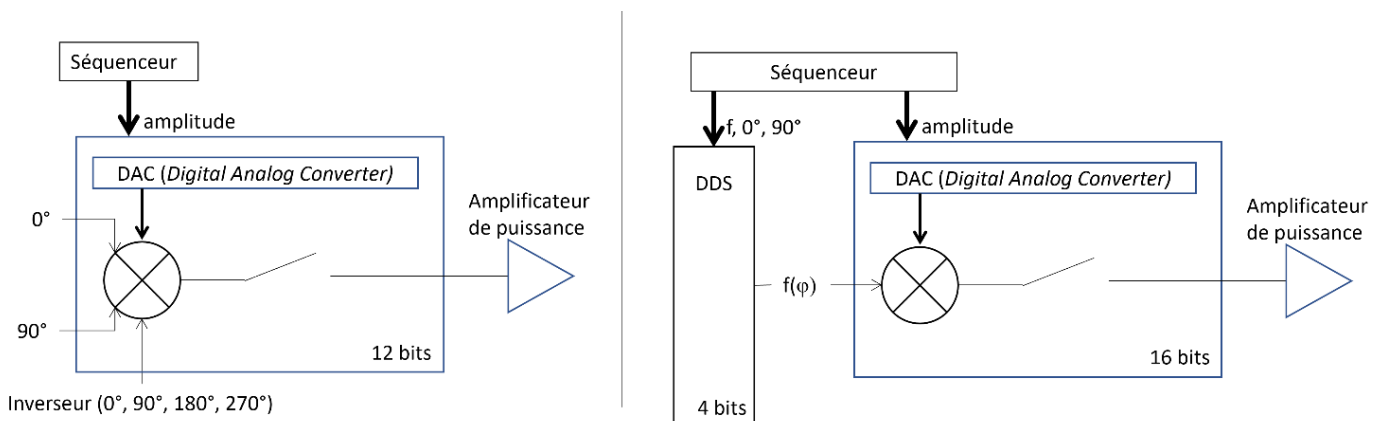


Figure 2.49: A gauche, schéma de l'ancienne carte d'émission. A droite, la nouvelle version de la carte d'émission.

La nouvelle version (*Figure 2.19*) présente l'intérêt d'avoir 16 phases possibles (déphasage par pas de 22.5°) et donne donc plus de souplesse pour les séquences. Cette nouvelle version permet aussi de faire du saut de fréquence en émission ou en réception. Le DDS a 4 voies programmables dont deux servent pour la phase et la quadrature de la réception.

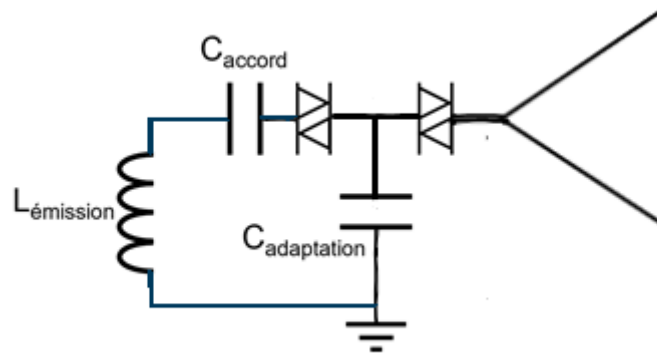


Figure 2.20 : Schéma du couplage de l'amplificateur avec la bobine d'émission. Une paire de diode est directement insérée dans le circuit accordé. A basse fréquence, cela est possible car les capacités d'accord et d'adaptation sont grandes. La paire de diode placée entre l'amplificateur et le circuit permet de réduire encore le bruit émis par l'amplificateur.

La bobine d'émission est une bobine accordée en série et adaptée en parallèle. Une double paire de diode est directement insérée dans le circuit résonant (*Figure 2.20*) qui fait que lorsque la tension descend en dessous de 1.2V le circuit s'ouvre et l'émission devient transparente pour la réception. De plus, des paires de diodes sont placées en amont des capacités ce qui coupe le signal lorsque trop faible et évite d'injecter du bruit dans la réception. Cette configuration avec des diodes directement dans le circuit accordé ne peut pas être utilisée à haut champ où la capacité parasite des diodes aurait une importance trop grande et injecterait du bruit.

2.2.3 Les gradients

La commande du bus associée aux gradients (exprimée en pourcentage de la puissance de l'amplificateur) passe au travers d'un DAC de 12 bits, qui convertit la commande en une tension de $\pm 10V$. Un système de double filtrage en entrée/sortie est appliqué sur les gradients (*Figure 2.21*). Ce sont des filtres passes-bas industriels à huit pôles, ayant une fréquence de coupure de 10 kHz. Ces filtres servent à atténuer dans nos fréquences de travail (entre 350 et 425kHz), tout en assurant un temps de montée des gradients suffisant. Ils sont conçus pour tenir une intensité de 10A.

Les amplificateurs AE Techron amplifient en courant les consignes données par le spectromètre. Ils sont surdimensionnés pour leur rôle et acoustiquement bruyantes. Une version silencieuse réalisée au SPEC est en cours de développement en particulier pour l'IRM prématurés.

La nouvelle version du pilotage gradients utilise des DACs de 16 bits ainsi que deux filtres

supplémentaires d'ordre 2. Le fait de passer à 16 bits permet d'avoir une meilleure fidélité des gradients ce qui est demandé pour des acquisitions parcimonieuses.

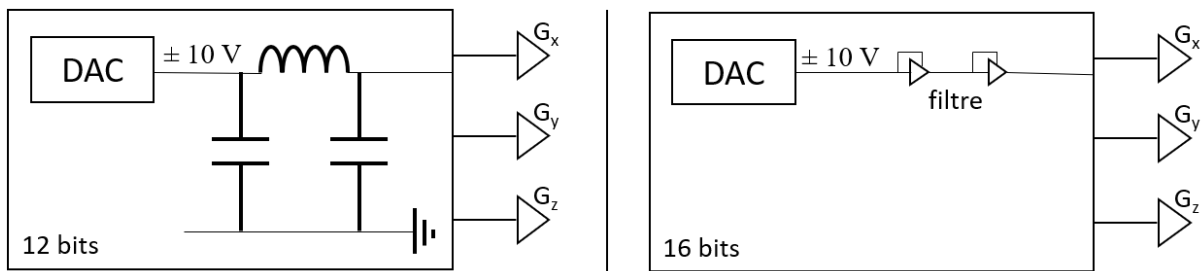


Figure 2.21: Les schémas de la carte des gradients : à droite l'ancienne version ; à gauche la version actuelle.

2.2.4 La réception

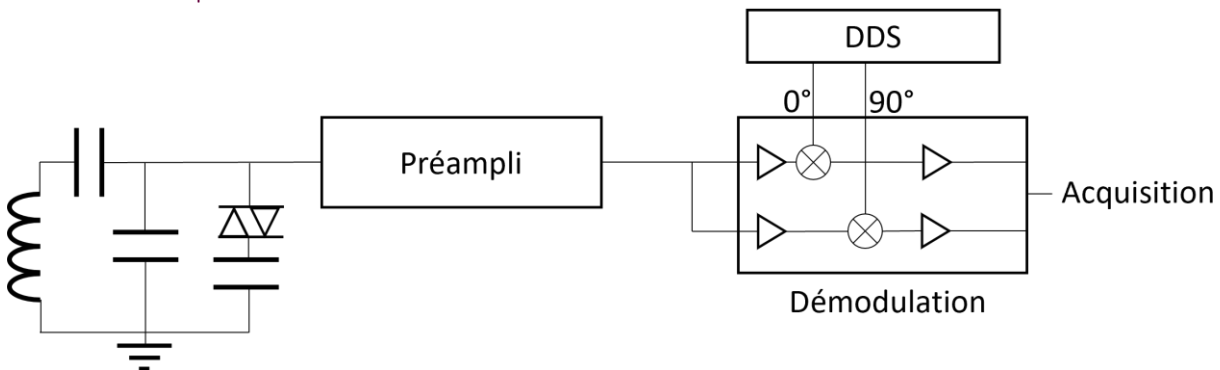


Figure 2.22 : Le schéma de la carte de réception.

La dernière partie, la réception, part de la bobine jusqu'à la carte d'acquisition. On y trouve la bobine, ses capacités d'accord en parallèle et ses capacités d'adaptation en série (Figure 2.22). Des diodes sont ajoutées en parallèle pour désaccorder le circuit lors des impulsions et protéger le préamplificateur. Vient ensuite le préamplificateur de type AD8429 qui possède un bruit de tension de $1nV/\sqrt{Hz}$, un bruit de courant de $1pV/\sqrt{Hz}$ et une haute impédance d'entrée de $4G\Omega$. Le signal est ensuite démodulé à la fréquence d'émission pour pouvoir l'échantillonner. Pour cela le signal est mélangé avec les sinus à 0 et 90° générés grâce au GBF et au DDS dans respectivement l'ancienne et la nouvelle version. Les deux voies sont ensuite enregistrées via la carte d'acquisition.

Nous avons réalisé une réception à 8 canaux permettant d'avoir donc jusqu'à 8 antennes de réception en parallèle.

2.2.5 La chambre blindée



Figure 2.53 : La construction de la chambre blindée.

Plusieurs types de blindages sont utilisés pour limiter l'extension du champ statique des IRM haut champ. Le champ statique de l'IRM étant très faible, il ne nécessite pas d'écrantage particulier. La ligne des 0.5mT ne s'étendant pas au-delà d'un mètre.

Une cage de Faraday est toutefois nécessaire pour empêcher le rayonnement électromagnétique des impulsions mais aussi pour limiter le bruit à la fréquence de Larmor.

Une cage de Faraday a donc été construite dans une pièce dédiée de Neurospin (*Figure 2.23*). Elle mesure $(2*2*6) \text{ m}^3$, elle est composée de 11 panneaux fait de 2 couches de 5mm d'aluminium. Elle a été conçue suite à des mesures de bruit réalisées dans une chambre magnétique blindée et dans la pièce dédiée à l'IRM. Ces mesures de bruit ont été relevées grâce à un cadre de ferrite accordé à 430kHz qui présente une détectivité de $0.02\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Il y avait un facteur 30 en bruit entre la chambre blindée magnétique et la pièce dédiée. L'écrantage produit par la cage de Faraday est d'environ un facteur 140 soit -43dB à 430kHz qui est donc suffisant pour que la limite devienne le bruit du corps (nous verrons cela plus loin).

2.3 Conclusions

Nous avons décrit dans ce chapitre les différentes parties du système d'IRM que nous avons construites avec les améliorations apportées pour la qualité des images acquises.

Bien que la structure globale ai été conçu lors d'une précédente thèse, chaque aspect a été réévalué et amélioré si besoin, plus particulièrement pour le champ principal et le gradient z. Chaque champ est à présent satisfaisant par rapport aux contraintes tout en ayant gardé un système raisonnablement ouvert, capable de travailler à 10mT et ayant une consommation assez faible.

A la fin de ma thèse d'autres améliorations ont été apportées : une stabilité accrue des alimentations

du champ principal (alimentation fournie par Danfysik) et pilotage du champ automatique qui permet de réaliser des sélections de tranches automatisées.

3 Les capteurs



Le capteur est un élément crucial dans le processus d'imagerie IRM car il détermine en grande partie le rapport signal sur bruit (SNR) à très bas champ. De fortes différences sont à noter sur le SNR à haut et bas champ, différences qui impactent la façon de penser le capteur. A haut champ, le récepteur utilisé est une antenne accordée, ou circuit RLC et comme nous le verrons le bruit du corps dû à la susceptibilité magnétique devient dominant. A très bas champ, le bruit du corps est très faible et la question est ouverte. Le capteur accordé perd de son attrait du fait que le signal décroît avec la fréquence de travail et d'autres technologies deviennent compétitives. Ces dernières demandent néanmoins plus de complexité de mise en place ; pour exemple les *Superconducting QUantum Interference Device* (SQUID) utilisés en magnéto encéphalographie (MEG) qui sont refroidis à température cryogénique. Dans cette partie est développée la différence de SNR entre haut et bas champ. Est également exposée la recherche qui a été faite sur les capteurs, ainsi que ceux ayant effectivement été développés et employés.

Dans un premier temps, nous nous focalisons sur les circuits accordés et nous discutons ensuite des sources de bruit, puis des autres technologies de capteurs possibles.

Table des matières chapitre 3

3.1	Les bobines accordées ou circuit RLC	74
3.2	Sources de bruit	77
3.2.1	Le bruit du capteur	77
3.2.2	Le bruit d'échantillon.....	79
3.2.3	Le bruit du préamplificateur	82
3.2.4	Le découplage du champ B1-.....	87
3.3	Le capteur monovoie	82
3.3.1	Description	82
3.3.2	Plusieurs capteurs monovoies au long du développement.....	83
3.4	Le capteur quatre voies surfaciques	86
3.4.1	Description et enjeux de l'acquisition parallèle	86
3.4.2	Le couplage inter-capteur.....	89
3.5	Le capteur deux voies volumiques	93
3.5.1	Description	94
3.6	Le capteur mixte GMR.....	95
3.6.1	Principe de la GMR.....	95
3.6.2	Application à l'IRM	96
3.7	Conclusions	98

Au début de la thèse, quelques capteurs RLC étaient employés. Ces derniers étaient des solénoïdes en fil de litz, sur lesquels aucun travail de recherche n'avait été fait.

Dans le but de récupérer en SNR le signal perdu dû au faible champ principal, l'optimisation des capteurs était cruciale. Un grand nombre d'essais de capteurs et de préamplificateurs avec différents paramètres ont été réalisés, améliorant au fur et à mesure le compromis entre chaque paramètre. En parallèle, la géométrie a également été pensée pour être adaptée à un emploi sur cerveau in vivo.

Un autre point abordé a été d'adapter l'imagerie parallèle, à plusieurs voies, du haut champ au très bas champ, toujours dans l'optique d'accélérer ou d'améliorer les images. Un capteur à quatre voies et un autre à deux voies ont été développés. Bien que ces essais n'aient pas été fructueux, ils ont permis d'augmenter nos connaissances sur l'acquisition parallèle et nos capteurs, en travaillant entre autres sur des méthodes de découplage entre bobines. En fin de thèse, nous possédons donc des capteurs utilisables en IRM in vivo, sur lesquels s'appuyer pour continuer leur amélioration ; ainsi que des capteurs multivoies, qu'il sera possible de reprendre.

3.1 Les bobines accordées ou circuit RLC

A haut champ, les circuits RLC sont principalement utilisés pour leur très bonne sensibilité et leur faible coût. La forme basique d'une bobine est un enroulement de fil de cuivre, ayant une inductance et une capacité propre, et donc une fréquence d'auto-résonance (*Figure 3.1*).

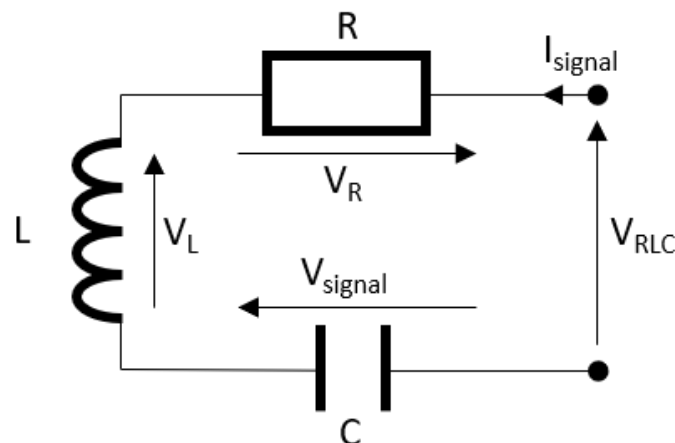


Figure 3.1: Un circuit RLC classique, R la résistance, L l'inductance et C la capacité.

En utilisant la loi de Kirchoff sur la tension nulle d'un circuit fermé, on obtient :

$$iR + \frac{Ldi}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = V_{RLC} \quad (3.1)$$

Soit, en notation complexe

$$V_{RLC} = ZI = RI + jL\omega I + \frac{j}{C\omega} I \quad (3.2)$$

Le phénomène de résonance correspond à l'impédance minimale du circuit, soit :

$$\omega_0 = \min_{\omega} \left\{ R + jL\omega + \frac{j}{C\omega} \right\} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.3)$$

Ce circuit est accordé à une fréquence de résonance voulue, notre fréquence de travail, en ajoutant une capacité en parallèle.

Le 2nd paramètre électromagnétique des bobines RLC est le facteur de qualité Q, définit comme suit, il caractérise l'amplification du signal :

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{C\omega R} = \frac{L\omega}{R} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (3.4)$$

La dernière notion à donner pour caractériser le circuit RLC est le SNR (Signal-to Noise Ratio), ici le rapport du signal à résonance sur le bruit de fond.

Le courant induit par le flux Φ capté dans la bobine est donné par la loi de Lenz Faraday :

$$\frac{Nd\phi}{dt} = V_{RLC} = ZI(t) \quad (3.5)$$

A résonance, on obtient

$$\frac{Nd\phi}{dt} = Z(\omega_0) * I(t) = RI(t) \quad (3.6)$$

Soit $I_{signal} = \frac{jN\phi_0\omega}{R}$, avec $I(t) = I_{signal} * e^{j\omega_0 t}$ et $\frac{d\phi}{dt} = j\phi_0\omega e^{j\omega_0 t}$

La tension est mesurée aux bornes de la capacité en parallèle, on cherche donc :

$$V_{signal} = Z_{capa} * I_{signal} = \frac{1}{j\omega C} \frac{jN\phi_0\omega}{R} \quad (3.7)$$

Soit finalement,

$$V_{signal} = QN\phi_0\omega \quad (3.8)$$

Trois sources de bruits sont à considérer dans les capteurs accordés, à savoir le bruit induit par l'échantillon, le bruit du préamplificateur et le bruit thermique. Est aussi ajouté le bruit de courant circulant dans la bobine.

Considérant l'équation du bruit thermique :

$$V_{bruitRLC} = \sqrt{4k_bRT} \quad (3.9)$$

A la résonance, le bruit comme le signal est multiplié par le facteur de résonance Q. Le bruit mesuré aux bornes de la capacité est de :

$$V_{bruitRLC} = Q\sqrt{4k_bRT} \quad (3.10)$$

On tiendra également compte du bruit de courant I_{bruit} du préamplificateur. Ce bruit dépend de l'adaptation réalisée aux bornes du préamplificateur.

A haute fréquence il est habituel de réaliser une adaptation à 50ohms. A basse fréquence, nous utilisons en général des adaptations plus élevées.

Le SNR étant défini comme $\frac{V_{signal}}{V_{bruit}}$ et le bruit à résonance étant :

$$\begin{aligned} SNR &= \frac{V_{signal}}{\sqrt{V_{bruitRLC}^2 + V_{bruit\ préampl}^2 + V_{bruit\ courant\ préampl}^2}} \\ &= \frac{QN\phi_0\omega}{\sqrt{(Q\sqrt{4k_bRT})^2 + V_{bruit\ préampl}^2 + (R_{adapt}I_{bruit\ préampl})^2}} \end{aligned}$$

$$= \frac{N\phi_0\omega}{\sqrt{4k_bRT + \frac{V_{\text{bruit préampl}}^2}{Q^2} + \left(\frac{R_{\text{adapt}} I_{\text{bruit préamp}}}{Q}\right)^2}} \quad (3.11)$$

Il est à remarquer que l'impact du facteur de qualité sert spécifiquement à rendre négligeable le bruit dû au préamplificateur. Une fois ces deux termes minimisés par le Q, il ne reste que la contrainte du bruit thermique.

Si nous considérons donc ce circuit RLC, le SNR du capteur augmente linéairement avec la fréquence. Ainsi, les circuits accordés sont bien meilleurs à haute fréquence qu'à basse fréquence.

3.2 Sources de bruit

3.2.1 Le bruit du capteur

Dans cette partie, nous analysons le bruit du circuit et le bruit additionnel ajouté par le corps à basse fréquence.

Nous allons considérer le capteur simple ovale décrit comme modèle de calcul (*Figure 3.2*). Il a été conçu durant cette thèse pour se placer autour du crâne, pour l'imagerie du cerveau.



Figure 3.2: Le capteur ovale simple est une bobine accordée avec une capacité variable.

Cette bobine est composée de 33 tours de fil de litz non espacés. Le cuivre a une résistivité ρ_{cuivre} de $1.73 * 10^{-8} \Omega.m$, soit $1.73 * 10^{-2} \Omega.mm^2/m$. Le fil de litz utilisé pour nos capteurs a une section S_{litz} de $1.5 mm^2$, et l'antenne possède un périmètre Pantenne de 70cm, calculé par l'approximation de Ramanujan, ce qui donne :

$$R_{bobine} = \frac{n_{tours} P_{antenne} \rho_{cuivre}}{S_{litz}} = 230 m\Omega$$

L'inductance de la bobine mesurée à l'inductancemètre est de de l'ordre de 1260 μ H.

Si nous calculons le facteur de qualité attendu de cette bobine nous obtenons 14450 alors que le facteur mesuré est de 200. La raison est en partie les pertes du condensateur. En effet, un condensateur peut être modélisé par un condensateur et une résistance en série souvent appelée R_{esr} (Figure 3.3). Ces pertes ont un impact bien plus grand à basse fréquence et le choix du condensateur est très important. Le facteur de dissipation d'un condensateur $DF = C\omega R_{esr}$ est typiquement de 10^{-3} à 10^{-4} pour des condensateurs de bonne qualité (polypropylène par exemple). On voit que quand la fréquence augmente, cette résistance diminue.

Dans le cas de notre antenne, si nous calculons R_{esr} nous arrivons à 3.58 ohms pour les meilleurs condensateurs trouvés. Cela nous donne un facteur de qualité attendu de 940 donc toujours plus élevé que celui mesuré.

Si à l'inverse nous nous basons sur le facteur de qualité pour calculer la résistance effective parasite, nous arrivons à 18 ohms. Il reste donc une résistance autre que celle de la bobine et des capacités.

Cela donne un bruit thermique amplifié par le facteur de qualité de $109 nV/\sqrt{Hz}$.

$$V_{bruitRLC} = Q \sqrt{4k_b (R_{bobine} + R_{esr}) T} \quad (3.12)$$

A partir de ces chiffres, nous pouvons calculer la détectivité c'est-à-dire le champ pour lequel le SNR vaut 1. Le bruit de loin le plus limitant après amplification est le bruit du circuit RLC.

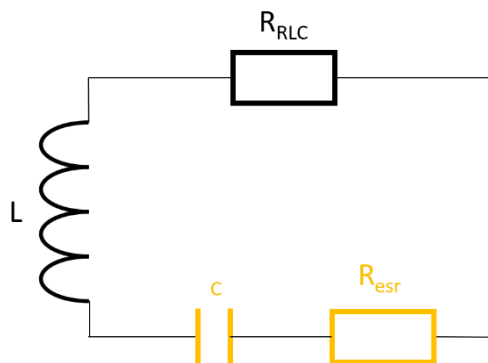


Figure 3.3 : Effet d'une capacité sur le circuit RLC, avec R_{esr} la résistance liée à la capacité C.

Une troisième résistance équivalente s'ajoute à celles de la bobine et des capacités. Il s'agit d'une perte d'énergie due à la proximité entre les enroulements. Une partie du champ créé par chaque fil

est absorbée par les enroulements adjacents. Cet effet a été identifié assez tardivement et n'a pas été quantifié. Néanmoins, un facteur de qualité théorique pour une bobine donnée comprenant uniquement les résistances de la bobine et des capacités est compris entre 900 et 1000, tandis qu'il s'approche de 200 dans la pratique. Cet effet est donc crucial et à prendre en compte dans le design des capteurs. Des expérimentations approfondies sont en cours. Un exemple de solution pour gagner en facteur de qualité est d'espacer les enroulements, et d'utiliser un câble monobrin à la place de fil de litz cela a permis d'atteindre un facteur presque 300.

3.2.2 Le bruit d'échantillon

Le bruit d'échantillon vient du fait que le corps est conducteur (*Figure 3.4*). Il est ainsi la source de fluctuations de courants qui créent une résistance dépendant de la fréquence (3.13).

Etant donné sa dépendance au carré de la fréquence, due notamment à la bobine de captation, ce bruit est le bruit limitant à haut champ. Myers et al. définissent une puissance électrique P_{diss} dissipée dans le corps à proximité d'une bobine de détection possédant un courant de forme sinusoïdale. On peut simuler cette puissance par une résistance équivalente³⁹ :

$$R_{bruit\ éch} = \frac{P_{diss}}{I_{rms}^2} = \frac{2P_{loss}}{I^2} = \sigma(\omega)\mu_0^2\omega^2V_{éch} \quad (3.13)$$

avec I_{rms} la racine quadratique moyenne du courant, I le courant circulant dans la bobine, σ la conductivité de l'échantillon et $V_{éch}$ le volume de l'échantillon.

Plus récemment Frass Krieg et al. ont élaboré que pour une boucle circulaire de rayon a , placée à une distance l , la résistance équivalente se trouve être⁴⁰ :

$$R_{bruit\ éch} = \frac{2}{3\pi}\sigma(\omega)\mu_0^2\omega^2a^3 \arctan\left(\frac{\pi a}{8l}\right) \quad (3.14)$$

Par la dépendance au cube de la taille de la boucle a , l'utilisation de plusieurs boucles surfaciques de petite taille semble préconisée pour réduire le bruit. Par définition, les bobines surfaciques fournissent un bon SNR localement mais une moins bonne homogénéité de champ que les bobines volumiques. Cela est mis en exergue avec le terme $\arctan\left(\frac{a}{s}\right)$. Avec $a \ll s$, en profondeur de l'échantillon, on obtient une dépendance en a^4 , qui montre bien l'intérêt de garder un rayon le plus petit possible.

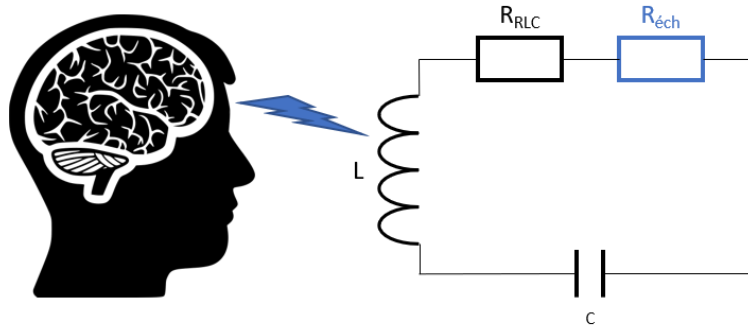


Figure 3.4 : L'effet de l'échantillon sur le circuit RLC, avec $R_{éch}$ le bruit d'échantillon.

On observe ensuite la dépendance de la résistance du bruit d'échantillon au carré du champ B_0 , ainsi que la dépendance en ω de la conductivité de l'échantillon.

Cette dernière a également été estimée par Myers et al. entre 1kHz et 10MHz, tel que³⁹ :

$$\sigma(f) = 0.03f^{0.17} = 0.03 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^{0.17} \quad (3.15)$$

En remplaçant dans (3.14), on obtient :

$$R_{bruit\ éch} = \frac{2}{3\pi} 0.03 \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^{0.17} \mu_0^2 \omega^2 a^3 \arctan \left(\frac{\pi a}{8s} \right) \quad (3.16)$$

Ces aspects expliquent en partie l'utilisation de réseau de nombreux petits capteurs à haut champ. Dans la pratique, il resterait à évaluer de la même manière le signal perçu par une/des boucles réceptrices. L'acquisition parallèle à bas champ sera discutée par la suite, et c'est une question traitée par le haut champ depuis de nombreuses années^{41,42,43}. Il est connu que le bruit d'échantillon total est supérieur à la somme des bruits apportés par chaque bobine individuellement, puisqu'on y ajoute les résistances mutuelles de chaque bobine. Bien que le calcul analytique pour les déterminer demande de déterminer la distribution électrique spatiale de chaque bobine, il est possible d'en estimer la résistance totale par :

$$R_{bruit\ éch\ TOT} = \sum_{i=1}^N R_{bruit\ éch_i} + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{k \neq i, k=1}^N R_{bruit\ éch_{ik}} \quad (3.17)$$

Avec $R_{bruit\ éch_{ik}}$ la résistance mutuelle entre la bobine i et la bobine k . Néanmoins, il existe une méthode de débruitage appelée *noise prewhitening*^{44,45} efficace pour amoindrir la résistance mutuelle grâce à la matrice de corrélation du bruit des bobines. Cette méthode sera détaillée par la suite en

chapitre 4.

Nous voulons maintenant montrer que le bruit de l'échantillon à très bas champ est très faible en comparaison du haut champ. Pour ça reprenons l'équation (3.13) :

$$R_{\text{bruit } \acute{e}ch} = \sigma(\omega)\mu_0^2\omega^2V_{\acute{e}ch}$$

Considérons un champ de 10mT et un cerveau moyen de volume 1200 cm³, la résistance équivalente au bruit d'échantillon sera de 3.68mΩ (Figure 3.5) ce qui est négligeable par rapport au bruit de notre bobine accordée. La tension induite s'exprime :

$$V_{\text{bruit } \acute{e}ch} = \sqrt{4k_bTR_{\text{bruit } \acute{e}ch}} \quad (3.18)$$

Ce qui donne un bruit en tension de 7.80 pV/√Hz. Ce bruit sera aussi amplifié par le facteur de qualité (Q=200) et donc dans notre cas, cela donne 1.56nV/√Hz.

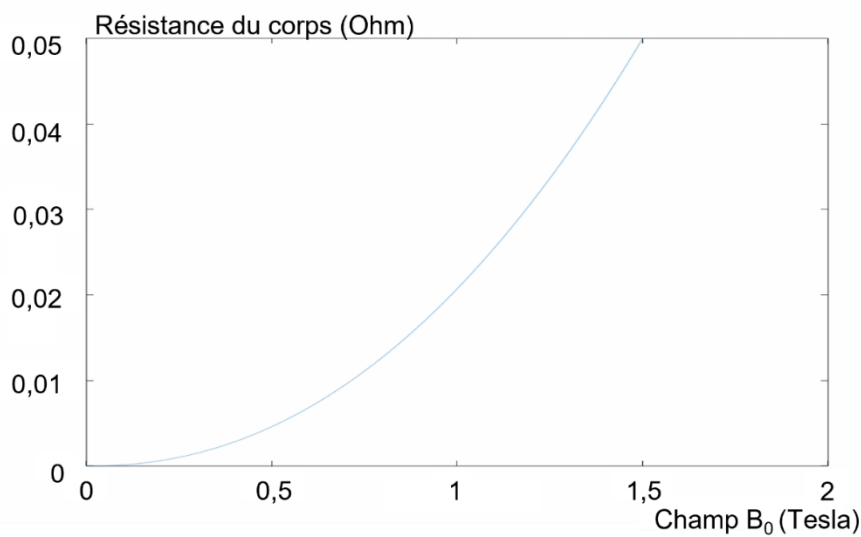


Figure 3.5 : La résistance induite par l'échantillon en fonction du champ modélisée à partir de (3.16). On retrouve bien la dépendance en ω_0^2 , et on remarque également le faible impact de la conductivité.

Ce bruit du corps donne toutefois la limite ultime à laquelle sera confronté l'IRM à très bas champ. Il s'agira dans le futur de développer des capteurs capables d'arriver à cette limite intrinsèque.

3.2.3 Le bruit du préamplificateur

Comme vu en partie 3.2.1., le bruit du circuit RLC amplifié par le facteur de qualité est évalué à $109nV/\sqrt{Hz}$. Cela étant posé, il est important de faire en sorte que le gain de la résonance soit tel que le bruit amplifié soit fortement supérieur à celui du préamplificateur. Dans notre cas, les préamplificateurs utilisés ont un bruit de tension de $1nV/\sqrt{Hz}$ et un bruit en courant de $200fA/\sqrt{Hz}$. Nous réalisons une adaptation d'impédance légère qui nous amène vers 10kOhms de résistance vue par le préamplificateur induisant un bruit total d'environ $2.5nV/\sqrt{Hz}$. Il est donc négligeable devant le bruit thermique de la bobine.

Conclusions sur le bruit

Comme attendu, le bruit d'échantillon est bien inférieur au bruit thermique. On observe également que notre antenne est bien réglée, étant donné que son accord a pour but de rendre le bruit thermique dominant devant le bruit du préamplificateur. Ainsi avec une bobine possédant un facteur de qualité de 200, on obtient un bruit thermique amplifié de $109nV/\sqrt{Hz}$, largement supérieur au bruit du préamplificateur à $2.5nV/\sqrt{Hz}$ et du corps amplifié de $1.56nV/\sqrt{Hz}$.

Source	Bruit	Bruit apporté avec un facteur de qualité de 200
Bruit thermique de la bobine	$0.54nV/\sqrt{Hz}$	$109nV/\sqrt{Hz}$
Bruit de préamplification	$2.5nV/\sqrt{Hz}$.	$2.5nV/\sqrt{Hz}$.
Bruit du corps	$7.80pV/\sqrt{Hz}$.	$1.56nV/\sqrt{Hz}$

Tableau 3.1 : Comparaison des sources de bruit en tensions.

3.3 Le capteur monovoie

3.3.1 Description

Ce capteur est la bobine ovale dont nous nous sommes servis comme modèle.

Le capteur accordé monovoie est une bobine ovale de 60 tours. Elle est accordée en parallèle grâce à

une capacité variable. Elle est également légèrement adaptée en série à 10kOhms environ dans le boîtier du préamplificateur.

Il est important de rappeler une différence majeure entre le haut champ et le bas champ. Les fréquences de travail à haut champ sont supérieures à 42.6 MHz, tandis que la gamme de fréquence à très bas champ et a fortiori de notre application se trouve entre 350 et 425kHz. Cela signifie que pour une inductance identique, la capacité à appliquer pour l'accord sera d'un ordre 10000 fois plus grande. Autre alternative, il faudrait travailler avec une inductance et une capacité 100 fois plus grandes.

Nous sommes donc confrontés à des compromis entre :

- Le signal qui est proportionnel à N qui pousse à augmenter le nombre de tours et donc l'inductance.
- Le bruit qui augmente comme la racine de la résistance donc le nombre de tours.
- Le bruit dû à la capacité qui varie comme l'inverse de la racine du condensateur donc comme l'inductance et donc en N.
- Le bruit dû à l'effet de proximité qui est aujourd'hui mal quantifié mais semble augmenter comme N

Cela donne :

$$SNR \propto \frac{N}{\sqrt{4kT(N\rho) + \alpha N^2}} \quad (3.19)$$

Le coefficient α englobe les paramètres du condensateur utilisé et l'effet de proximité. De très nombreux essais ont été réalisés pour choisir le condensateur ayant les pertes les plus faibles possibles et plus récemment sur la géométrie de la bobine.

J'ai débuté un travail d'optimisation entre les différents facteurs qui a ensuite été repris et approfondi par Claude Fermon et Denitsa Nencheva. Bien que les résultats plafonnent sur un facteur de qualité de 200, l'une des meilleures configurations a été obtenue pour une quarantaine de tours, accordée avec des capacités variables à air ou en polypropylène et du fil de litz fin (section : 2mm, brin 0.1mm).

3.3.2 Plusieurs capteurs monovoies au long du développement

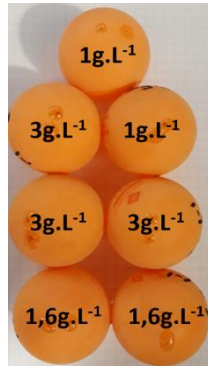


Figure 3.6 : Le fantôme « prématuré » est composé de sept balles de pingpong remplies d'eau dopée NiCl.

Ce fantôme représente un modèle de bébé grand prématuré par sa forme et sa taille (environ 8*16cm) (Figure 3.6). Un bébé considéré comme très grand prématuré mesure entre 26 et 38 cm, et la zone qui nous intéresse est la partie supérieure du corps. Différentes concentrations d'eau dopée sont utilisées dans les balles (1g/L, 1.6g/L et 3g/L) dans le but d'observer des différences de contraste en fonction des temps de relaxation de chaque dosage.

La bobine volumique « prématuré »

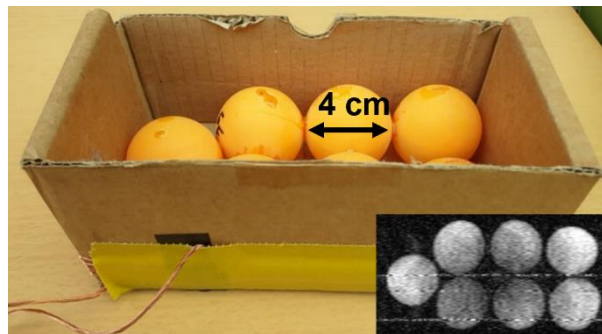


Figure 3.7 : Une antenne rectangulaire volumique de (26*10) cm².

C'est en concevant cette antenne (Figure 3.7) que l'importance du facteur de qualité des capacités employées pour l'accord est apparue critique. Le nombre de tour étant bas (10 tours) et le fil de litz fin, l'inductance est faible et de fortes capacités d'accord sont à utiliser (jusqu'à une dizaine de nanofarad). Au vu des valeurs de capacité à utiliser, il s'est avéré que le facteur de qualité des capacités se répercutait fortement sur celui de la bobine.

La bobine surfacique

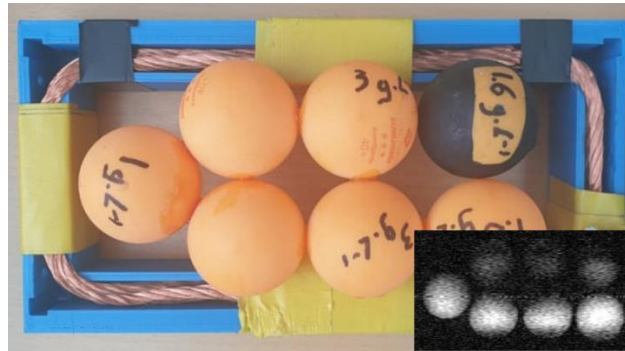


Figure 3.8 : Une antenne rectangulaire surfacique, prototype pour le capteur quatre voies (20*10cm²).

De nombreuses configurations ont été testées sur cette antenne (*Figure 3.8*), dans le but d'optimiser le SNR. Les paramètres testés sont le nombre de tour (donc l'inductance), le type de capacité et le type de fil de litz. La solution retenue est une bobine de 12tours de fil de litz épais. La fréquence de travail est de 355kHz pour une bande passante de 2kHz, soit un facteur de qualité de 178.

La bobine volumique tête

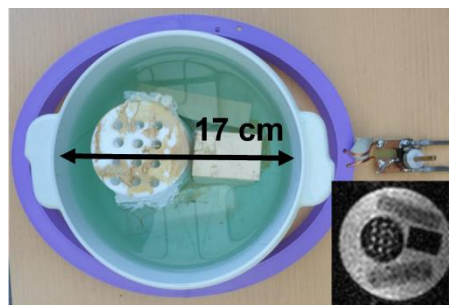


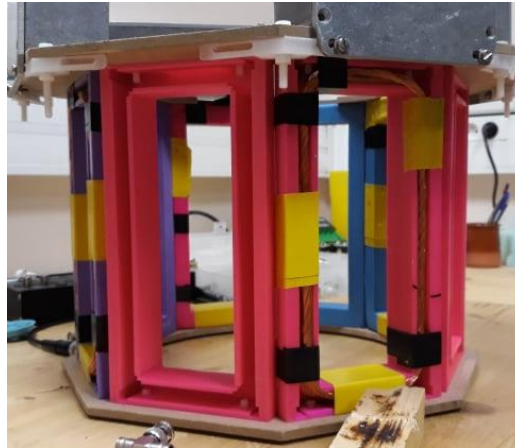
Figure 3.9 : Une antenne volumique de forme ovale, pensée pour être la première antenne pour test sur sujet in vivo. Cette antenne se compose de 35 tours de fil de litz gainé et possède une bande passante de 2.3kHz, soit un facteur de qualité de 188 à 431kHz, la fréquence de Larmor. Le support en plastique est produit par impression 3D. Le fantôme est un tupperware de 17cm de diamètre rempli d'eau dopé contenant des pièces en plastique.

A l'utilisation, l'occiput est placé à l'intérieur de la bobine (*Figure 3.9*), d'où l'emploi du terme « volumique ». Cette bobine a été conçue une fois que les résultats du capteur multivoie nous aient poussé à mettre l'accent sur le facteur de remplissage plutôt que sur le nombre de capteurs ; autrement dit, à nous orienter vers un/des capteurs volumiques plutôt que vers des capteurs surfaciques. C'est

également un prototype pour un capteur à 2 voies, composé d'une bobine ovale d'une part et de deux bobines ovales en série d'autre part (cf. 3.5. Le capteur deux voies volumiques).

3.4 Le capteur quatre voies surfaciques

3.4.1 Description et enjeux de l'acquisition parallèle



L'antenne quatre voies est composée de quatre capteurs surfaciques décrit ci-avant (cf. La bobine surfacique) placés à 90° les uns des autres avec un préamplificateur indépendant par bobine (*Figure 3.10*). Ce capteur s'inspire d'un modèle de la marque *Rapid Biomedical*, utilisé à Neurospin, dont nous avons reçu les dimensions. Les cadres ont été réalisés par Grégory Cannies par impression 3D. J'ai ensuite bobiné et assemblées les capteurs. Les boîtiers en aluminium contiennent les circuits d'accord, d'adaptation, de découplage et le préamplificateur.

Comme évoqué précédemment, le principal enjeu du capteur multivoie est d'augmenter le SNR localement, tout en couvrant au mieux la zone à imager avec les capteurs surfaciques, au détriment de l'homogénéité générale. Comme expliqué précédemment, le bruit dominant à haut champ est le bruit d'échantillon. Pour réduire son effet, il est pertinent de créer des réseaux de capteurs, avec des boucles accordées de petite taille. Bien que nos enjeux ne soient pas les mêmes, dus au bruit du préamplificateur limitant, le but ici est de faire une preuve de concept de l'imagerie parallèle à très bas champ. Cela permet d'évaluer l'impact du facteur de remplissage ainsi que du SNR de chaque bobine de l'antenne.

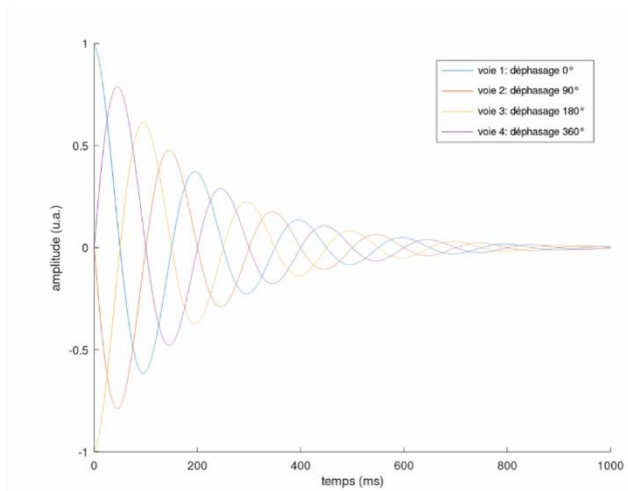
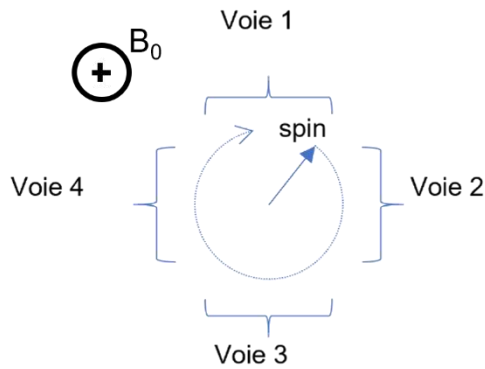


Figure 3.100 : A gauche, le placement des bobines de l'antenne à quatre voies. A droite, les signaux simulés d'un FID capté par les quatre capteurs placés à 90° .

3.4.2 Le découplage du champ B_1

La bobine d'excitation émet une impulsion B_1 à la fréquence de Larmor. Par conséquent, l'impulsion est également à résonance de la bobine de réception, et risque de saturer le préamplificateur. Il est donc nécessaire de découpler les deux bobines pour que la bobine réceptrice ne capte pas l'impulsion RF. L'inverse est également vrai ; la réception ne doit pas interagir avec le signal émis par les spins, et ne doit pas continuer d'émettre une oscillation résiduelle une fois l'impulsion coupée ou modifier le champ RF émis.

Découplage à haut champ

A haut champ, un premier découplage, actif, utilise une diode pin D commandée permettant le courant passant vers un circuit LC qui découple la réception. Dans un second temps, un découplage passif utilise une paire de diodes ainsi qu'une capacité variable. Dernier ressort de sécurité, un fusible est placé en amont de la capacité d'accord. Ces sécurités sont d'autant plus importantes que les champs RF sont forts, et le SAR (*Specific Absorption Rate*) ou DAS (Débit d'absorption) non négligeable. Le SAR est la quantité d'énergie radiofréquence déposée dans une masse de tissus.

Du côté de l'émission, le principe est le même. Un signal *TTL* (*Transistor-Transistor Logic*) est envoyé sur une diode pin D qui découple l'émission une fois l'impulsion terminée.

Découplage à très bas champ

Une première approche est géométrique. Il s'agit de placer les bobines d'émission et de réception et de telle sorte que les champs générés soient parfaitement perpendiculaires. Avec une bobine d'excitation suffisamment grande et un champ B_1 suffisamment homogène, cette méthode a donné des résultats satisfaisants sur notre système.

Cela amène deux inconvénients. En choisissant ce découplage géométrique, cela fige une configuration de capteur dans un plan unique, étant déjà contraint par le sens de B_0 . Ensuite, le champ aux abords des câbles de la bobine de réception n'est pas homogène comme il peut l'être en son centre. C'est pourquoi plus la taille de la bobine de réception est proche de la taille de l'échantillon, plus cela occasionnera des modifications d'intensité aux abords des câbles, où les champs ne seront plus en quadrature. Cela oblige à travailler avec de larges bobines volumiques uniquement, et restreint en même temps le facteur de remplissage pouvant être employé.

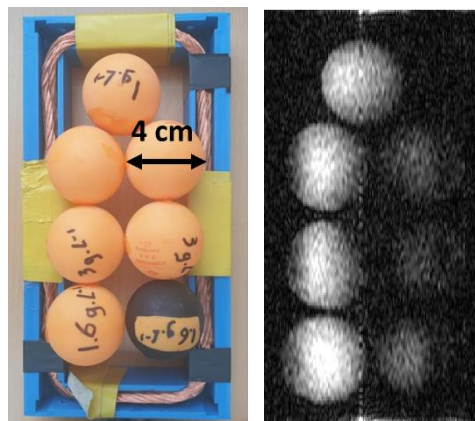


Figure 3.111 : A gauche, le fantôme type « prématuré » repose sur la bobine de réception surfacique en forme de cadre. A droite, l'image 2D obtenue par écho de spin ($TE=50ms$, $TR=310ms$), de 100points par 100 trajectoires. On observe une ligne en hypersignal sur les balles de gauche, et une ligne en hyposignal à droite. Ces lignes proviennent d'une inhomogénéité d'excitation. Plus exactement, elles correspondent au croisement non orthogonal entre les lignes de champ du capteur et celles de l'impulsion RF ; autrement dit, un couplage entre les deux champs. L'hypersignal et l'hyposignal signifient respectivement que les champs se sont ajoutés et soustraits, en fonction du sens du bobinage.

Cela amène une réflexion plus générale sur l'utilisation de plusieurs capteurs simultanément, dont les champs ne pourront pas tous être perpendiculaires au champ B_1 (Figure 3.11). Dans le but de s'affranchir de ces contraintes, il est important de trouver un autre moyen de découpler les bobines de champ RF.

Plusieurs solutions ont été explorées, toutes sur le principe de l'interrupteur associé à des capacités désaccordant la bobine. Différents MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*)

ont également été testés suivant le modèle proposé par le groupe de P.J. Nacher⁴⁶.

Finalement, la solution la plus simple a été d'insérer des diodes directement dans les cartes de réception et d'émission comme décrits au chapitre précédent. Pour la réception, les diodes sont directement placées en parallèle du circuit accordé. Comme la capacité d'accord est grande, l'effet en termes de capacité et d'injection de bruit est négligeable. Lors de l'arrivée de l'impulsion, les diodes sont passantes vers les capacités qui désaccordent le circuit. Lorsque la tension résiduelle de l'impulsion passe sous le seuil de tension des diodes, elles deviennent bloquantes et le circuit est accordé à la fréquence f_0 . Nous avons vérifié que cette technique rend bien les bobines de réception transparentes pour l'émission.

A l'émission, nous avons aussi utilisé une technique non applicable à haut champ. Des diodes de puissance sont directement insérées dans le circuit accordé. Quand la puissance dépasse quelques watts, les diodes deviennent conductrices et transparentes mais ouvrent le circuit en dessous du seuil évitant les oscillations résiduelles.

Avec cette technique très simple, nous avons très bien découplé l'émission et la réception quelque soit l'orientation respective des bobines.

3.4.3 Le découplage inter-capteur

Le découplage entre les bobines d'une même antenne est chose commune à haut champ. Comme expliqué précédemment, ce procédé a été et est considéré comme le plus efficace pour couvrir le bruit d'échantillon. L'utilisation de réseau de plusieurs dizaines de capteurs à haut champ demande des techniques de découplage poussées et très efficaces. Nous présentons ici deux méthodes, puis nous verrons les possibilités et les contraintes qu'offrent le très bas champ.

Le découplage inter-capteur à haut champ

Nous nous baserons sur les premiers papiers de Roemer⁴⁵ sur les réseaux de capteurs à haut champ. L'utilisation d'au moins deux bobines accordées donne lieu à une inductance mutuelle résultante du couplage. Cette inductance supplémentaire s'ajoute à l'inductance intrinsèque de chaque bobine et décale la fréquence de résonance f_0 (*Figure 3.12*). De plus, le phénomène de couplage entre deux bobines se traduit par la réception du signal provenant d'une bobine sur l'autre, et de l'amplification et la réémission de ce signal.

Afin de s'affranchir de ces problèmes, deux solutions sont mises en œuvre. Une première méthode est le chevauchement des deux bobines jusqu'à ce que l'inductance mutuelle tombe à zéro. Cette méthode fournit de bons résultats tant que le chevauchement entre les bobines est possible. Ce sont

des résultats empiriques, bien que le chevauchement entre des bobines rondes et carrés soit bien connu (respectivement 0.75 et 0.9 du diamètre). La seconde méthode gère le cas de bobines lointaines ne pouvant être superposées mais comportant un couplage. Plusieurs formes se prêtent bien à ce découplage, comme les antennes surfaciques vertébrales, ou les réseaux de bobines rondes pour le crâne.

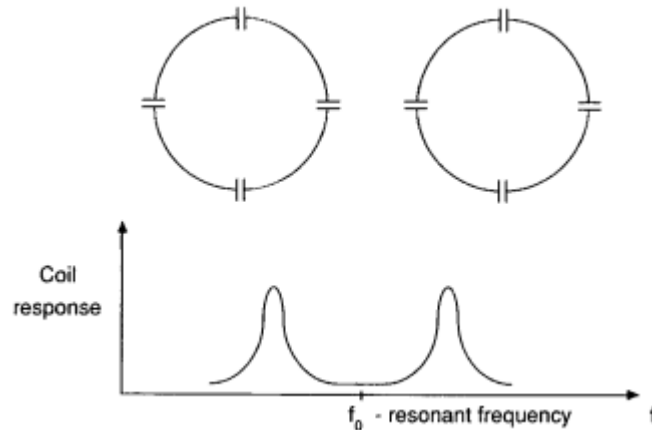


Figure 3.122 : Le couplage entre deux bobines proches, tiré de Roemer et al⁴⁵. Le couplage induit un décalage des fréquences de résonance f_0 .

La seconde méthode utilise des préamplificateurs basse impédance.

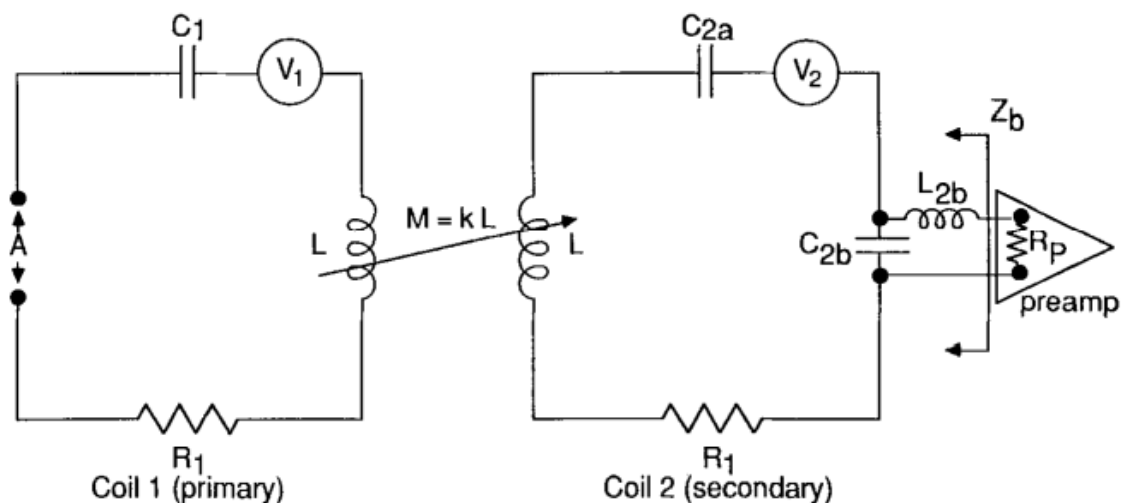


Figure 3.133 : Schéma de deux bobines accordées couplées, tiré de ⁴⁵. Le couplage entre les bobines est représenté par M l'inductance mutuelle, avec k la constante de couplage et L l'inductance de chaque bobine. La seconde bobine est liée à un préamplificateur de résistance d'entrée R_p .

L'impédance Z_b vu par le préamplificateur est définie par :

$$Z_b = \frac{X_{C_{2b}}^2}{R_1} + j(Z_{L_{2b}} - Z_{C_{2b}}) \quad (3.20)$$

On cherche $X_{C_{2b}}$ et $X_{L_{2b}}$ tel que R_1 soit égal à 50Ω :

$$X_{C_{2b}} = X_{L_{2b}} = \sqrt{50R_1} \quad (3.21)$$

Le circuit RLC créé par L_{2b} , C_{2b} et R_p associé à l'impédance d'entrée de zéro bloque les petits courants pouvant circuler sur la bobine (*Figure 3.13*). Grâce à un MOSFET adapté et aux bonnes valeurs de composants en entrée du préamplificateur, très peu de bruit est injecté si l'impédance d'entrée est basse.

Le découplage inter-capteur à très bas champ

Les bobines rectangulaires utilisées pour le capteur multivoie possèdent douze tours chacune et leurs capacités sont réglées les unes après les autres une fois l'antenne montée. Etant donné la configuration de l'antenne, chaque bobine est couplée aux deux adjacentes à 90° , et également par paire à 180° . Cela engendre le décalage de la fréquence de résonance de nos capteurs ce qui nous demande des capacités variables de gamme suffisamment grande pour recentrer la fréquence de résonance de chaque capteur (0-500pF), et amagnétiques. Ce dernier point est important pour éviter de créer des champs magnétiques ponctuels et diminuer l'homogénéité de notre champ.

Théoriquement, pour un FID, le signal reçu par chaque voie devrait être le même déphasé de 90° . Cependant dans les faits les signaux obtenus semblent être une combinaison entre plusieurs voies, mettant en lumière que le couplage inter bobine est fort.

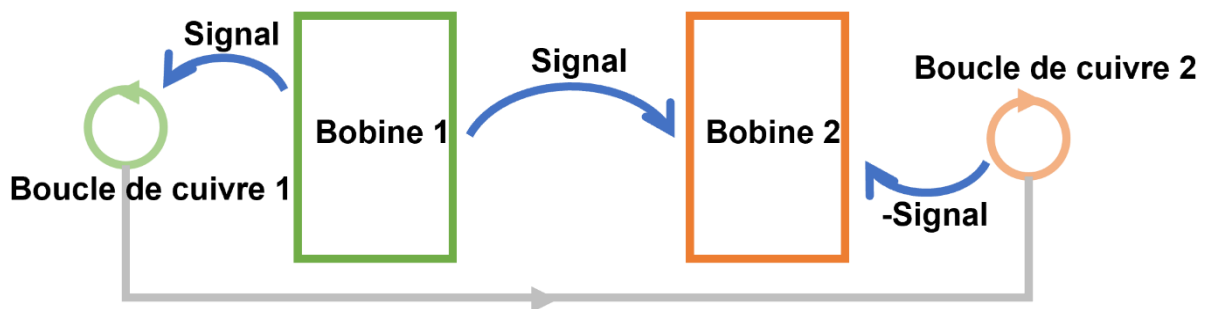


Figure 3.144 : Schéma du découplage par réinjection du signal émis via boucle de cuivre.

Un découplage géométrique supplémentaire a été ajouté. Il s'agit d'apposer des boucles de cuivre reliées entre deux bobines, afin de capter le signal rayonné en excédent et de le réinjecter à l'inverse,

sur le principe du gradiomètre (*Figure 3.14*). Pour cela, il faut régler manuellement une fois pour toute leur positionnement pour avoir le moins de couplage possible. Cela est fait en émettant un signal sinusoïdal vers la bobine 1 pour exemple et de vérifier à l'oscilloscope si la bobine 2 perçoit ce signal réémis. Cette approche est fastidieuse, mais plutôt efficace, il est possible d'éliminer 75% à 90% du couplage entre les voies.

Résultats du capteur quatre voies

Cela étant dit, le peu de signal rayonné restant est suffisant pour nous empêcher d'utiliser correctement une reconstruction dite de Combinaison Circulaire (CC) (*cf. Chapitre 4. Acquisition*). Néanmoins le couplage des bobines ne pose pas de problème majeur, et il est toujours possible d'utiliser la méthode de reconstruction des *root Sum of Square* (rSoS) (*cf. Chapitre 4. Acquisition*).

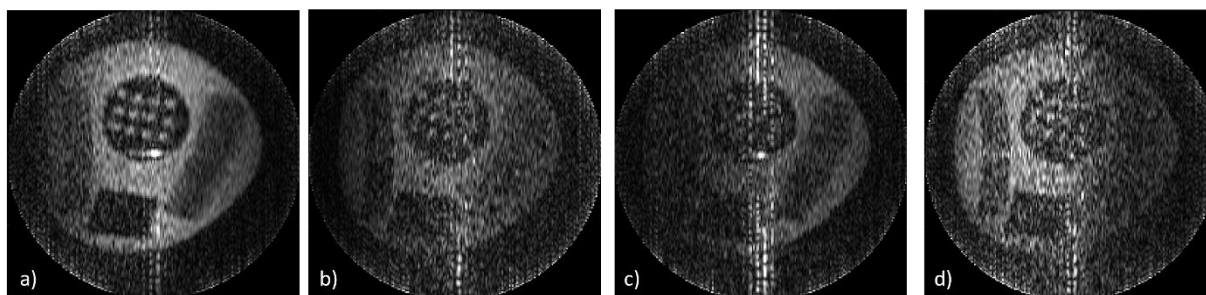


Figure 3.15 : de a) à d), les images provenant séparément des bobines 1 à 4 du capteur quatre voies. La séquence jouée est un écho de spin (TR=310ms, TE=50ms) avec 200points en lecture et 100 trajectoires.

On remarque que la bobine 1 possède un meilleur SNR (*Figure 3.15*), mais que la bobine 4 a un gain plus fort, ce qui veut dire qu'elle réémet également plus de signal, en partant du principe que la chaîne d'acquisition faisant suite aux préamplificateurs soit identique. Chaque bobine amplifie et réémet son signal combiné à celui des bobines couplées. Théoriquement on s'attend à obtenir deux images similaires, pour les bobines opposées placées au-dessus et en dessous de l'échantillon ; et les deux images latérales, avec chacune un hypersignal du côté de la boîte dont elles sont le plus proches. Nous n'avons pas compris à l'époque de la fabrication et des tests de ces bobines les différences de facteur de qualité et donc d'amplitude de chaque bobine a priori identique. Avec la compréhension actuelle du rôle des pertes par proximité des fils, on comprend que la façon dont ont été bobinées ces capteurs induisait une grande incertitude sur ces pertes. Il faudrait donc recommencer ce travail en partant de bobines fabriquées avec des enroulements tout à fait identiques.

A la suite des différents essais, il est certain que les images obtenues avec le capteur quatre voies ont une qualité égale, voir moindre, à celles obtenues via les antennes volumiques monovoies. Cela montre bien que la différence de bruit d'échantillon entre les deux configurations est très négligeable, comparé à l'impact du facteur de remplissage. Une explication vient de l'inductance mutuelle des bobines qui modifie les fréquences et diminue les facteurs de qualité. En effet, bien que le réglage de la fréquence de résonance de chaque voie soit possible grâce aux capacités variables, il n'a toutefois pas été possible d'atteindre la même fréquence de résonance pour chaque bobine. La différence de fréquence entre les bobines est en moyenne de 1.5 kHz, les bandes passantes se chevauchent donc.

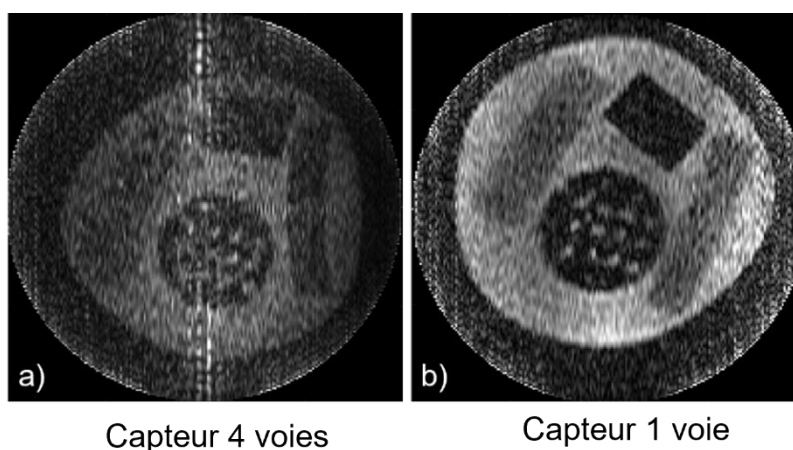


Figure 3.16 : a) **Image acquise par les quatres voies combinées.** b) **Image acquise par l'antenne une voie ovale.** Les acquisitions sont des échos de spin ($TE=50ms$, $TR=310ms$) réalisées avec 100 points par trajectoire et 50 trajectoires. Les artefacts sur l'image du capteur 4 voies empêche néanmoins de déterminer si le contraste global de l'image y est moins bon.

Il est a noté que l'image faite avec le capteur quatre voies (*Figure 3.16*) a été produite sur la configuration de Maxwell, moins homogène que la configuration de Garrett en place lors de la réalisation de l'image une voie. Cela explique les déformations des images.

Ces résultats sont cohérents avec la théorie. Le bruit d'échantillon étant peu impactant à très bas champ, les solutions mise en place à haut champ y sont inutiles, voir contraignantes.

3.5 Le capteur deux voies volumiques

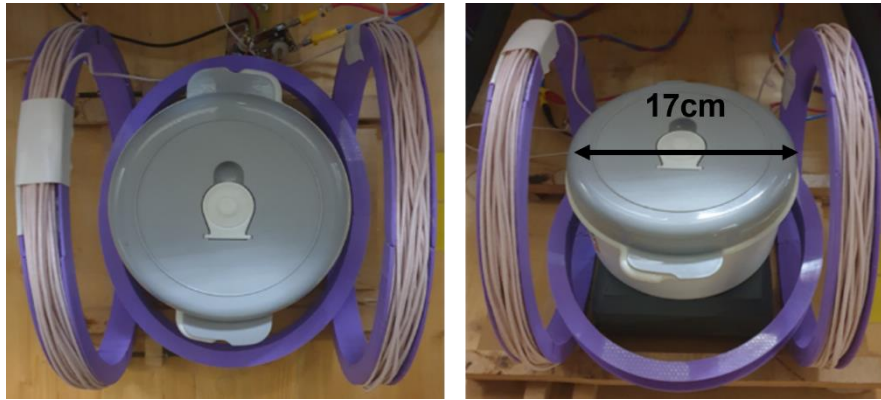


Figure 3.17 : Le capteur à deux voies volumiques se compose de deux bobines de Helmholtz de part et d'autre de la tête et d'une bobine ovale se plaçant sur le visage ou autour de l'occiput. Le fantôme « tupperware » matérialise la place de la tête.

3.5.1 Description

Durant la conception et les tests préliminaires de l'IRM, les premiers capteurs accordés étaient des capteurs volumiques. De part cette expérience acquise, il a été décidé de revenir vers ce type d'antenne pour améliorer le SNR.

Les bobines surfaciques actuelles n'étant pas conçues pour devenir des capteurs volumiques optimisés, il a été décidé de concevoir un nouveau capteur volumique ovale à deux voies : l'une placée autour de l'occiput dans le plan xOz , l'autre voie composée de deux bobines de Helmholtz à 90° de la première, de part et d'autre de la tête (Figure 3.17).

La voie simple se compose de 35 tours de fil de litz. De même, chaque bobine de Helmholtz possède 30 tours de fil de litz gainé. Les deux voies sont accordées grâce à une capacité variable. Dans cette configuration, la bobine ovale à part possède une bande passante de 2.3kHz et la bobine type Helmholtz de 3.8kHz, ce qui donne respectivement un facteur de qualité de 188 et 113 pour une fréquence de travail de 431kHz.

Bien qu'il faille régler de nouveau les capacités de chaque bobine en présence l'une de l'autre, les facteurs de qualité sont ensuite assez similaires entre les deux capteurs : 166 pour la bobine simple et 117 pour la bobine double.

Le découplage entre l'émission et la réception est très important, notamment pour la bobine de Helmholtz puisqu'elle se trouve dans l'axe du champ de l'émission. Le découplage est à base de diode, le même qu'évoqué précédemment. De même, la bobine ovale simple sera certainement à ajuster en fonction du positionnement réel de la tête.

Ce capteur a été le dernier à être développé et des améliorations peuvent lui être apportées, notamment après quantification du SNR et du couplage entre les bobines.

Bien que le capteur deux voies volumique ait été conçu en fin de thèse, il a été possible de faire quelques études préliminaires sur l'utilisabilité de ce capteur. Il devra être éprouvé sur sujet *in vivo*. En effet, il est possible que les bobines ne soient pas orthogonales occasionnant du couplage supplémentaire. Une idée pourra être de revoir la forme des bobines doubles pour des bobines rondes.

3.6 Le capteur mixte GMR

Cette partie traite de l'alternative aux capteurs accordés, à savoir les capteurs mixtes à base de GMR (Giant Magneto Resistance). Y sera vu les principes globaux de la GMR et son intégration dans un capteur mixte, ainsi que les développements et caractérisations qui ont été réalisés dans notre laboratoire. Les travaux présentés ci-dessous non pas été réalisé au cours de cette thèse, mais sont des projets annexes présentés à titre de perspectives importantes pour l'IRM à très bas champ.

3.6.1 Principe de la GMR

Le principe de la GMR se repose sur un phénomène quantique découvert en 1988 et 1989 respectivement par Albert Fert et Peter Grünberg. Dans l'expérience initiale⁴⁷, l'application d'un champ extérieur sur une surface multicouche couplée antiferromagnétiquement (à alignement anti parallèle avec le champ) (Fe/Cr) a démontré une variation de résistance de la structure importante lors de l'alignement des aimantations des films magnétiques avec le champ magnétique. En effet, les électrons possèdent une charge mais aussi un spin, et la résistance de l'électron dépend de l'orientation du spin par rapport à l'orientation de l'aimantation du matériau ferromagnétique qu'il traverse.

Actuellement, pour des applications comme capteurs magnétiques, un capteur GMR est composée d'une structure en vanne de spin (Figure 3.18). Elle se compose d'une couche ferromagnétique dite « dure » qui est caractérisée par un fort champ coercitif et d'une couche ferromagnétique « libre » qui à l'inverse possède un faible champ coercitif, séparées par une couche non magnétique. La résistance de l'empilement dépend de l'angle entre les deux couches. En présence d'un champ magnétique, la couche libre verra son aimantation orientée en fonction du champ, à l'inverse de la couche dure. Une résistance faible résulte d'un alignement parallèle, tandis qu'un alignement anti parallèle mène à une résistance forte.

Beaucoup de paramètres sont à optimiser dans les GMR. Premièrement, la composition de chaque couche, en termes de matériaux et d'épaisseur. Est aussi à choisir la forme du capteur, parmi les *yokes* et les méandres, et la notion de *top pinned / bottom pinned*, qui correspond à la place de la couche

dure dans la structure. De plus, les couches ont à être les plus minces possibles pour éviter les pertes d'information de spin.

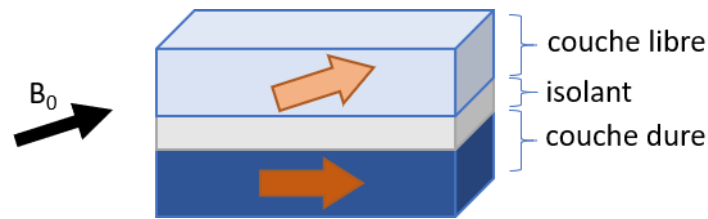


Figure 3.18 : Représentation schématique d'une GMR en vanne de spin. La couche libre s'aimante avec le champ appliqué B_0 .

La variation de la résistance peut être calculée par :

$$r = \frac{r_+ + r_-}{2} + \frac{r_+ - r_-}{2} \cos \theta \quad (3.22)$$

Avec r la résistance résultante, r_+ et r_- respectivement la résistance à l'état parallèle et antiparallèle, et θ l'angle d'aimantation du champ B_0 .

3.6.2 Application à l'IRM

Le capteur mixte se compose d'une GMR et d'un transformateur de flux/champ supraconducteur utilisant un film d'YBCO (Figure 3.19) (fonctionnant à la température de l'azote liquide), qui lui permettrait d'atteindre une meilleure résolution magnétique que les SQUID pour une taille équivalente⁴⁸.

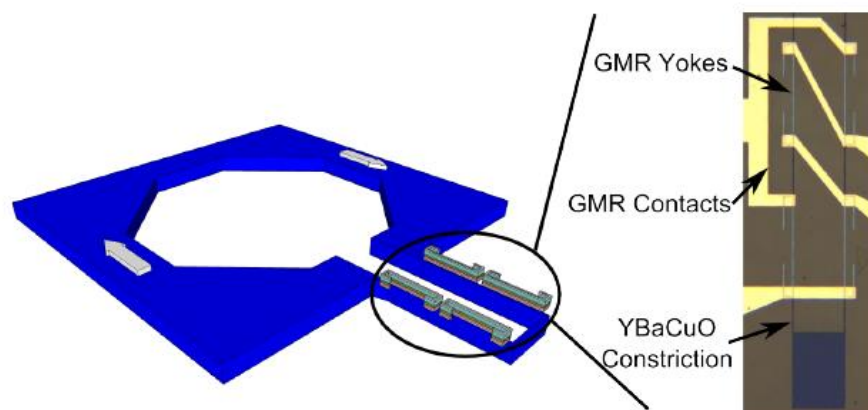


Figure 3.19 : Vue d'un capteur mixte YBaCuO/GMR.

Le principal intérêt des capteurs mixtes est d'avoir une sensibilité qui dépend directement du flux capté et donc sans dépendance de fréquence. On s'attend donc à ce qu'ils soient plus performants que des bobines accordées à basse fréquence.

Des capteurs mixtes refroidis ont été testés sur une première version d'un IRM taille réduite⁴⁸ construit à 10mT. Cet IRM n'utilise pas de pré-polarisation et son émission est non accordée. Autrement dit, il a été jugé que le temps pris pour l'impulsion radiofréquence hors résonance était suffisamment court pour ne pas impacter de manière cruciale le temps d'acquisition. A l'inverse, travailler avec une bobine accordée comporte des contraintes, à savoir le couplage avec les autres capteurs accordés et la largeur de sa bande passante. Dans cette manipulation, le capteur mixte était placé dans un Dewar rempli d'azote, avec une émission entourant l'échantillon en forme de selle de cheval.

Depuis les capteurs ont été régulièrement optimisés par le laboratoire du LNO. De même, un projet annexe à cette thèse vise à une configuration en incorporant un transformateur de flux intermédiaire au capteur GMR, pour l'IRM.

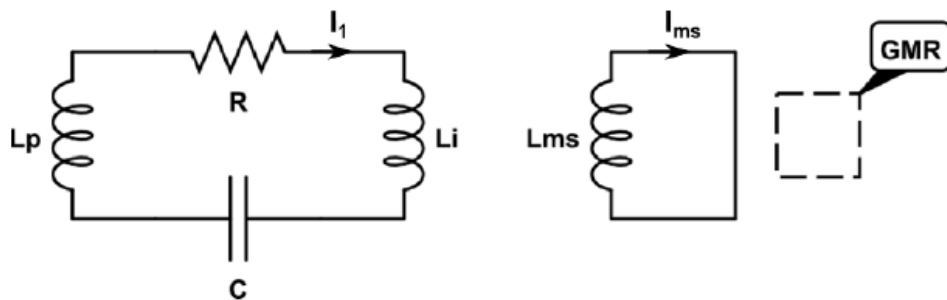


Figure 3.20 : Le schéma du transformateur de flux associé au capteur mixte GMR. Le transformateur a une grande boucle L_p , typiquement de la taille de la bobine ovale et une petite boucle L_i qui est fortement couplée au capteur mixte qui contient la GMR.

Ce transformateur de flux (Figure 3.20) peut être accordé ou non mais l'optimisation de l'accord est très différente de celle d'une antenne accordée. Effectivement, dans ce cas, il faut maximiser le courant circulant donc minimiser les inductances et le nombre de tours ne joue plus de rôle.

Je n'ai moi-même pas participé à ce travail réalisé en partie par deux stagiaires.

Pour exemple, actuellement le SNR obtenu avec un capteur mixte GMR couplé à une bobine ayant un facteur de qualité de 30 donne la même détectivité que le capteur ovale, de l'ordre du dixième de fT/\sqrt{Hz} . Aujourd'hui la limite de détectivité est donnée par le capteur GMR.

Myriam Pannetier-Lecoeur développe actuellement un capteur qui utilise une autre technologie TMR

(jonction tunnel magnétique) environ 10 fois plus sensible mais ces capteurs sont encore en cours de développement et n'ont pas pu être testés au cours de ma thèse.

3.7 Conclusions

L'antenne de réception en termes de performances et géométrie est l'élément crucial pour les performances de l'imagerie.

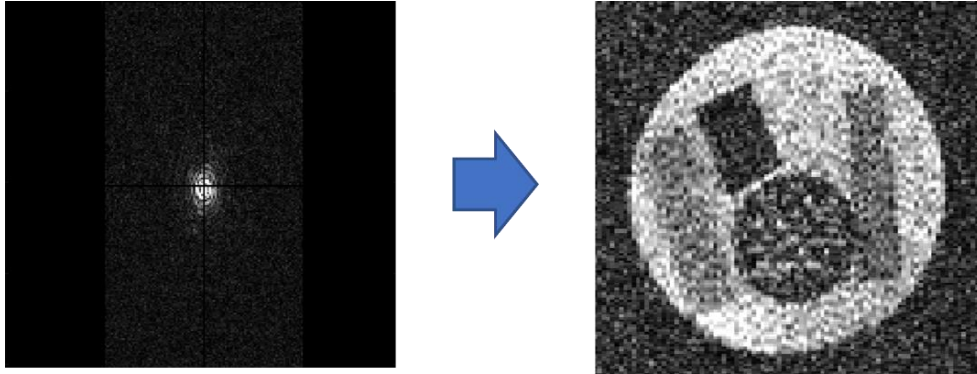
Aujourd'hui avec les capteurs que nous avons, le signal sur bruit comparé au haut champ est d'environ 100 à 200 fois plus faible.

On peut espérer gagner avec une optimisation plus poussée un facteur 2 sur les antennes à base de circuit RLC.

La prochaine génération de capteurs mixtes devrait nous amener un facteur cinq à dix de gain en détectivité qui nous permettra d'être plus compétitif en termes de qualité d'image et s'approcher du facteur 37 qui serait la limite donnée par le bruit du corps.

Cela montre qu'actuellement la limitation de l'IRM à très bas champ est son moyen de captation. Une fois le recul pris, il s'avère que nos résultats sur l'acquisition parallèle sont assez attendus. Le haut champ utilise de petits capteurs pour contrer la dépendance en a^3 et en ω^2 (3.14) du bruit limitant, le bruit du corps. A l'inverse, le bas champ a pour bruit limitant le bruit du préamplificateur et le bruit thermique des bobines une fois accordé, ce qui ne requiert pas particulièrement l'emploi de multi capteurs.

4 Logiciel d'acquisition et de traitement



A présent qu'ont été présentées les améliorations de l'IRM, dans une optique d'optimisation du SNR par rapport à la durée d'acquisition, ce chapitre va aborder l'acquisition des données en elle-même. La philosophie ici a été d'utiliser la recherche des 15 dernières années en termes d'acquisition pour l'IRM à haut champ pour les adapter au très bas champ.

La formation de l'image IRM passe à travers plusieurs étapes. En premier, la création d'une séquence qui est jouée pour acquérir les données. Deux types d'acquisitions sont à différencier et seront vues dans cette partie, les cartésiennes et non cartésiennes. L'image est ensuite formée à partir de ces données, via des algorithmes de reconstruction adaptés au type d'acquisition. De plus, le capteur multivoies présenté ci-dessus possède ses propres traitements et méthodes de reconstruction.

Le logiciel développé avant cette thèse donnait accès à la composition d'acquisitions simples. Dans le but d'étoffer les méthodes d'acquisition et de traitement, toujours pour améliorer le SNR et diminuer le temps d'acquisition, j'ai réalisé un nouveau logiciel d'acquisition et de reconstruction des données.

L'objectif de la refonte du logiciel vient du besoin d'acquérir plus de souplesse dans le développement des acquisitions, permettant ainsi le lancement de séquences d'acquisition plus optimisées, adaptées des séquences à haut champ. Le logiciel est également plus proche de la réalité physique de l'acquisition IRM en traduisant l'échantillonnage de l'espace des k en gradient à appliquer durant la mesure.

Ce nouveau logiciel se compose de modules, permettant également l'ajout de nouveaux traitements. C'est ce qui a rendu possible entre autres la mise en place de l'acquisition parallèle et de diverses corrections. Leurs implémentations ont essentiellement été réalisées pendant la seconde partie de la thèse dès que le système a été installé à Neurospin. Le manque de temps et les nombreux aspects à maîtriser de l'IRM explique le manque de protocole et de données face aux différents tests.

4.1 Les logiciels d'acquisition / reconstruction

J'introduis cette partie par les logiciels d'acquisition et de reconstruction que j'ai mis au point durant cette thèse. La partie acquisition a été programmée en Pascal dans un soucis d'intégration dans les logiciels déjà implémentés dans le labo ; La partie traitement et reconstruction a été programmée sous Octave afin d'utiliser les bibliothèques disponibles, dans une première optique de gain de temps et de test des algorithmes.

4.1.1 Le logiciel d'acquisition

Le logiciel d'acquisition développé avant mon arrivée permettait l'acquisition de séquences rectilignes comme l'écho de spin et l'écho de gradient. La stratégie derrière cette architecture était de construire une séquence à partir de la fréquence d'échantillonnage, du nombre de point et des valeurs de gradient maximales à appliquer pour échantillonner l'espace des k . Cette méthode est rigide et est assez éloignée de l'utilisation qui est faite des séquences en IRM clinique. C'est pourquoi j'ai programmé une nouvelle architecture logicielle (*Figure 4.1*).

Le logiciel d'acquisition se compose d'une IHM (Interface Homme Machine) programmé sur l'IDE (*Integrated Development Environment*) Lazarus permettant le choix et les réglages des paramètres

d'acquisition, parmi les plus importants : type de séquence, nombre de point/trajectoire/tranche/répétition, TE, TR, nombre de capteur. Prenant en compte ces paramètres, les coordonnées dans l'espace des sont calculées pour chaque point, puis le déplacement engendré entre chaque point est traduit en gradient à appliquer. Ce gradient est multiplié par un facteur pour l'exprimer en pourcentage de l'alimentation des gradients. Ces valeurs sont ensuite transmises à l'interpréteur avec le reste de la séquence : les temps, l'amplitude et les angles d'impulsion.

Du point de vue architecture logicielle, les objets manipulés lors de la création de séquence découlent directement de la physique utilisée. Un objet « image » est produit avec tous les paramètres enregistrés, contenant également des tableaux de « coupe », eux-mêmes composés de tableau de « trajectoires ». Chaque trajectoire est un tableau de point qui sera échantillonné, associé à ses coordonnées dans l'espace des k « k_x », « k_y » et « k_z » et aux gradients « G_x », « G_y » et « G_z » à appliquer.

Les points sont échantillonnés à partir d'un déclencheur interne dans la séquence. Les valeurs des voies réelle et imaginaire sont récupérées sur la carte d'acquisition et converties en volt.

Ces données peuvent ensuite être sauvegardées dans un format ad hoc, ayant pour chaque point les coordonnées dans l'espace des k et les valeurs réel et imaginaires.

Un module simple de reconstruction est également présent sur ce logiciel, pour visualisation rapide des images sans traitement.

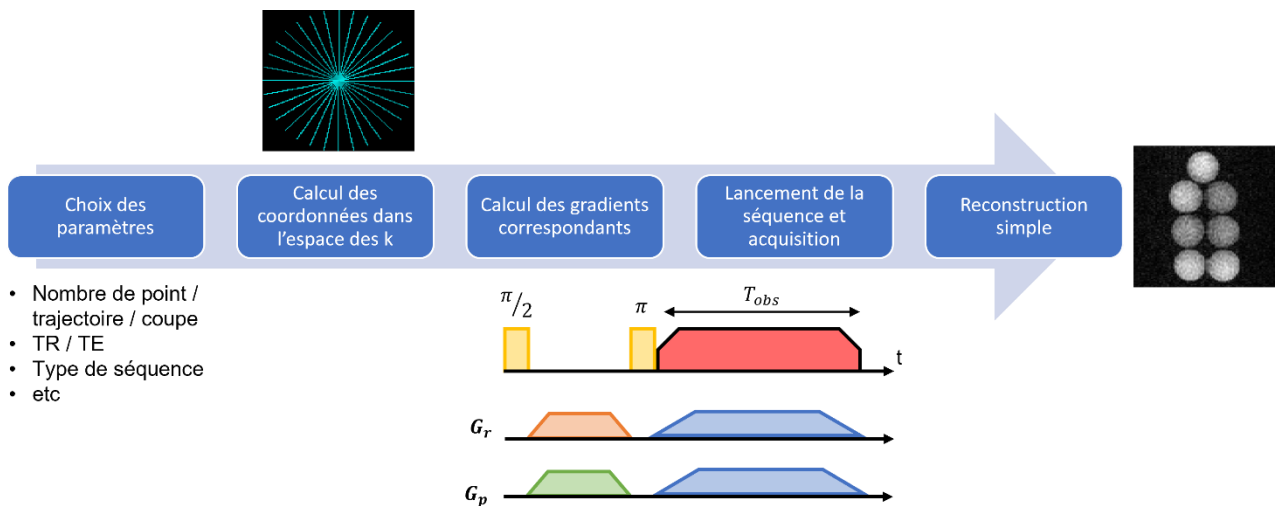


Figure 4.1: Schéma de la chaîne d'acquisition du point de vue du logiciel.

4.1.2 Le logiciel de reconstruction et traitement

Un logiciel de reconstruction et de traitement a également été implémenté durant cette thèse. Il a été programmé en octave pour la rapidité de test des langages interprétés, les principales bibliothèques

employées sont *nfft*, *image*, *optim*, *signal*, *lftat*.

Ce logiciel se base sur des options contenant les paramètres classiques (nombre de point/trajectoire/coupe, nombre de capteur, type de trajectoire), ainsi que des options de traitement et de reconstruction (débruitage, type de reconstruction/combinaison des données). Ce logiciel a pour intérêt de reconstruire et de tester des algorithmes de manière rapide grâce aux bibliothèques chargées ; à terme, un portage sera certainement fait sur pascal pour être intégré dans le logiciel principal.

4.1.3 Le format DICOM®

Le format DICOM® (*Digital Imaging and Communications in Medicine*) est une norme développée et utilisée pour l'imagerie médicale. Il permet entre autres le stockage, la transmission, l'affichage et le traitement d'image médicale. La question de l'interopérabilité entre les différentes modalités d'acquisitions et les unités de stockage ou de traitement a émergé dans les années 80. Des consortiums eurent lieu afin de s'accorder sur un standard à appliquer. Le nom de DICOM® est apparu en 1993. Depuis il continue de se développer, devenant une norme, incluant de nouvelles modalités d'acquisition, d'échange et de visualisation, notamment avec l'arrivée d'internet.

Etant une norme Le DICOM® doit pouvoir être utile et utilisé par ceux pour qui il a été créé, à savoir les professionnels de santé. C'est pourquoi il est géré par un comité de professionnels venant des différentes parties prenantes, qui peuvent proposer des corrections et des améliorations. Il n'y a pas de version du DICOM®, ce qui signifie qu'il est entièrement rétro compatible.

Un module DICOM® simple a été développé dans le but à terme de s'intégrer dans les bases de données de Neurospin puis des hôpitaux. Cette version est une ébauche à un véritable logiciel DICOM®, mais il permet de créer des fichiers d'image pouvant être lus par un logiciel de visualisation DICOM® quelconque.

Architecture du DICOM

Un fichier DICOM® est un fichier binaire possédant un header composé de 127 « 0 » puis des caractères « DICOM » en ASCII, suivi du corps du fichier.

Le corps d'un fichier DICOM est composé d'une succession de champs, les *tags*, correspondant à autant d'informations sur le fichier. Chaque *tag* est organisé ainsi, des variantes en fonction du type de données existent :

Quatre *bytes* pour l'identifiant. Les deux premiers *bytes* représentent le groupe auquel la donnée

appartient, les deux suivants sont pour son identifiant propre.

Deux *bytes* pour le *Value Representation (VR)*, le type de donnée représentée, tel qu'une date, un nom de personne, un non signé, etc.

Deux *bytes* pour le *Value Length (VL)*, la taille de la valeur.

Sur le nombre de *byte* indiqué dans *VL*, la valeur en elle-même.

Dans un fichier DICOM[®], les données sont classées par groupe (e.g. version, patient, modalité, etc). Afin que les logiciels puissent interpréter simplement et correctement les fichiers sans soucis de taille ou de champ non utilisé, précisons que beaucoup sont optionnels, chaque groupe est précédé d'un champ *Group Length*. Ce dernier possède le tag du groupe et «00» en tag d'élément. Son *VR* est « UL » *Unsigned Long* et sa valeur est la taille totale de tous les éléments du groupe, codé sur quatre *bytes*.

4.2 Les séquences

Les séquences d'impulsion représentent la manière d'acquérir l'image en couvrant l'espace des *k*. Elles peuvent avoir pour but d'acquérir de manière plus rapide ou plus robuste, mais aussi de modifier les paramètres intrinsèques de l'image. Pour exemple, que ce soit en RMN ou plus tard en IRM, différents types de séquences ont été inventées pour modifier les contrastes (pondération T1/T2/densité de proton), ou supprimer certains composants tissulaires (généralement l'eau et la graisse)^{49,50}. D'autres permettent d'acquérir différents biomarqueurs tel que la diffusion^{51,52} par exemple.

Physiquement, une séquence d'acquisition se traduit par une suite d'impulsions et de gradients appliqués pour manipuler les spins. Ces séquences ont leurs paramètres, pour les impulsions : angle, orientation, déphasage et nombre ; et pour les gradients : amplitude et direction.

Dans l'espace des *k*, une séquence se compose d'une préparation dans l'espace, puis d'un déplacement le long d'une trajectoire de forme définie durant la phase d'échantillonnage. La séquence d'acquisition est construite en fonction des paramètres à imager (pondération, FOV, etc) et des contraintes physiques de la machine, essentiellement centrées autour des gradients avec leur temps de montée et leur puissance maximale. La séquence d'acquisition est directement liée aux caractéristiques de l'image.

Des notions annexes seront également abordées, à savoir le *compressed sensing (CS)*, l'acquisition non cartésienne et le suréchantillonnage.

4.2.1 Remplissage de l'espace des k

Deux aspects sont à différencier dans la façon de couvrir l'espace des k , à savoir les acquisitions cartésiennes et non cartésiennes.

Les acquisitions cartésiennes

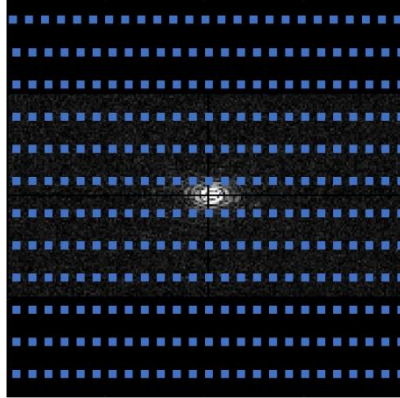


Figure 4.2: Schéma d'un échantillonnage cartésien.

Les séquences cartésiennes se placent dans un repère à coordonnées appartenant à \mathbb{N} . Ce sont les premières acquisitions, et les plus simples, à être implémentées. Il s'agit d'acquérir des trajectoires sur une même bande de fréquence déphasée de $\delta\tau_\phi = \frac{n_T}{BP_\phi}$, avec n_T le nombre de trajectoire et BP_ϕ la bande de fréquence sur l'axe de la phase. Autrement dit, les mesures s'effectuent de manière régulière selon les directions d'un repère cartésien (Figure 4.2). Ce type d'acquisition couvre donc de manière homogène l'espace des k . Les séquences d'écho de spin et de gradient ont été vues au chapitre 1, c'est pourquoi elles ne seront pas de nouveau traitées ici. A noter que la séquence d'écho de gradient ne compense pas les inhomogénéités lors du renversement des spins (Figure 4.3), mais a pour avantage de permettre l'application de gradients asymétriques pour raccourcir quelque peu l'acquisition. En effet, il est possible que les gradients de préparation utilisés soient appliqués plus fortement et donc raccourcis de manière inversement proportionnelle.

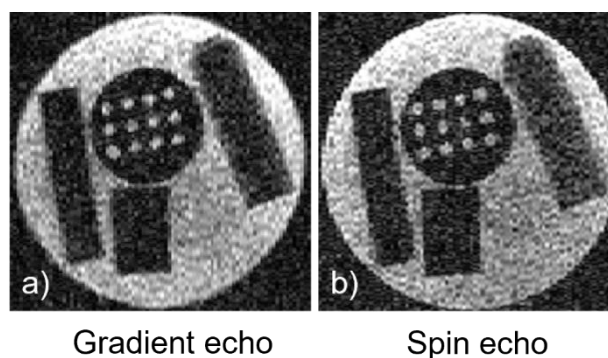


Figure 4.3 : Image acquise avec a) **écho de gradient** (8 coupes, 100 trajectoires, 256 points, bande passante : 5kHz) b) **écho de spin** (8 coupes, 100 trajectoires, 512 points, bande passante : 10kHz). Le TR est de 300ms et le TE de 50ms et chaque trajectoire est moyennée cinq fois. Le temps d'acquisition est donc de 20min pour chaque acquisition.

Les acquisitions cartésiennes sont efficaces et simples à implémenter, néanmoins elles demandent un certain temps d'acquisition sans sous-échantillonnage, puisque le temps d'une impulsion rf est requis entre chaque trajectoire. Il est possible d'accélérer ces acquisitions, en faisant l'acquisition de plusieurs trajectoires durant un TR, sur une ou plusieurs coupes ; néanmoins à très bas champ la relaxation est bien trop courte pour pouvoir utiliser ces séquences multi-écho. D'autre part, le faible échantillonnage du centre amène à une rapide perte des grandes formes et de l'aspect global de l'image en diminuant le nombre de trajectoires (*Figure 4.4*). Le sous échantillonnage des trajectoires d'acquisition cartésienne entraîne également des artefacts d'aliasing, qu'il est nécessaire de corriger par l'utilisation de plusieurs capteurs. Le rapport entre le nombre de trajectoire requis et le nombre de trajectoire effectué est le facteur d'accélération α .

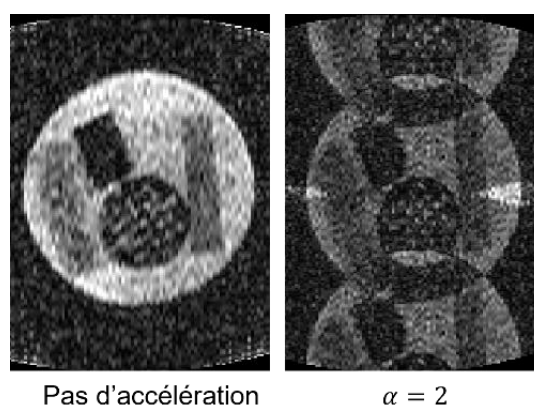


Figure 4.4 : Les deux images sont acquises avec une séquence d'écho de spin (TR=310ms, TE=50ms) 50 trajectoires et 200 points grâce à l'antenne ovale simple sur le fantôme « tupperware ». A gauche, l'acquisition n'est pas accélérée, les trajectoires sont placées de manière isométrique au centre de

l'image. Sur l'image de droite, le facteur d'accélération α est de 2, une ligne sur deux a été acquise avec une résolution de deux fois meilleure. Cela explique l'aliasing présent sur l'image, dû au sous échantillonnage de la phase. On parle d'acquisition accélérée lorsqu'il s'agit d'un codage de phase partiel, une seule partie des trajectoires est acquise. Une solution apportée au phénomène d'*aliasing* est l'acquisition parallèle (cf. 4.3. *L'acquisition parallèle*).

La séquence bSSFP

Premièrement décrit par Carr en 1958⁵³, la séquence bSSFP (*balanced Steady State Free Precession*) fait partie du répertoire des échos de gradient (*Figure 4.5*). Au vu des difficultés de répétabilité, des séquences plus basiques ont été employé, au détriment de la séquence bSSFP. Bien qu'elle n'ait pas été testée et évaluée, elle a néanmoins été implémentée durant la thèse.

Comme vu dans la présentation de l'écho de gradient, le gradient de lecture est appliqué en négatif pour la refocalisation des spins, avant la lecture. Cependant à la fin de chaque acquisition, il peut rester une aimantation résiduelle dans le plan transverse. Garder ce résidu tel quel d'une acquisition sur l'autre mènerait à une aimantation complexe et non contrôlée, altérant la pondération T1 ou T2. Deux solutions s'offrent alors. D'un côté l'annuler revient à jouer habilement sur le TE, le TR et l'angle de bascule des spins, pour avoir une pleine pondération T1 ou T2. Cependant, cela revient également à perdre une partie de l'aimantation et donc du signal en le laissant décroître. La seconde solution est d'utiliser ce résidu d'aimantation transverse dans l'écho suivant en refocalisant une nouvelle fois les spins vers la composante longitudinale, à l'état d'équilibre (le *steady state*). C'est ce que produit la séquence bSSFP, en appliquant de nouveau le gradient de lecture négatif après l'acquisition, ce qui refocalise les spins. Cette séquence peut utiliser des TR très courts pour ainsi garder le résidu d'aimantation jusqu'à l'excitation suivante. On note ici l'une des particularités de cette séquence, son contraste est un mélange entre la pondération T1 et T2, ce qui limite le contraste des images.

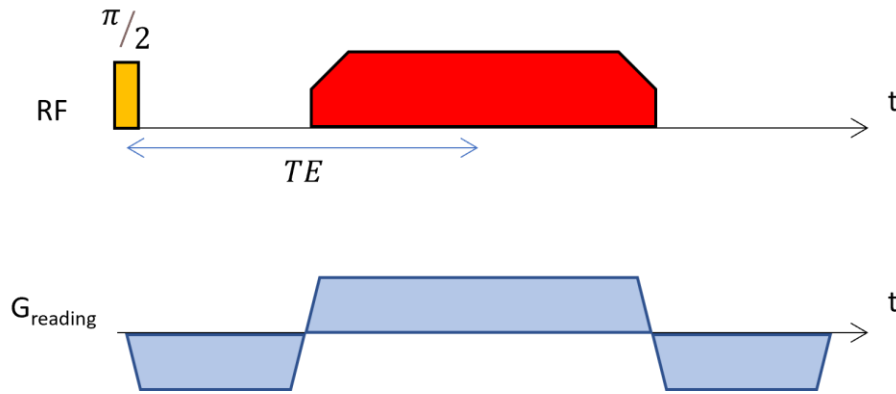


Figure 4.5 : Le chronogramme de la séquence bSSFP. Les deux gradients négatifs sont les gradients de refocalisation. Le premier est utile pour former l'écho, le second pour revenir à l'état d'équilibre.

Etant donné cela, l'aimantation attendue est de la forme⁵⁴ :

$$M_{bSSFP} = M_0 \frac{\sqrt{e^{-\frac{TR}{T_2}} \left(1 - e^{-\frac{TR}{T_1}}\right) \sin \alpha}}{1 - \left(e^{-\frac{TR}{T_1}} - e^{-\frac{TR}{T_2}}\right) \cos \alpha - e^{-\frac{TR}{T_1}} e^{-\frac{TR}{T_2}}} \quad (4.1)$$

Ce qui est simplifié à haut champ en :

$$M_{bSSFP} = M_0 \frac{\sin \alpha}{1 + \cos \alpha + (1 - \cos \alpha) \left(\frac{T_1}{T_2}\right)} \quad (4.2)$$

Sous la condition que $TR \ll T_1, T_2$ (ce qui est le cas à 1.5T avec un TR compris entre 3 et 5ms)

L'angle optimal est alors défini comme :

$$\cos \alpha = \frac{T_1/T_2 - 1}{T_1/T_2 + 1} \quad (4.3)$$

Ce qui mène à une amplitude correspondante⁵⁵ de :

$$M_{bSSFP} = \frac{1}{2} M_0 \sqrt{T_2/T_1} \quad (4.4)$$

Pour conclure, la séquence bSSFP ne permet pas en elle-même une pondération bien définie des images. Cependant, il est possible de la modifier, avec un train d'excitation d'inversion-récupération par exemple, pour se rapprocher de l'une ou l'autre pondération. Elle a néanmoins de forts avantages

à faire valoir. Grâce à l'utilisation des composantes longitudinale et transverse, le SNR est bon, et le temps d'acquisition de par son TR court est largement amoindri. C'est la séquence possédant un des meilleurs rapports SNR par unité de temps. La séquence bSSFP a été utilisée sur l'IRM à 6.5mT^{12} .

Les acquisitions non cartésiennes

Les séquences non cartésiennes reposent sur l'acquisition de points à coordonnées non entières. L'avantage de ces dernières est qu'elles permettent une acquisition plus rapide et plus souple via le *compressed sensing* tout en sauvegardant une qualité d'image équivalente à l'acquisition cartésienne entière. Elles sont cependant plus sensibles aux erreurs d'encodage et à la linéarité des gradients. En effet, un décalage sur le gradient de fréquence n'engendre aucune déformation ou déplacement de l'image, il est ainsi possible de ne pas remarquer un mauvais réglage des gradients de champ (*Figure 4.6*). En revanche, le mauvais encodage d'une acquisition radiale mène à de très fortes déformations.

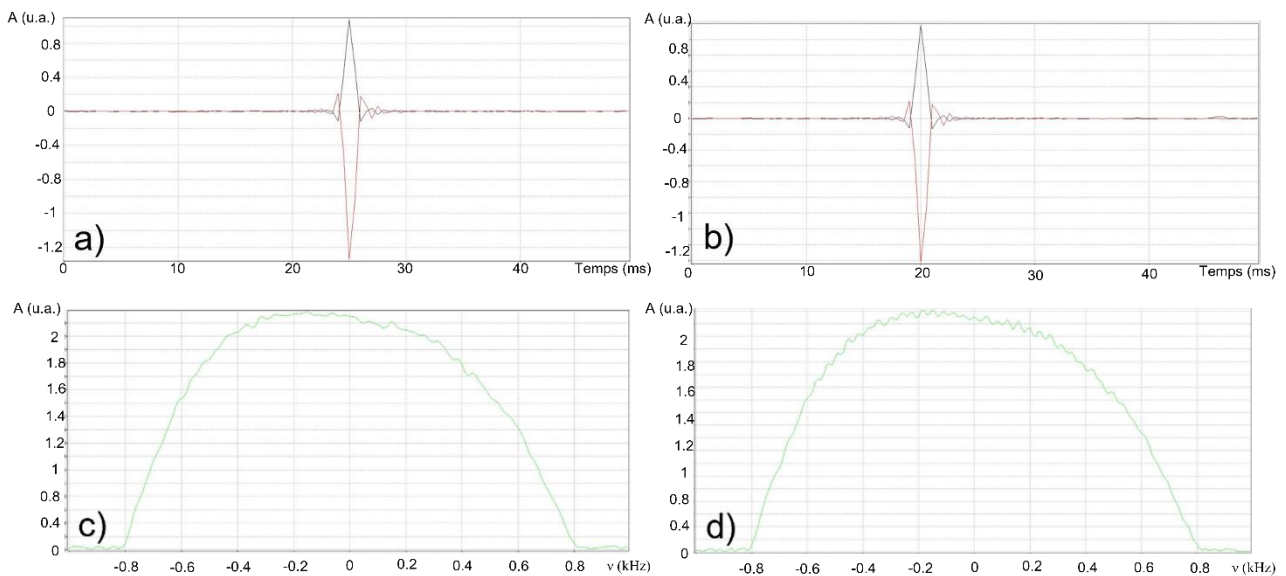


Figure 4.6 : Le signal réel et imaginaire a) centré b) décalé de 5ms dans l'acquisition d'une trajectoire seule sur un ballon centré sur notre FOV. Les projections reconstruites respectives ne montrent pas de déformation particulière.

En 1D, il est simple de montrer avec la transformée de Fourier discrète (DFT) qu'un décalage de t_0 peut ne pas avoir d'impact sur le signal reconstruit.

$$\rho(k) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} S(t) e^{\frac{2i\pi kt}{N}} \quad (4.5)$$

$$\rho(k) = \frac{1}{N} \sum_{t=t_0}^{N-1+t_0} S(t - t_0) e^{\frac{2i\pi k(t-t_0)}{N}} \quad (4.6)$$

De part son caractère périodique en $\frac{1}{N}$ la DFT n'est pas sensible au retard t_0 , dans une certaine mesure. Une modification du résultat proviendra donc du signal $S(t-t_0)$. Ainsi dans une certaine limite, on peut donner $|t_0| \ll \frac{TE}{2}$.

Le principe est le même en acquisition 2D cartésienne :

$$\rho(k_x, k_y) = \frac{1}{N*M} \sum_{t=t_0}^{N-1+t_0} \sum_{\tau=\tau_0}^{M-1+\tau_0} S(t - t_0, \tau - \tau_0) e^{2i\pi \left(\frac{k_x(t-t_0)}{N} + \frac{k_y(\tau-\tau_0)}{M} \right)} \quad (4.7)$$

Etant donné qu'une acquisition non cartésienne emploie une combinaison de deux gradients simultanément lors de l'acquisition, la non-linéarité ou un retard sur l'un des gradients est très impactant pour la formation de l'image.

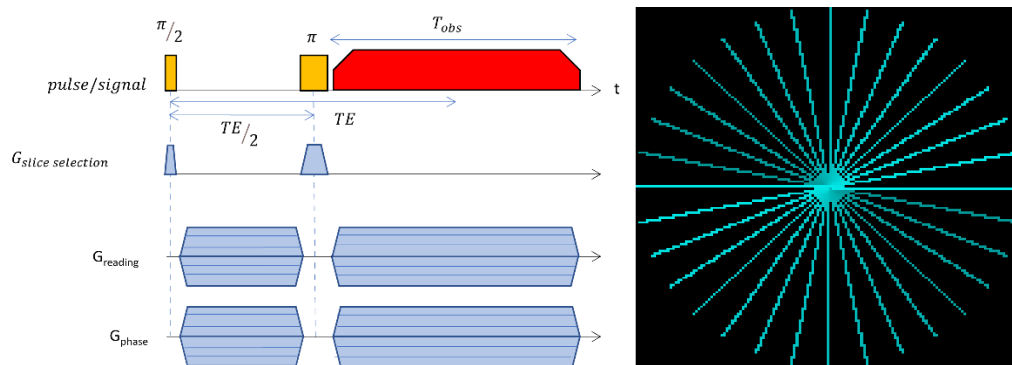


Figure 4.7 : Le chronogramme de la séquence radiale symétrique « *stack of stars* » (SoS) et sa représentation dans un plan de Fourier.

La séquence radiale a été pensée par Lauterbur⁵⁶ en 1979. Elle s'inspire des projections en tomodensitométrie, reconstruite par rétroprojection. Cette séquence consiste en un ensemble de trajectoires radiales partant du centre ou traversant l'espace des k sur son diamètre (Figure 4.7). Etant donné le suréchantillonnage des basses fréquences dont cette séquence fait preuve, elle est robuste aux mouvements. C'est pourquoi elle est utilisée en IRM cardiaque⁵⁷ et en IRM pédiatrique⁵⁸.

La séquence symétrique radiale a été implémentée sur notre système. C'est une séquence qui fait l'acquisition d'un diamètre du disque d'acquisition par trajectoire. Elle reste relativement simple à

implémenter puisqu'il s'agit d'appliquer les gradients de lecture et de phase en même temps, avec un rapport différent, pour créer une trajectoire passant par le centre. De ce fait, le centre est suréchantillonné au détriment de la périphérie. Cela explique qu'il est possible de garder une forme distinctive en diminuant fortement le nombre de trajectoires radiales.

Le suréchantillonnage consiste à prendre plus de points que nécessaire sur le FOV désiré (*Figure 4.8*). Pour un signal échantillonné normalement, le bruit en dehors de la bande passante est replié sur l'échantillon. Le suréchantillonnage permet de s'affranchir de cette contrainte en étirant la bande passante et améliore le SNR sur l'échantillon, un fenêtrage suffit ensuite pour la visualisation dans les bonnes proportions.

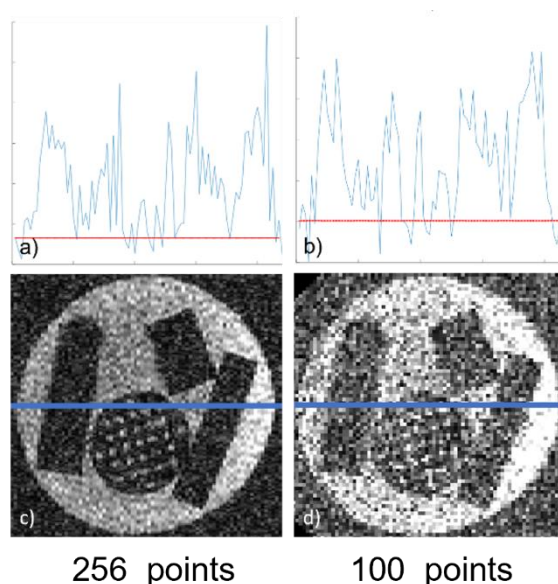


Figure 4.8 : Illustration du suréchantillonnage. Coupe de 100 trajectoires acquises avec 256 et 100 points sur respectivement 5kHz et 2kHz avec une séquence d'écho de spin. Les gradients appliqués pour chaque image sont calculés pour obtenir une résolution identique de 2mm. Profil au centre de l'image (en bleu) a) suréchantillonnée et b) standard. La ligne rouge correspond au bruit moyen du profil. Le SNR est approximativement de 5 pour l'image suréchantillonnée, et de 2.5 pour l'image standard.

4.2.2 L'acquisition en 3D

La sélection de coupe

L'acquisition 3D fait apparaître certaines subtilités à notre application. Habituellement, la sélection de coupe est utilisée pour réaliser des plans d'image. Comme il l'a été montré plus tôt, cela requiert

une impulsion B_{1+} de type *soft pulse* ayant une durée :

$$t_{impulsion} = \frac{1}{\Delta f}$$

$$\Delta f = \Delta r \gamma G_s \quad (4.8)$$

Avec Δr l'épaisseur de coupe, 2mm dans notre cas, et les gradients actuels, jusqu'à 0.5mT $t_{impulsion}=23ms$. Ces paramètres mènent à une impulsion trop longue et rédhitoire.

De plus, une impulsion dite *hard pulse* est une impulsion de forte intensité avec une forme de fenêtre de Dirichlet, plus courte que le *soft pulse*. Cette forme donne un profil d'excitation en forme de sinus cardinal. On comprend que dans le cadre de la sélection de coupe, cette impulsion n'a pas une couverture suffisamment définie puisqu'elle excite sa tranche de manière peu homogène mais également les protons en dehors. Le dernier énorme avantage de la sélection de coupe réside dans le fait qu'il est possible d'intercaler les acquisitions durant le TR. Lors d'un premier TE, une première coupe est excitée et une trajectoire est acquise. A la fin de ce TE, une nouvelle tranche est excitée, à l'opposé de l'échantillon pour éviter toute excitation croisée, et une nouvelle trajectoire est acquise. L'acquisition se déroule ainsi de suite. Dans notre cas, il serait possible de passer jusqu'à dix trajectoires de 20 ms sur un TR de 200ms, donc un temps d'acquisition divisé d'autant. Cela demande cependant une plus grosse mise en oeuvre, puisque le champ doit être contrôlé pour sélectionner chaque coupe, et les *soft pulses* doivent être implémentés. Des coupes ont néanmoins été réalisées et sont présentées dans le chapitre 5.

Dans un premier temps, une alternative à la sélection de coupe existe, le double encodage de phase.

Le double encodage de phase

Pour une séquence cartésienne, le double encodage de phase consiste à utiliser deux gradients d'encodage de phase, tel que :

$$S(t) = \iint_{ech} \rho(x) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dx dy dz \quad (4.9)$$

Avec $k_x = \gamma G_x t$, et $k_y = \gamma G_y \tau$ et $k_z = \gamma G_z \tau$

Le double encodage de phase est cependant bien plus long que la sélection de coupe, puisque la totalité de l'échantillon est excitée par l'impulsion, il est donc impossible d'intercaler l'acquisition des coupes mais en contrepartie, chaque acquisition rassemble des signaux provenant de tout

l'échantillon.

L'acquisition radiale 3D

Dans le cas d'une acquisition d'un volume par des séquences radiales, trois options sont possibles. D'une part le double encodage de phase ou la sélection de coupe peuvent être employées, cela crée des plans de trajectoires radiales, appelés *stack of stars* (Figure 4.9.a).

D'autre part, l'acquisition du volume en entier par des trajectoires radiales peut être fait (Figure 4.9.b). Les coordonnées dans l'espace des k deviennent alors :

$$\begin{aligned} k_x &= \cos\phi \sin\theta \\ k_y &= \sin\phi \sin\theta \\ k_z &= \cos\phi \end{aligned} \quad (4.10)$$

L'acquisition d'un plan unique est un cas particulier de cette séquence, où l'angle ϕ est de $\frac{\pi}{2}$.

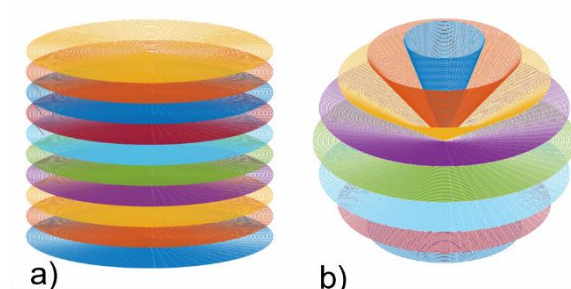


Figure 4.9 : Acquisition d'un volume par trajectoires radiales a) **stack of stars** b) **3D**.

4.2.3 Le *compressed sensing*

La théorie du *compressed sensing* (*cs*) est l'une des révolutions qui a rendu l'IRM si prometteuse, et a fortiori l'IRM à très bas champ. Le *cs* a été découvert par E. Candès sous la supervision de D. Donoho dès 2004, avec la collaboration du mathématicien de T. Tao, directement dans le domaine de l'imagerie IRM⁵⁹.

Dans le cadre général, le principe de compression est beaucoup utilisé pour le stockage de données déjà acquises. On le retrouve par exemple avec l'essor du format MP3 dans l'audio ou du JPEG pour les images. La nouveauté qu'apporte le *cs* vient du passage de deux étapes (échantillonnage puis compression) à une seule, l'acquisition compressée.

C'est ainsi que dans le cadre de l'IRM, les données sont restreintes dès l'acquisition, en évitant l'échantillonnage d'information redondante et inutile ; on peut alors parler d'échantillonnage parcimonieux. Autrement formulé, cela revient à rechercher les solutions admissibles à la reconstruction des données sans perte en rendant l'acquisition la plus parcimonieuse possible, dans le but de raccourcir l'acquisition et diminuer l'espace de stockage.

Les méthodes de *cs* s'affranchissent du théorème de Shannon-Nyquist, qui d'une opportunité d'acquérir de manière optimisée sans perte d'information, est devenue une limite par besoin d'acquérir/stocker toujours plus de données.

Le principe de parcimonie

On appelle base d'un signal sa représentation par une combinaison d'un élément fini et de coefficients. Les bases sont communes en traitement du signal. On peut citer la base de Fourier qui permet la représentation d'un vecteur par la somme de sinusöide de fréquences différentes ; ou encore la base d'ondelette qui permet la visualisation en temps/fréquence.

Dans le cas d'une base parcimonieuse, cela consiste à représenter le signal par un nombre limité de coefficient non nul.

Avec un signal réel sous forme de vecteur x , on a $x = \psi s$, avec ψ la base utilisée, choisie de manière à ce que le plus de valeurs possibles de s soit nulles. On entre alors dans un problème mal posé, puisque le signal acquis s possède moins de données que le signal à reconstruire x . La solution à une acquisition parcimonieuse ne devrait alors pas converger vers une unique solution.

Du point de vue de la transformée utilisée, on introduit les coefficients de la transformée θ_i , tel que $\theta_i = \langle x, \psi_i \rangle$. Ainsi formalisés par Donoho et al⁵⁹, ces coefficients seront considérés comme parcimonieux dans l'hypothèse où pour $p \in]0 ; 2]$ et $R > 0$:

$$\|\theta\|_p \equiv \sum_i |\theta_i|^p \leq R \quad (4.11)$$

Autrement formulé, la norme L1 et L2 de la transformée doit tendre vers une asymptote, donc converger vers la valeur maximale R.

Le théorème de Shannon-Nyquist

Créé par H. Nyquist et C. Shannon, considérés comme les fondateurs de la théorie de l'information, le théorème de Shannon Nyquist assume que la reconstruction d'un signal analogique est possible sans perte s'il est échantillonné avec une fréquence f_e supérieure à deux fois la fréquence maximale du signal f_{max} , tel que :

$$f_e = 2f_{max} \quad (4.12)$$

Cela prédit donc une limite basse à la fréquence d'échantillonnage d'un signal, donc une économie éventuelle au nombre d'échantillons acquis. Cela posé, la question est maintenant de savoir s'il est possible d'échantillonner un signal à une fréquence ne respectant pas ce critère.

L'exemple des acquisitions radiales

La résolution dans une acquisition radiale est fonction du nombre de trajectoire et du nombre de point par trajectoire n_p . Ainsi, selon Bernstein et al⁶⁰ le critère de Nyquist pour une acquisition symétrique radiale est atteint pour un nombre de trajectoire n_T :

$$\begin{aligned} \text{en 2D: } n_T &= \frac{n_p \pi}{2} \\ \text{en 3D: } n_T &= n_p^2 \pi \end{aligned} \quad (4.13)$$

Le critère de Nyquist de ces séquences sont longs à atteindre. L'acquisition d'un volume de 100 coupes radiales *stack of stars* nous prendrait au minimum 79 min (TR=0.3s, $n_p=100$ points, $n_T=158$ trajectoires). De même, l'acquisition d'un volume par trajectoires radiales 3D mène à un temps d'acquisition de 157min. Dans les deux cas, ces résultats sont rédhibitoires. C'est pourquoi le *compressed sensing*, qui consiste à faire une acquisition fortement sous échantillonnée dans le but de gagner en temps, est utilisé, afin d'obtenir des acquisitions courtes et robustes.

Un autre inconvénient vient du temps de reconstruction des acquisitions non uniforme 3D, qui augmentent fortement en comparaison d'acquisitions cartésiennes. C'est ce dernier point qui nous a fait nous concentrer sur les séquences radiales *stack of stars*.

Base du compressed sensing

Pour résumer brièvement les travaux de Candes, et Donoho et al⁵⁹, leur première approche a été théorique en considérant un vecteur du domaine complexe. On définit la Transformée de Fourier Discrète (DFT) dans \mathbb{C}^N selon :

$$\begin{aligned} \mathcal{F} f &= \hat{f}: \mathbb{C}^N \rightarrow \mathbb{C}^N \\ \hat{f}(\omega) &= \sum_{t=0}^{N-1} f(t) e^{\frac{-2\pi i \omega t}{N}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dans le cas d'un échantillonnage standard, avec toutes les valeurs de ω , il est possible de passer de $f(t)$ à $\hat{f}(\omega)$ par DFT inverse :

$$f(t) = \frac{1}{N} \sum_{\omega=0}^{N-1} \hat{f}(\omega) e^{\frac{2\pi i \omega t}{N}} \quad (4.15)$$

Dans le cas d'une acquisition parcimonieuse, assumant des coefficients de l'équation (4.12), la question est de savoir s'il est possible de reconstruire de la même façon x avec un nombre faible d'échantillon.

Prenons alors les coefficients $\hat{f}|_{\Omega}$ échantillonné sur Ω , sous ensemble dans \mathbb{Z} . F possède N degré de liberté et ne sont utilisés pour la reconstruction que les coefficients $\hat{f}|_{\Omega}$, avec $|\Omega| < N$.

Supposons maintenant que f est sur un sous ensemble restreint T de \mathbb{Z} , on peut alors l'écrire sous forme d'un produit de convolution avec un peigne de Dirac $\delta(t) = 1$.

$$f(t) = \sum_{\tau} f(\tau) \delta(t - \tau), \quad \delta(t) = 1 \quad (4.16)$$

Avec τ appartenant à T .

Candes et al⁶¹ démontre que si N est premier, Ω compris de 0 à $N-1$ et f supporté sur T suffisamment petit tel que :

$$|T| \leq \frac{1}{2} |\Omega| \quad (4.17)$$

Alors une solution unique existe à la reconstruction de f par \hat{f} et Ω .

L'application du compressed sensing au très bas champ

Dans notre approche, il a été décidé de penser notre système d'acquisition sur l'acquisition parcimonieuse. Connaissant la perte de signal à très bas champ et dans le but d'avoir une résolution de 2mm et des acquisitions courtes, il a rapidement été décidé dans le projet d'échantillonner

partiellement l'espace des k .

Comme présenté précédemment, l'acquisition d'un volume de 200mm de côté par une séquence radiale *stack of stars* avec une iso résolution de 2mm et un TR de 300ms, donne un temps d'acquisition de 80 min. En visant un temps d'acquisition total de 5 à 10 minutes, cela représente un facteur d'accélération minimal de 6 pour les acquisitions radiales.

Ces ordres de grandeur supposent également que l'on ne suréchantillonne ni ne moyenne le signal, ce qui peut s'avérer nécessaire si le SNR est trop faible.

Voici des images acquises avec 200 points par trajectoire, une résolution de 2mm par point, pour 25, 50 et 100 trajectoires, sur une bande passante de 4kHz (Figure 4.10). Le capteur monovoie ovale est employé. Les images sont suréchantillonnées par un facteur 2 :

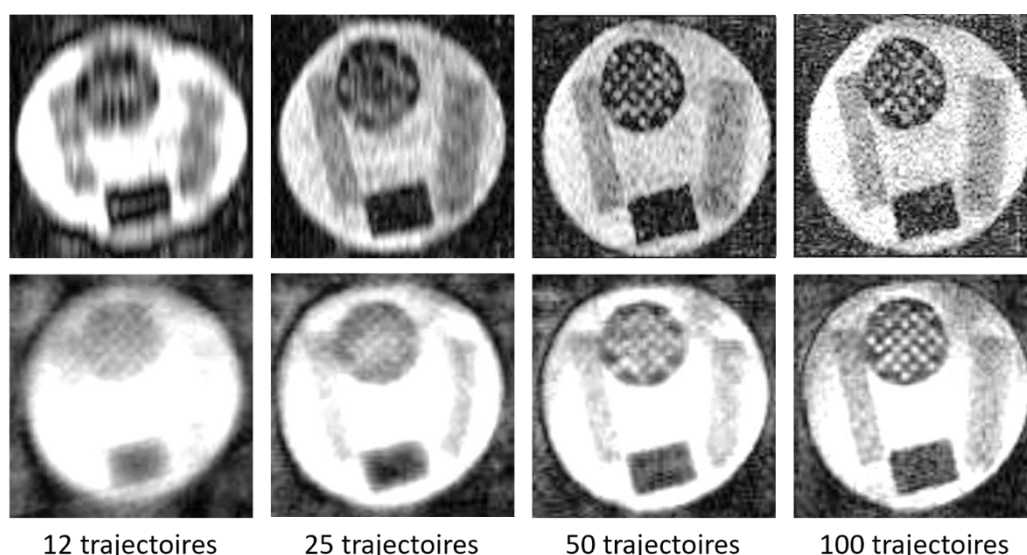


Figure 4.10 : Comparaison entre les images produites avec la séquence d'écho de spin et radiale, pour différent nombres de trajectoires.

Le seul intérêt de ces comparaisons est qualitatif. En effet, la séquences SE perd en résolution avec le nombre de trajectoires qui décroît. Les propriétés des images produites ne sont alors plus équivalentes ; la résolution de la séquence radiale ne dépend que du nombre de point acquis en lecture. Cela explique les différences d'intensité des images. Dans la séquence d'écho de spin tel qu'elle est implémentée, l'espace des k est échantillonné avec un pas identique en lecture et en phase. Autrement dit, les trajectoires sont regroupées au centre de l'espace des k et la somme temporelle des gradients le long d'une est plus faible que si le plan était échantillonné avec des pas différents, inversement proportionnels au nombre de trajectoire. Les acquisitions radiales possèdent des artefacts de sous échantillonnage sous forme de raies radiales typiques de ces acquisitions, le critère de Nyquist est

loin d'être atteint. En effet, pour 200 points le long d'une acquisition, le critère de Nyquist serait atteint pour 314 trajectoires. Les deux jeux d'images possèdent des déformations, dues aux inhomogénéités de champs.

Des simulations ont été réalisées par Karim Messaoudene lors de son stage⁶². Ce travail consiste à appliquer une DFT sur une image créée, puis d'échantillonner le domaine de Fourier obtenu selon deux paramètres variants : le type d'échantillonnage et le nombre de trajectoire. Les résultats après DFT inverse sont présentés dans la figure suivante (*Figure 4.11*) :

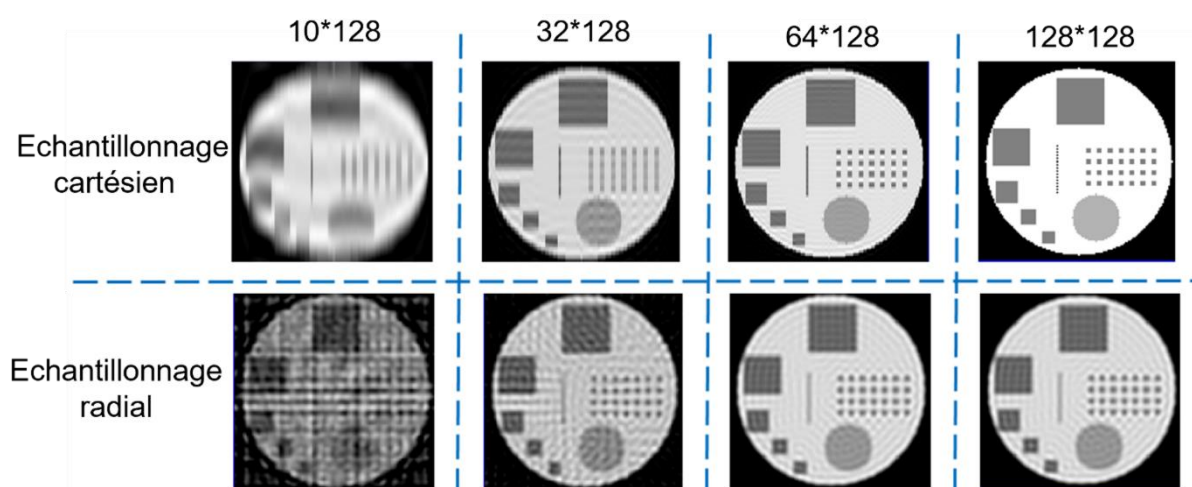


Figure 4.11 : Les résultats pour trois échantillonnages : cartésien et radial, avec 10, 32, 64 et 128 trajectoires. On note que l'échantillonnage cartésien propose dès 10 trajectoires une forme globale, et que les trajectoires radiales possèdent des artefacts mais montrent des détails plus définis. A partir de 32 trajectoires, l'échantillonnage radial, bien qu'avec des artefacts inhérents, offrent des détails mieux résolus que l'échantillonnage cartésien. On retiendra qu'au-delà de 64 trajectoires, l'échantillonnage cartésien est plus homogène que les trajectoires non cartésiennes. Cela montre que dans le cadre de simulation, un échantillonnage moindre profite aux acquisitions non cartésiennes du fait du suréchantillonnage au centre. A l'inverse, l'échantillonnage cartésien, puisque plus homogène, a un meilleur rendu pour un haut nombre de trajectoire.

Le tableau suivant récapitule les séquences vues, leurs bénéfices et leurs contraintes :

Séquences	Bénéfices	Contraintes
Cartésienne	Robuste	Temps: nombre de trajectoire élevé
Radiale	Temps: Suréchantillonnage du centre → nombre de trajectoire faible	Sensible aux erreurs d'encodage
bSSFP	Fort SNR par unité de temps	Contraste mixte
Sélection de tranche	Inter laçage des trajectoires	Gradients forts
SPARKLING	Couverture optimisée de l'espace des k	Connaissance précise des gradients

Tableau 4.1 : Récapitulatif des bénéfices et des contraintes des séquences abordées.

4.3 Les reconstructions

4.3.1 Les reconstructions cartésiennes – La Transformée de Fourier uniforme

La Transformée de Fourier Discrète

La Transformée de Fourier Discrète (DFT) est la transformée qui permet d'accéder à la représentation fréquentielle d'un signal numérique temporel fini. C'est le pendant discret de la transformée de Fourier. On définit la DFT dans \mathbb{C}^N selon :

$$\begin{aligned} \mathcal{F} f &= \hat{f}: \mathbb{C}^N \rightarrow \mathbb{C}^N \\ \hat{f}(\omega) &= \sum_{t=0}^{N-1} f(t) e^{-\frac{2\pi i \omega t}{N}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Et sa formule d'inversion :

$$f(t) = \frac{1}{N} \sum_{\omega=0}^{N-1} \hat{f}(\omega) e^{\frac{2\pi i \omega t}{N}} \quad (4.19)$$

En règle générale, la DFT ne donnera de résultat correct que si le signal échantillonné respecte la règle de Shannon Nyquist (*cf. Le Compressed sensing*). Dans le cas contraire, il s'ensuivra une perte de signal lors de la reconstruction inverse (*Figure 4.12*).

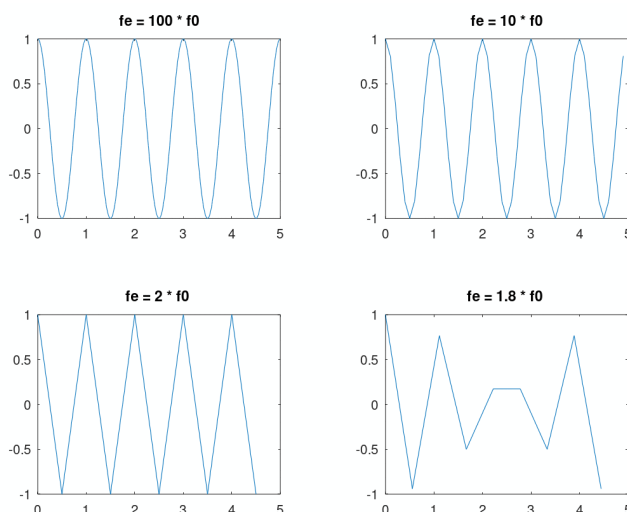


Figure 4.12 : Illustration du théorème de Shannon, avec la fréquence d'échantillonnage égal à $100f_0$, $10f_0$, $2f_0$ et $1.8f_0$. Bien que le signal se détériore jusqu'à $2f_0$, il sauvegarde son aspect cyclique, puisque chaque cycle garde à minima deux points, les extremums. En deçà de $2f_0$, il perd également sa période, voir en créé de nouvelle.

Tant que ce critère est respecté, la DFT est très robuste puisqu'elle prend en compte toutes les données sans interpolation pour la reconstruction. Le principal défaut de cette reconstruction provient de son long temps de traitement.

En effet la DFT calcule basiquement chaque point de sortie grâce à la formule ci-dessus, en balayant le long de toutes les données, menant à un coût en $O(N^2)$.

Bien que le temps de calcul dépende du coût mais aussi du matériel utilisé, la reconstruction d'un plan par DFT sur nos machines est de l'ordre de la minute, et de l'heure pour un volume.

Il existe cependant l'algorithme classique de Transformée de Fourier rapide (FFT). Ce type d'algorithme diminue grandement le temps de calcul, puisqu'il possède un coût en $O(N \log N)$ (Figure 4.13).

Ordre de grandeur du nombre d'opération logique

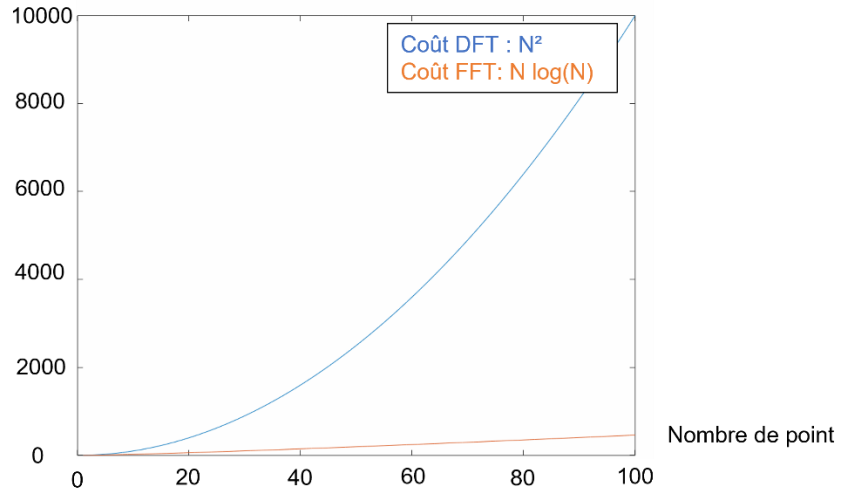


Figure 4.13 : Comparaison du coût entre les algorithmes de DFT (bleu) et de FFT (orange) pour 1 à 100 points.

La Transformée de Fourier Rapide (FFT)

Nous présentons ici l'algorithme de Cooley Tuckey⁶³ afin de donner une idée du type d'algorithme utilisé pour la FFT, bien que de nombreux autres soient maintenant implémentés et plus efficaces. Cet algorithme a d'ailleurs été inventé par Freidrich Gauss 1805 avant d'être redécouvert en 1965 par Cooley et Tuckey indépendamment.

L'idée derrière cet algorithme est de procéder à une DFT sur les indexes pairs, puis sur les index impairs. Les propriétés périodiques de la FFT permettent ensuite de réemployer les résultats précédemment calculés.

On exprime X la FFT du vecteur x en séparant les index pairs et impairs :

$$X_k = \sum_{t=0}^{N-1} x_{2t} e^{-\frac{2i\pi}{N}(2m)k} + x_{2t} e^{-\frac{2i\pi}{N}(2m+1)k} \quad (4.20)$$

Cela mène à la DFT des composantes paires et impaires du vecteur x , respectivement P et I :

$$X_k = P_k + e^{-\frac{2i\pi k}{N}} I_k \quad (4.21)$$

Du fait de l'exponentiel complexe qui est une fonction périodique, on peut déduire :

$$X_{k+\frac{N}{2}} = P_k - e^{-\frac{2i\pi}{N}k} I_k \quad (4.22)$$

D'après :

$$X_{k+\frac{N}{2}} = \sum_{t=0}^{\frac{N}{2}-1} x_{2t} e^{-\frac{2i\pi t(k+\frac{N}{2})}{N/2}} + e^{-\frac{2i\pi(k+\frac{N}{2})}{N}} \sum_{t=0}^{\frac{N}{2}-1} x_{2m+1} e^{\frac{2i\pi t(k+\frac{N}{2})}{N/2}} \quad (4.23)$$

Ces résultats intermédiaires sont ensuite réemployés pour calculer les valeurs en sorties des index supérieurs à $N/2$. Ce sont ces propriétés qui font de la FFT un algorithme bien plus rapide que la DFT.

Zero filling interpolation (ZIP)

Les méthodes de complétion par zéro, ou encore *zero padding* sont très usitées dans les applications RMN. Il s'agit d'ajouter des zéros avant et après les signaux dans le but d'améliorer le rendu visuel de la reconstruction.

Sans *zero padding*, la résolution et la précision sont les mêmes. Avec le *zero padding*, la résolution reste la même, mais la précision augmente, en augmentant artificiellement le nombre de point lors de la reconstruction. La somme se fait sur le même signal, mais la période N de la transformée devient $N+P$.

$$S(\omega) = \sum_{t=0}^{N+P-1} s(t) e^{-\frac{2i\pi\omega t}{N+P}} = \sum_{t=0}^{N-1} s(t) e^{-\frac{2i\pi\omega t}{N+P}} \quad (4.24)$$

Cela donne un aspect plus lissé à la courbe, puisqu'on possède plus de point pour décrire la même plage fréquentielle, l'apport est principalement esthétique. D'un point de vue plus technique, cela permet également d'atteindre un nombre de point en puissance de deux, qui est souvent requis pour les algorithmes de FFT.

Résultats

Dans le but de comparer des programmes simples de FFT et de DFT, quelques images ont été produites dans le cadre de cette thèse pour reconstruction. Ce sont des images cartésiennes de 8 tranches, 100 trajectoires et suréchantillonnées à 256 points, pour une résolution de $2*2*25\text{mm}$, réalisé avec le capteur ovale (*Figure 4.14*).

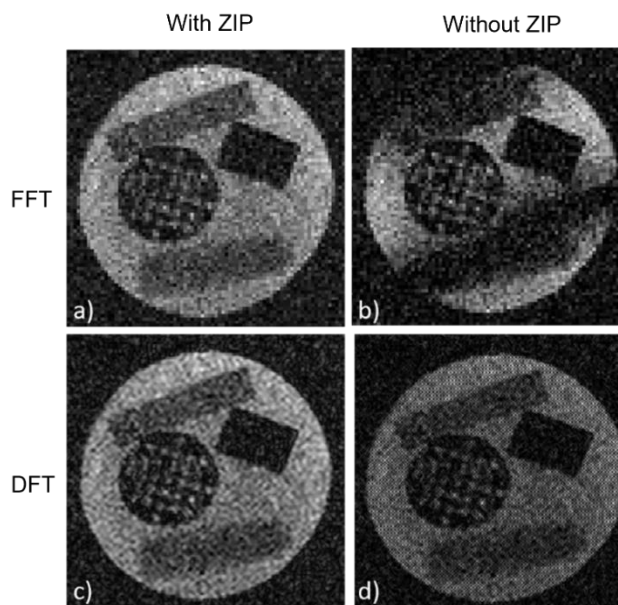


Figure 4.14 : Une acquisition reconstruite avec a) **FFT avec ZIP** (cf. *Zero filling interpolation (ZIP)*) b) **FFT sans ZIP** c) **DFT avec ZIP** d) **DFT sans ZIP**. Le ZIP, ou complétion par zéro, est fait sur 512 points. Outre le nombre de points, on retrouve un résultat similaire sur les deux DFT. Des artefacts apparaissent sur l'image reconstruite avec la FFT sans complétion de zéro. Néanmoins, dès lors que le ZIP est appliqué, ces artefacts disparaissent et l'image a une qualité similaire à celle reconstruite par DFT. Actuellement ces artefacts n'ont pas trouvé de sources. L'hypothèse avancée est celle d'une erreur de reconstruction.

4.3.2 Les reconstructions non cartésiennes

Le gridding

Le principe du *gridding* repose sur l'interpolation des points non échantillonnés sur une grille cartésienne pour se replacer dans un cadre où la FFT peut être employée. Cette technique a été inventé en 1985 par O'Sullivan¹⁴ en réponse à la reconstruction des projections radiales en tomographie. Il fallait alors un outil combinant la vitesse de la FFT et la possibilité de reconstruire des schémas radiaux comme le faisait la méthode de rétroprojection. Le *gridding* ira alors plus loin, puisqu'il généralise la reconstruction d'une image à partir de n'importe quelle acquisition non cartésienne.

Le *gridding* interpole les points sur une grille cartésienne grâce à un kernel, plus précisément un kernel de Kaiser Bessel, considéré comme optimal dans ce cas ⁶⁴ :

$$K_{kb}(d) = \begin{cases} \frac{1}{L} J_0(\beta \sqrt{1 - (2d/L)^2}) & |d| \leq L/2 \\ 0 & |d| > L/2 \end{cases}, \quad (4.25)$$

Avec L la taille du kernel, J_0 la fonction de Bessel modifiée au premier ordre, d la distance entre le point échantillonné et un point de la nouvelle grille ; et β le facteur de forme de la fenêtre de Bessel déterminé selon Beatty et al⁶⁵ :

$$\beta = \pi \sqrt{\frac{L^2}{\alpha^2} \left(\alpha - \frac{1}{2} \right)^2 - 0.8} \quad (4.26)$$

Où α est le rapport de suréchantillonnage, soit le rapport entre la taille de la grille interpolée et celle de l'image.

Ainsi, on balaie les points acquis, puis les points de la nouvelle grille compris dans la fenêtre sont calculés. Cela explique l'importance de la taille du kernel L . Plus L est grand, plus l'impact du point échantillonné sera pris en compte pour le calcul de points lointains ; ce qui augmente également le temps de calcul. Néanmoins de par la forme de la fenêtre de Bessel, l'apport qu'a un point lointain est rapidement négligeable face aux points proches.

Pour finir, pour des points non équidistants comme c'est le cas en imagerie radiale, chacun doit a priori être pondéré pour prendre en compte la densité spatiale de l'échantillonnage.

La Transformée de Fourier non uniforme (nFFT)

Il a été montré plus tôt que pour un maillage équidistant, l'algorithme habituel utilisé est la FFT, avec un coût de calcul $O(N^d \log N)$. La FFT suppose un maillage linéaire. Potts et al¹⁵ démontre qu'utiliser le même algorithme sans le prérequis d'un plan cartésien revient à élucider la nDFT (*Discrete Fourier Transform for Non equispaced data*) :

$$f(v_j) = \sum_{k \in I_N} f_k e^{-2i\pi x_k v_j} \quad (4.27)$$

Avec $I_N := \{k \in \mathbb{Z}^d : -\frac{N}{2} \leq k < \frac{N}{2}\}$ et $j \in I_M$.

Dans le cas d'un échantillonnage arbitraire, le coût pour résoudre la nDFT serait de $O(N^d M^d)$, un résultat bien trop coûteux dans le cadre d'une application usuelle.

Sont introduit alors le facteur de suréchantillonnage $\alpha > 1$ et $n = \alpha N$, ainsi que la fonction φ , série

convergente uniforme 1-periodique.

On approxime f par :

$$s_1(v) = \sum_{l \in I_n} g_l \varphi \left(v - \frac{l}{n} \right) \quad (4.28)$$

On introduit à présent les coefficients de Fourier \hat{g}_k et c_k :

$$\hat{g}_k = \sum_{l \in I_n} g_l e^{2i\pi kl/n} \quad (4.29)$$

$$c_k(\varphi) = \int_{\Pi^d} \varphi(v) e^{2i\pi vk} dv \quad (4.30)$$

Le but ici est de remonter à g_k et c_k pour approximer f_k . Si c_k est suffisamment petit et non nul, alors on a :

$$g_k = \begin{cases} f_k / c_k(\varphi) & k \in I_N \\ 0 & k \in I_n / I_N \end{cases} \quad (4.31)$$

On fait le lien avec (4.26) en passant s_1 dans le domaine fréquentiel :

$$s_1(v) = \sum_{k \in I_n} \hat{g}_l c_{kj}(\varphi) e^{-2i\pi vk} \quad (4.32)$$

Grâce à la FFT réduite inverse faite sur αN points, on peut calculer \hat{g}_l . Si φ peut être approximé par une fonction 1-periodique ψ , tel que $\psi \cap \Pi^d \subseteq \frac{2m}{n} \Pi^d$ ($2m \ll n$).

$$f(w_j) \approx s_1(w_j) = \sum_{l \in I_{n,m}} g_l \psi \left(w_j - \frac{l}{n} \right) \quad (4.33)$$

Cela mène à un algorithme de coût $O((\alpha N)^d \log(\alpha N))$.

La reconstruction en 3D

Lors de l'acquisition de volume, deux approches sont utilisées, déterminant le type de reconstruction à employer. D'une part, l'acquisition 3D du plan de Fourier, ou les trois dimensions sont présentes.

Cette approche mènera obligatoirement à une reconstruction 3D, particulièrement longue.

D'autre part, l'acquisition peut se faire par plan, dit $n2D$, qui peut être reconstruit par la reconstruction 2D de chaque plan, suivi d'une reconstruction le long du dernier axe. Cela est moins coûteux en termes de temps mais apporte de nouveaux inconvénients, tel que des artefacts dû à l'échantillonnage sous forme de fenêtre de Dirichlet de cet axe. Notons que l'acquisition $n2D$ est un cas particulier du 3D, il est donc aussi possible d'utiliser la reconstruction 3D.

4.3.3 Comparaison entre les reconstructions

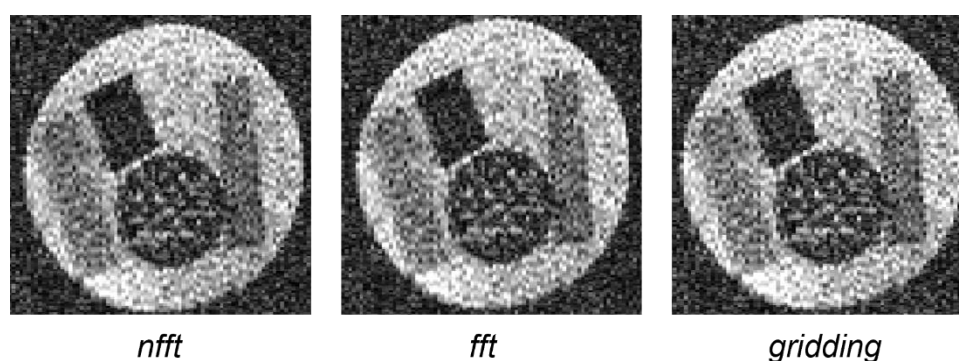


Figure 4.15 : Les images sont obtenus avec une séquence d'écho de spin ($TR=310ms$, $TE=50ms$) de 100points et 100 trajectoires. Les reconstructions par nFFT et *gridding* sont produites à l'aide de la bibliothèque nFFT⁶⁶. La reconstruction par FFT est faite via la bibliothèque d'octave (Package : octave). Tous les traitements sont produits sous octave. A ce niveau, aucune différence n'est décelée entre les reconstructions. L'hypothèse faite est que le SNR et/ou la résolution de nos images est trop faible pour qu'une différence de la part de la méthode de reconstruction puisse être observée.

4.4 L'acquisition parallèle

L'acquisition parallèle est apparue en réponse au phénomène d'aliasing, apparaissant sur des acquisitions accélérées sous échantillonnées. Le principe élémentaire de l'acquisition parallèle est l'utilisation de plusieurs capteurs indépendants, plus sensibles sur une zone restreinte. A savoir que le SNR de l'imagerie parallèle est inférieur au SNR d'une séquence comparable non parallèle. Pour résumer, l'acquisition parallèle est plus courte, mais plus bruitée :

$$SNR_{parallel} = \frac{SNR}{g\sqrt{R}} \quad (4.34)$$

Avec R le facteur d'accélération, \sqrt{R} représentant la perte de signal résultante du moindre nombre de donnée acquise. Théoriquement, le temps d'acquisition décroît en R , tandis que le SNR décroît en $\frac{1}{\sqrt{R}}$. Le facteur g est le facteur géométrique donné pour chaque voxel, qui regroupe le nombre et la localisation des bobines, les interactions patient/bobine, la coupe et la direction d'encodage dans cette coupe et la localisation du voxel. Ce facteur est également appelé facteur d'amplification du bruit. Ce facteur se retrouve également pour les algorithmes de reconstruction parallèle, SENSE et GRAPPA notamment. Le facteur g_{SENSE} est directement relié à la sensibilité des bobines, tandis que g_{GRAPPA} est dérivé des pondérations GRAPPA calculées. Bien que peu comparable entre eux, g_{GRAPPA} et g_{SENSE} s'approchent du facteur g des bobines utilisées.

Lors d'une acquisition cartésienne sous échantillonnée en phase sur un échantillon plus grand que le volume du FOV, un phénomène d'aliasing est très probable. Comme évoqué précédemment, cela signifie que des artefacts de repliement risque de survenir et dégrader la qualité de l'image. L'utilisation de plusieurs capteurs peut parer à ce problème. Chaque capteur apportant une nouvelle information de localisation, associée aux signaux, cela permet de s'affranchir des artefacts de repliements.

Des algorithmes spécifiques ainsi que des informations sur la sensibilité des capteurs sont requis afin de reconstruire les données issues d'acquisition parallèle. On peut classer ces algorithmes par ceux agissant directement sur les données de l'espace des k , et ceux traitant chaque voie séparément dans l'espace réel après reconstruction avant de les combiner. Les algorithmes classiques sont décrits ici (GRAPPA, SENSE, combinaison circulaire, $rSOS$), en plus d'une méthode hybride ; cette dernière, la combinaison circulaire et la méthode $rSOS$ ont été implémentées. Le tableau suivant donne un récapitulatif du travail réalisé développé par la suite sur l'acquisition parallèle du point de vue logiciel :

	Combinaison parallèle	Calibrage
Espace des k	Combinaison circulaire + rephasage	Carte de déphasage
	GRAPPA	ACS (Auto Calibration Signals)
Espace réel	rSoS	/
	Méthode hybride	Carte de sensibilité
	SENSE	Carte de sensibilité

Implémenté
Non implémenté
En cours

Tableau 4.2 : Récapitulatif sur les méthodes de reconstruction parallèles.

4.4.1 Combinaison dans l'espace des k

La somme circulaire des signaux

Le principe est ici de faire la somme des signaux rephasés à zéro pour chaque capteur (*Figure 4.16*). Lorsqu'on utilise un seul capteur, on ne capte qu'une composante linéaire de l'aimantation de l'échantillon, la composante perpendiculaire au plan de la bobine de captation. En utilisant plusieurs capteurs, il est possible d'échantillonner le signal circulaire tel qu'il est émis. Cela n'est possible que par la géométrie cylindrique de l'antenne multivoie.

Partant de cette idée, le signal de chaque bobine doit être rephasé sur une bobine de référence, afin que tous puissent être sommés en un seul jeu de donnée, puis reconstruit.

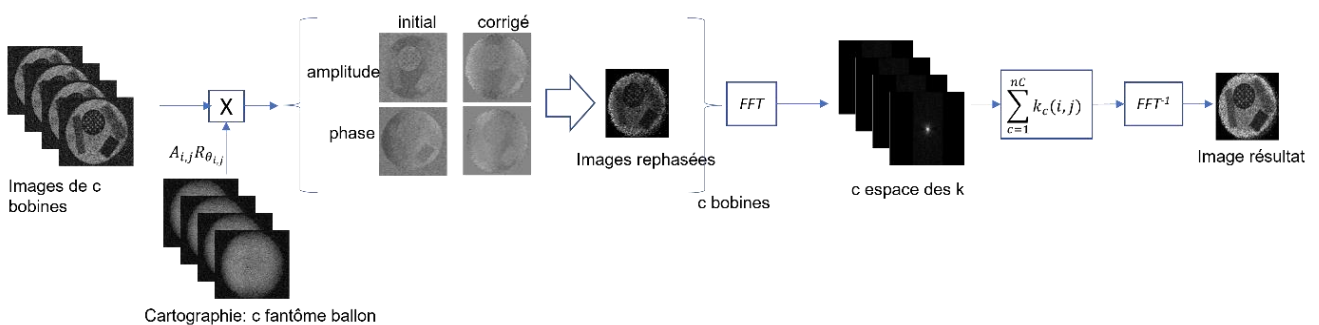


Figure 4.16 : Schéma récapitulatif du processus de combinaison par combinaison circulaire.

A noter que les images produites sont complexes, puis visualisées en module. Cette méthode requiert

l'acquisition d'une carte de phase / amplitude sur le FOV désiré. Au contraire de l'IRM haut champ où la susceptibilité magnétique des tissus rend le système échantillon-dépendant, le très bas champ permet l'acquisition de cette carte plus directe sur un fantôme homogène de la taille du FOV. Cette carte représente alors les déphasages liés au champ B_0 et à la sensibilité du capteur lui-même, déphasages qui seront partagés par toutes les images acquises par une même séquence. Pour l'image d'un fantôme homogène, on décide arbitrairement de normaliser l'amplitude à 1 et la phase à 0. Cela revient à déterminer une constante A et une matrice de rotation R pour chaque point. La correction s'applique ensuite sur l'image produite I_0 pour obtenir l'image corrigée I_1 :

$$I1_{n,m} = \begin{bmatrix} z1_{n,m} \\ \phi1_{n,m} \end{bmatrix} = R_{n,m} I0_{n,m} = \frac{1}{A_{n,m}} \begin{bmatrix} \cos \theta_{n,m} & -\sin \theta_{n,m} \\ \sin \theta_{n,m} & \cos \theta_{n,m} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} z0_{n,m} \\ \phi0_{n,m} \end{bmatrix} \quad (4.35)$$

Comme annoncé, les couplages trop importants entre bobines font que cette méthode n'a pas donné de résultats vraiment significatifs.

GRAPPA (Generalized Autocalibrating Partially Parallel Acquisition)

Dans le cadre du sous échantillonnage, le but de la méthode GRAPPA⁶⁷ est de simuler les données de l'espace des k n'ayant pas été acquises, avant de reconstruire l'image. Cela requiert un jeu de données additionnel, une acquisition à plus basse résolution appelée *ACS Auto-Calibration Signals*. Un noyau de taille choisie parcourt ces données et est utilisé pour calculer les pondérations dite GRAPPA. Ces pondérations sont ensuite appliquées sur les données sous échantillonnées pour remplir les données manquantes. Etant donné que le noyau GRAPPA est créé à partir de données acquises par chaque bobine, leur sensibilité intervient indirectement, bien qu'une carte ne soit pas requise. Cela fait partie des avantages de la méthode GRAPPA : elle est robuste aux régions contenant peu de signal et sujettes aux mouvements du patient. Elle peut également diminuer les artefacts dans le cas d'*aliasing*, et possède un certain nombre de paramètres, qui permettent une certaine flexibilité face à tout type de séquence.

En général, les données simulées s'approchent des vraies données en augmentant la taille de l'ACS, en contrepartie du temps d'acquisition qui augmente également. De même, augmenter la taille du noyau augmente à tendance à améliorer la fiabilité du processus, jusqu'à ce qu'il devienne trop grand par rapport à l'ACS et manque d'occurrence pour l'estimation des points.

4.4.2 Combinaison dans le plan image

Combinaison par méthode des root Sum of Square (rSoS)

Si on suit les papiers fondateurs de l'acquisition parallèle de Roemeur, on retient que la combinaison d'images acquise par un réseau de capteur trouve un optimum de SNR pour :

$$P = \lambda \mathbf{p}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{b} \quad (4.36)$$

Avec P un pixel de coordonnées x , y et z , λ une constante d'échelle, \mathbf{p} le vecteur contenant la valeur du pixel pour les c bobines, \mathbf{R}^{-1} la matrice de bruit inverse et \mathbf{b} le champ transverse au point x , y et z . Roemeur et al autorise l'approximation de remplacer \mathbf{b} par \mathbf{p}^{*68} , le conjugué de la valeur du pixel. Cela mène finalement à ce que chaque pixel soit la racine carrée de la somme des carrés des valeurs de pixel de chaque bobine :

$$P = \sqrt{\mathbf{p}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{p}^*} \quad (4.37)$$

L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle n'introduit pas de pondération fonction de la localisation des bobines, donc le bruit et les artefacts sont potentiellement partagés. De fait, il est conseillé d'appliquer des méthodes de *prewhitening* ou de découplage afin de diminuer voire d'annuler les résistances mutuelles. Elle ne requiert cependant pas de carte de sensibilité ni de connaissance a priori sur les bobines de réception, ce qui en fait un outil pratique dans un premier temps.

SENSE

La méthode SENSE est une méthode de reconstruction parallèle dans le plan image prenant en compte la sensibilité de chaque capteur, développé par Pruessmann et al en 1999⁶⁹.

La méthode SENSE emploie la carte de sensibilité de chaque capteur pour éviter les artefacts d'aliasing dus au sous échantillonnage. Ces cartes de sensibilité sont produites en faisant une première image basse résolution du patient. Ces images sont ensuite normalisées, filtrées et seuillées pour obtenir la carte de sensibilité. Lors d'une acquisition parallèle où le facteur d'accélération est R , on peut tabler sur un FOV de $\text{FOV}_{\text{pleine échelle}}/R$.

On peut simuler l'effet de la sensibilité du capteur sur un pixel P , tel que :

$$I_c = P S_c \quad (4.38)$$

Avec I le pixel de l'image reconstruite avec aliasing, résultante de la matrice de sensibilité S et de l'objet P , pour c bobines. I et S sont connus, il est alors aisé de remonter à P , commun à toutes les bobines. L'idée derrière le SENSE et cette équation est d'utiliser le phénomène d'aliasing et le FOV restreint pour reconstruire la totalité de l'image grâce aux différents « point de vue » des capteurs. Chaque image apportera également « deux points de vue », l'image « réelle » et « l'image-aliasing », donc un pixel de l'image acquise donnera une information sur deux pixels différents P_1 et P_2 , tel que :

$$I_c = P_1 S_{c,P_1} + P_2 S_{c,P_2} \quad (4.39)$$

Pour chaque pixel, cela donne un système de c équations, pour deux inconnues.

Néanmoins, plus les bobines sont décorrélés, plus les artefacts d'aliasing seront simples à éviter après combinaison par SENSE. En effet, un artefact d'aliasing qui se répercute sur plusieurs bobines par couplage peut intervenir dans une zone de sensibilité d'une bobine, et donc rester apparent.

Ainsi, une solution n'est possible que s'il y a plus de valeurs connus que de valeurs inconnues. De même, la valeur maximum d'accélération ne peut être plus haut que le nombre de capteur. Le principal inconvénient de la méthode SENSE vient du fait qu'elle requiert une carte de sensibilité de très bonne qualité. En découle le défaut suivant à haut champ, la sensibilité est patient-dépendant à cause du phénomène de susceptibilité magnétique. Ainsi, si le patient bouge, la sensibilité change également et la carte n'est plus aussi correcte. Pour finir, aux endroits de signaux faibles, la carte de sensibilité est difficile à évaluer.

Notre méthode

Notre méthode d'imagerie emploie le capteur quatre voies décrit précédemment et s'inspire de la méthode SENSE par l'utilisation de la sensibilité du capteur, et de la méthode *rSOS* par la combinaison des capteurs ; elle est de plus effectuée dans l'espace réel. Elle a été créée dans le but de s'affranchir de la phase de calibration patient-dépendant en utilisant les propriétés du très bas champ en matière de susceptibilité magnétique. Notre méthode utilise une carte de sensibilité et les coordonnées relative de chaque capteur pour combiner les images en une seule. Nous en détaillons ici le processus.

Une carte de sensibilité de chaque capteur est produite (*Figure 4.17*). Une bobine non accordée dite « sonde » de 1,5cm de côté balaie une grille de 9*9 points et 21*21cm centrée sur chaque capteur,

émettant un signal quelconque. Cette technique est différente des méthodes de cartographie de champ, pour ce qu'elle n'utilise pas la RMN, mais uniquement la réception par le capteur d'un signal induit par la bobine sonde. L'amplitude du signal est relevée et nous donne la sensibilité du capteur en ce point. On interpole ensuite cette carte afin de l'adapter au FOV et au nombre de points acquis.

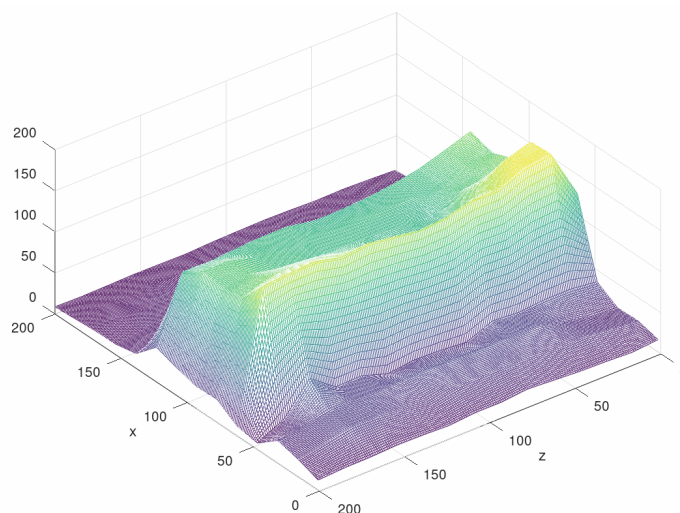


Figure 4.17: La carte de sensibilité d'un capteur rectangulaire de l'antenne quatre voies.

On obtient ainsi une carte de sensibilité pour chaque bobine, mais non relative à son placement. C'est pourquoi on calcule également les coordonnées de chaque point des quatre cartes dans un espace 3D commun (Figure 4.18). Ces coordonnées nous serviront par la suite à calculer une pondération de chaque pixel de l'image avec la distance à la bobine.

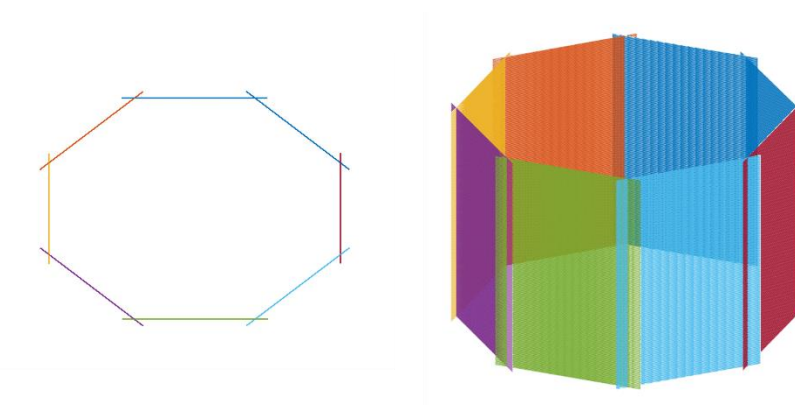


Figure 4.18 : Les coordonnées 3D des plans de sensibilité de l'antenne. Seuls quatre plans en quadrature sont utilisés.

Les images provenant des quatre capteurs sont reconstruites séparément. Les pixels sont pondérés par

chaque point de la carte de sensibilité et leur distance aux pixels (4.38). Les quatre images sont alors combinées par *rSoS*.

$$P_c = \frac{1}{M} I_c \sum_u^{n_U} \sum_v^{n_V} S_c(u, v) d_{u,v} \quad (4.40)$$

Avec P un pixel de la bobine c , M le nombre de point de la matrice de sensibilité, I l'image reconstruite, S la matrice de sensibilité et d la distance entre le point (u, v) de la matrice de sensibilité et le point I .

Plusieurs problématiques nous ont freinés dans la mise en place de cette solution. Le plus critique, la carte de sensibilité telle qu'elle a été établie ici ne prends pas en compte le couplage aux autres capteurs. Etant donné qu'il persiste un couplage, quel que soit la configuration, la matrice de sensibilité ne devrait pas ressembler à ce qu'elle est. Une nouvelle matrice aurait dû être faite avec les quatre capteurs mis en place, néanmoins la difficulté de mise en œuvre présenté plus haut (couplage, faible SNR) et le fait qu'un capteur une voie nous apporte une bien meilleure qualité d'image nous a fait arrêter l'aspect parallèle. Néanmoins il pourra être repris et réapprofondi une fois l'IRM mieux maîtrisé.

4.4.3 Résultats

Les deux méthodes de combinaisons entièrement implémentés (Tableau 4.2) sont la combinaison circulaire des signaux et *rSOS* (Figure 4.19). Le capteur employé est le capteur deux voies (cf. 3.5 *Le capteur deux voies volumiques*, p.96)

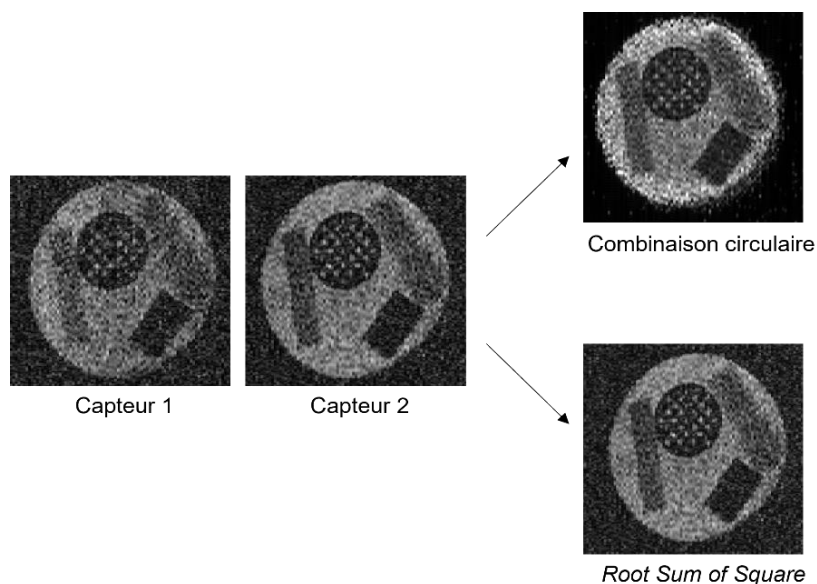


Figure 4.19 : Les images produites par le capteur deux voies, reconstruite par CC et rSoS. Bien qu'ayant un meilleur SNR, on remarque que l'image produite par le procédé CC est moins homogène. On peut penser que cela est dû au couplage entre les bobines, et à l'erreur ajoutée par un plus grand nombre d'image utilisées pour la reconstruction (les images de l'échantillon ainsi que les images du fantôme, utilisées comme carte d'amplitude/phase).

4.5 Les traitements

4.5.1 Les corrections

La correction lorentzienne

Nous avons précédemment présenté la correction en phase et amplitude de la bobine quatre voies (*cf. La somme circulaire des signaux*, p.132) grâce à un fantôme de calibration et une matrice de rotation calculée en chaque point. Cette méthode prend également en compte le phénomène de résonance des voies, qui induit un biais de magnitude pour une bande passante de la bobine de réception trop étroite (avec un Q trop grand) comparé au FOV. Pour une acquisition cartésienne, cela se traduira dans l'image par une bande d'intensité supérieure centrée le long de la phase ; le bruit et le signal sont augmentés. Une autre alternative pour éviter ce désagrément est d'utiliser un ajustement lorentzien pour approximer l'effet de la résonance. Pour rappel, la résonance suit une fonction Lorentzienne de forme :

$$L(t) = \frac{\frac{2}{\pi\Gamma}}{1 + \left(\frac{x-x_0}{\frac{\Gamma}{2}}\right)^2} \quad (4.41)$$

$$L_0 = \frac{2}{\pi\Gamma}$$

Pour une courbe Lorentzienne centrée en x_0 de largeur Γ . Les paramètres d'échelle, d'amplitude et de largeur sont ajustés à la réponse de notre capteur (*Figure 4.20*).

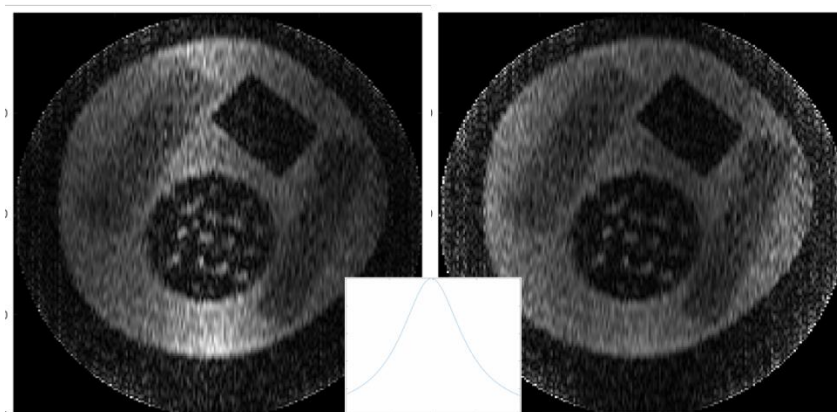


Figure 4.20 : Les images sont acquises avec une séquence d'écho de spin non suréchantillonnée de 75 trajectoires. Les 200 points en lecture sont acquis en 50ms, la bande passante d'acquisition est donc de 4kHz. La largeur de la résonance de notre capteur est de 2.5kHz. L'échantillon est plus large que la résonance et sans correction on obtient à gauche une raie centrale en hypersignal correspondant à la largeur de résonance du capteur. A droite, on a appliqué un fit lorentzien 1D (au centre) adapté à la résonance du capteur sur l'image. La raie de la résonance est fortement atténuée, les inhomogénéités d'intensité étant plutôt dues à la géométrie du capteur ovale.

Le noise prewhitening

Lors d'une acquisition parallèle par une antenne multi-capteur, chaque bobine apporte de l'information ainsi que du bruit. Le but de la méthode de débruitage présentée ici, le *noise prewhitening*^{44,45} tente d'éliminer le bruit partagé par les bobines à l'aide de leur matrice de covariance de bruit.

Le bruit de chaque bobine peut être considéré comme une variable aléatoire possédant une certaine distribution. En IRM, on utilise la matrice de covariance du bruit des bobines pour décrire cette distribution. Elle l'illustre via le bruit corrélé entre les paires de bobines, la diagonale fait donc apparaître l'autocorrélation du bruit de chaque capteur.

Ainsi idéalement, la matrice de bruit est une matrice proportionnelle à la matrice identité. Chaque

capteur possède alors une autocorrélation de 1, et la covariance entre chaque est à 0, modélisant donc un système où aucun bruit n'est partagé. En pratique ça n'est pas le cas, mais on cherche à s'en rapprocher grâce à la méthode dites de *prewhitening* décrite ci-après.

La matrice appliquée aux données complexes pour les débruiter les données est appelée matrice de décorrélation. On cherche à ce qu'elle soit le plus proche possible de la matrice identité. On veut ainsi obtenir une matrice triangulaire basse ou haute V , tel que :

$$C_y = V V^t \quad (4.42)$$

Pour cela on utilise une décomposition dite de Cholesky qui requiert C_y la matrice de corrélation symétrique et définie positive. Pour construire C_y , on mesure la matrice de corrélation de l'antenne. Cela se fait simplement en faisant une acquisition sans impulsion. Partant de cette carte du bruit complexe, il suffit d'en faire la matrice de corrélation en les multipliant :

$$C_y = \frac{1}{M} C x_{N_c, M} C x_{N_c, M}^T \quad (4.43)$$

Avec Cx la carte de bruit de M point et N_c capteurs.

L'utilisation de méthode de *noise prewhitening* est contrindiquée dans le cas où un ou plusieurs capteurs possèderaient des écarts de bruits trop importants. Ce bruit ne serait a priori pas corrélé, et cela aurait pour effet de rehausser le bruit des autres capteurs (*Figure 4.21*). Néanmoins dans ce cas, le *prewhitening* peut être utilisé pour détecter une voie (bobine ou préamplificateur) défectueuse.

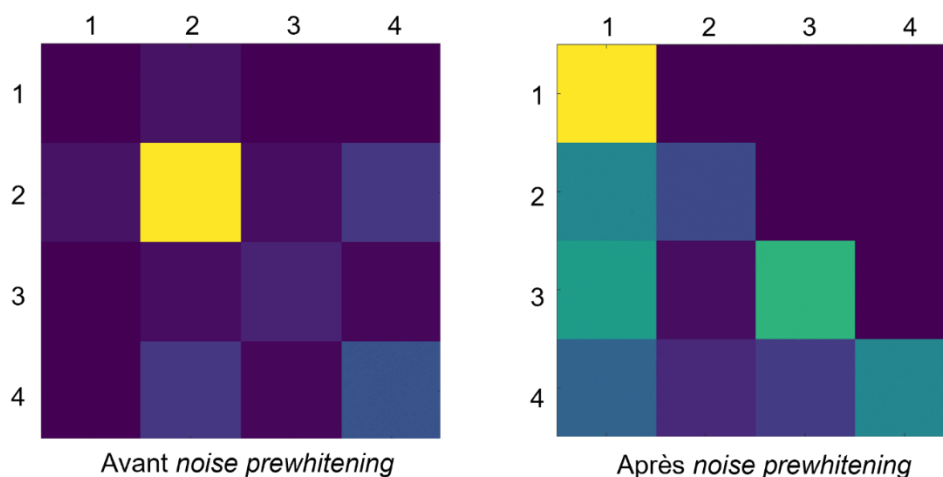


Figure 4.21 : Les matrices de bruit de l'antenne quatre voies avant et après *prewhitening*. Dans notre cas, on remarque un fort bruit sur la bobine 2 (en jaune), qui se répercute après correction sur le reste du système. C'est l'exemple évident d'un préamplificateur défaillant détecté par cette méthode, il ne faut cependant pas travailler avec les données post traitement.

4.6 Conclusion

Un certain nombre de traitements provenant du haut champ ont été implémentés. Cela a permis d'avoir une première idée de la pertinence de chacun des aspects d'acquisition et de reconstruction. Du point de vue des séquences, il a bien été observé lors des modélisations (Figure 4.11) qu'un plus faible nombre de trajectoire profitait aux trajectoires non cartésiennes, ce qui s'explique par le suréchantillonnage du centre. Elles sont cependant plus sensibles aux erreurs d'encodage, et si les gradients externes ne sont pas suffisamment bien connus et corrigés. Cela explique que dans la pratique, les séquences non cartésiennes ne soient significativement pas meilleures pour un faible nombre de trajectoires (Figure 4.10).

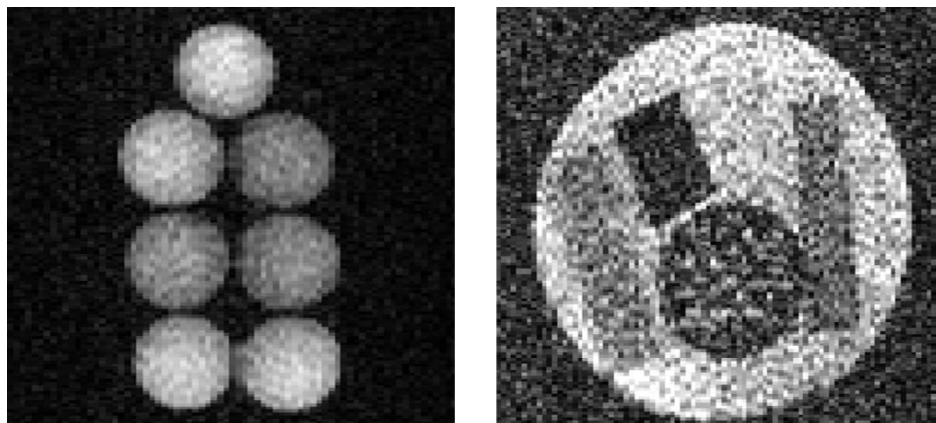
Une autre avancée non évoquée ici, sera d'implémenter une méthode d'optimisation de couverture de l'espace des k de type SPARKLING. Cela va être fait en collaboration avec Philippe Ciuciu et Alexandre Vignaux de Neurospin. Au niveau hardware, cela demande une très grande fidélité des gradients qui nous a demandé de modifier le spectromètre.

Les reconstructions (*gridding*, *FFT*, *DFT*) employées donnent des résultats comparables. Cela s'explique notamment car les différences entre algorithmes de reconstructions sont a priori trop minimes comparés à la qualité d'image atteinte avec un faible SNR et les déformations présentes. Comme vu dans le chapitre 3, l'utilisation de réseau de capteurs surfaciques, et a fortiori de l'acquisition parallèle n'est pas pertinente actuellement. Néanmoins, deux capteurs volumiques

semblent être une configuration intéressante. Actuellement, la combinaison *rSoS* a montré des résultats satisfaisants, au même titre que la méthode de combinaison circulaire qui demandera tout de même à être éprouvée plus en détails.

Au vu de ce qui a été implémenté, des difficultés et des résultats obtenus, il s'avère que peu de ce qui a été déployé du haut champ n'est pertinent tel quel à très bas champ, et demande à être repensé et adapté.

5 Résultats



Dans ce chapitre nous exposons les résultats acquis grâce à un certain nombre de méthodes présentées précédemment. Nous nous pencherons plus spécialement sur les temps de relaxation, via la cartographie de fantôme. Nous présenterons également des images de sélection de coupe réalisées sur fantôme.

5.1 Mesures de temps de relaxation

Comme vu précédemment, les temps de relaxation T1 et T2 varient entre le haut et le bas champ. Les premiers tests réalisés, présentés ci-dessous vont dans ce sens, avant de prochaines études plus poussées pour approfondir d'éventuels de nouveaux contrastes.

Le fantôme « prématuré »

Un fantôme a été réalisé pour la mesure de temps de relaxation et la mise en avant des contrastes. Ce fantôme est appelé fantôme « prématuré » par sa forme et sa taille, faite pour le test de capteur pour grand prématuré. Ce fantôme est composé de sept balles de tennis de table de 4cm de diamètre. Pour mesurer les temps de relaxation, les balles possèdent des concentrations de NiCl différentes : 1, 1.6 et 3g/L (Figure 5.1).

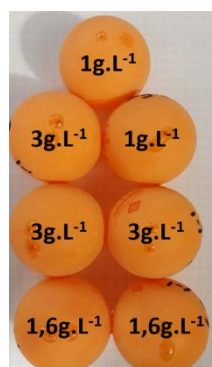


Figure 5.1: Le fantôme « prématuré » contenant de l'eau dopée à différentes concentrations (inscrites sur le fantôme).

5.1.1 La séquence d'Inversion-Récupération

La séquence d'inversion récupération est utilisée pour la mesure de T1 (Figure 5.2) ; rappelons que cette dernière est l'aimantation longitudinale qui se trouve dans l'axe de B_0 . Elle a été l'une des premières séquences à être utilisée en IRM.

Elle consiste à appliquer une première impulsion à π suivie par un écho de spin ($\frac{\pi}{2} - \pi$) après un temps T1. La première impulsion fait basculer l'aimantation de Mz_0 à $-Mz_0$. En faisant varier T1, on peut ainsi balayer l'arc de cercle entre ces deux aimantations, soit l'aimantation longitudinale fonction de T1. Cette séquence a pour avantage de croiser l'aimantation nulle et donc de déterminer de manière précise le T1, l'aimantation nulle correspondant à 50% de la repousse.

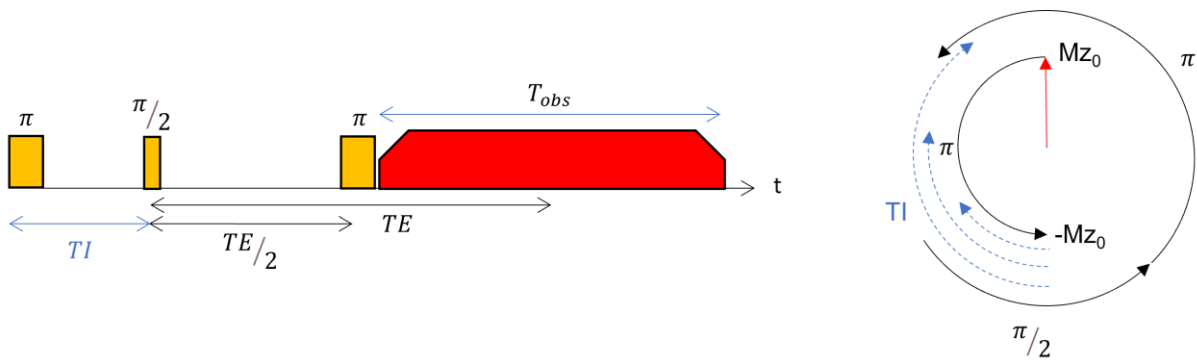


Figure 5.2: Chronogramme de la séquence d'inversion-récupération et le schéma de l'aimantation d'un spin correspondant.

Cette méthode peut être employée en imagerie (Figure 5.3), notamment dans les séquences de type *fatsat*, où il est possible d'annuler un tissu ayant un T1 donné (généralement l'eau ou la graisse). Il suffit d'acquérir une séquence d'inversion récupération avec un TI égal à 50% du T1 du tissu à supprimer. Cette séquence possède néanmoins l'inconvénient d'être longue puisqu'elle requiert une impulsion à 180° suivi d'un certain temps pour chaque acquisition, et possède ainsi un SAR élevé par les multiples impulsions. Ce dernier point n'est pas du tout gênant à bas champ.

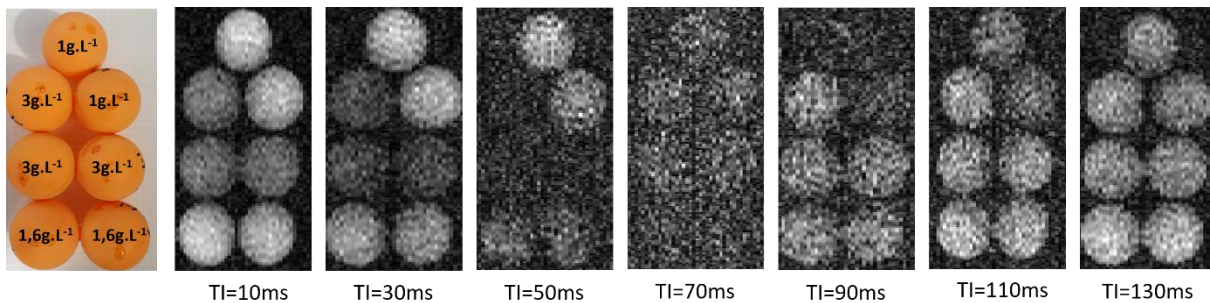


Figure 5.3 : Des images prises sur le fantôme « prématuré », à l'aide d'une séquence d'écho de spin avec 200points et 100 trajectoires. Le TR est suffisamment long (510ms) pour que l'aimantation revienne à son état d'équilibre entre chaque acquisition, et le TE est de 40ms. On remarque l'annulation du signal de la solution à 3g/L entre 20 et 40ms, puis celle du 1.6g/L autour de 40ms, et enfin l'annulation du 1g/L entre 60 et 80ms.

5.1.2 La séquence multi-écho

Pour estimer la constante T2 d'échantillons, une méthode commune consiste à utiliser l'approche multi-écho. Il s'agit d'une séquence d'écho de spin, suivie par un enchaînement d'impulsions de refocalisation. Ces multiples impulsions refocalisent les spins se déphasant au cours du temps selon

l'exponentielle $e^{-\frac{t}{T_2}}$; l'écho acquis à chaque itération décroît donc de la même manière (Figure 5.4). Pour nos expériences à très bas champ, nous ferons l'hypothèse que $T_2^*=T_2$.

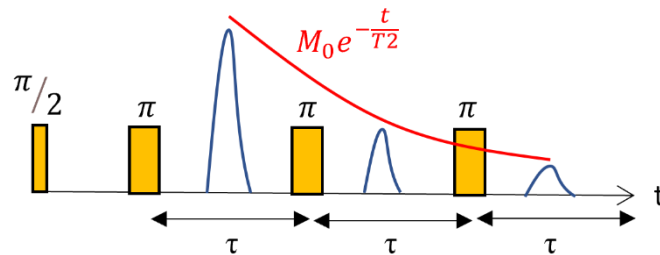


Figure 5.4 : Chronogramme de la séquence multi-écho.

Etant donné nos très faibles signaux, il nous est impossible de faire plus de trois échos. Par conséquent, la solution est de faire des acquisitions à différents TE, tout en gardant un TR long. En faisant varier le TE, on obtient un signal proportionnel à la décroissance du T2 (Figure 5.5).

Le TR long garantit que tous les spins aient fini de relaxer et évite que la relaxation longitudinale n'interfère.

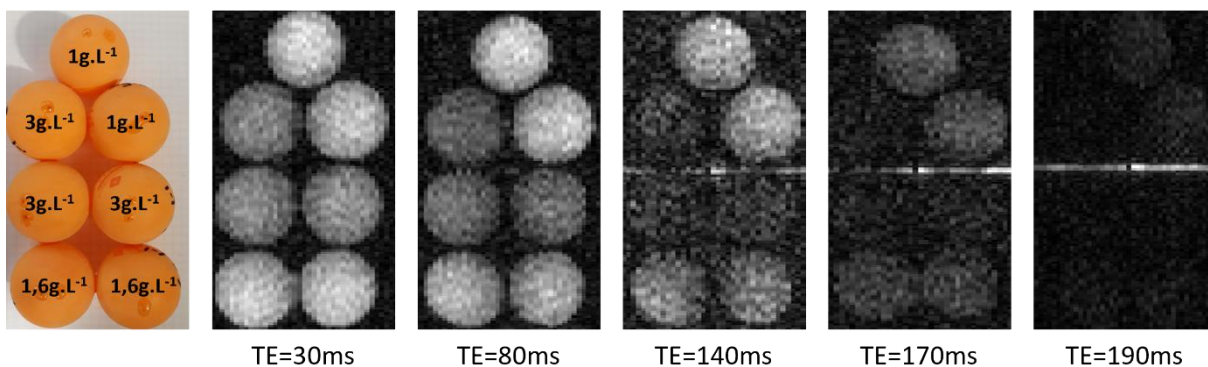


Figure 5.5 : Images réalisées sur le fantôme « prématuré » à différents TE, à l'aide d'une séquence d'écho de spin avec 200points et 100 trajectoires. Le TR est de 510ms. On peut voir les balles de différentes concentrations s'annuler au fur et à mesure que leurs spins déphasent avec le TE.

5.2 Cartographie des temps de relaxation

Des solutions d'eau dopée à 1g/L, 1.6g/L et 3g/L sont produites. Les mesures de T1 et T2 propres de chacune des solutions sont réalisées. Dans cette expérience, on fait la mesure d'un FID sur une bouteille remplie d'une solution homogène de concentration donnée. Tout le volume est excité. Pour

exemple, voici les courbes de T1 et T2 de la solution à 3g/L (Figure 5.6).

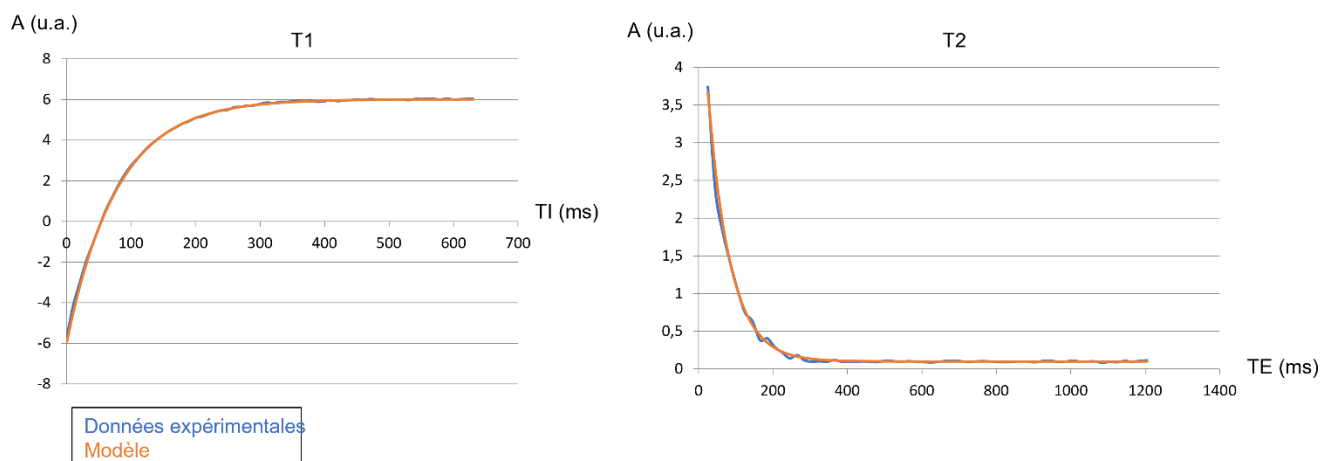


Figure 5.6 : Les mesures de T1 et T2 pour l'échantillon d'eau dopée à 3g/L. Le T1 est de 78ms et le T2 est de 60ms

Ces mesures sont reportées dans le tableau suivant :

	T1	T2
1g/L	210ms	140ms
1.6g/L	135ms	100ms
3g/L	78ms	60ms

Tableau 5.7 : Les mesures propres des T1 et T2 en fonction de la concentration de l'eau dopée en NiCl.

Ces valeurs sont à comparer avec les cartes de T1 et T2 obtenues sur le fantôme « prématuré », présentées ci-dessous (Figure 5.7).

Une fois les jeux de données obtenus en 5.1.1. et 5.1.2., il est possible de calculer la constante T1 et T2 en chaque pixel. En résulte deux images de cartographie T1 et T2 (Figure 5.7).

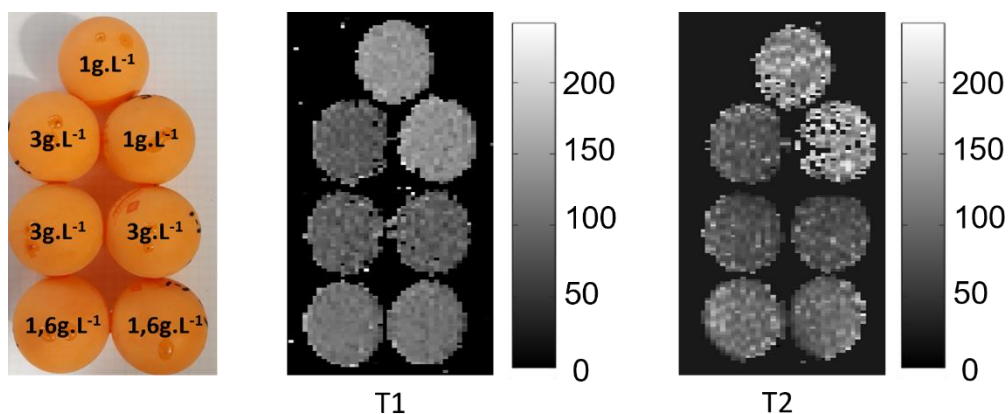


Figure 5.7: Les cartographies T1 et T2 réalisées sur le fantôme de « prématuré », grâce aux mesures précédemment exposées (Figure 5.3 et Figure 5.5). L'échelle est en milliseconde. Bien que les incertitudes d'intensité lié à la reconstruction ne permettent pas une mesure exacte, les valeurs semblent cohérentes avec les valeurs propres relevées dans le Tableau 5.1.

5.3 Mise en place de la sélection de coupe

Suite à l'installation de la nouvelle bobine de gradient z, il a été possible de mettre en place une première expérience de sélection de coupe ; elle consiste à réaliser l'acquisition d'une tranche à la fois (Figure 5.8). L'acquisition de plusieurs tranches par impulsion sélective demande de pouvoir contrôler le champ, ce qui n'a pas été mis en place jusqu'alors.

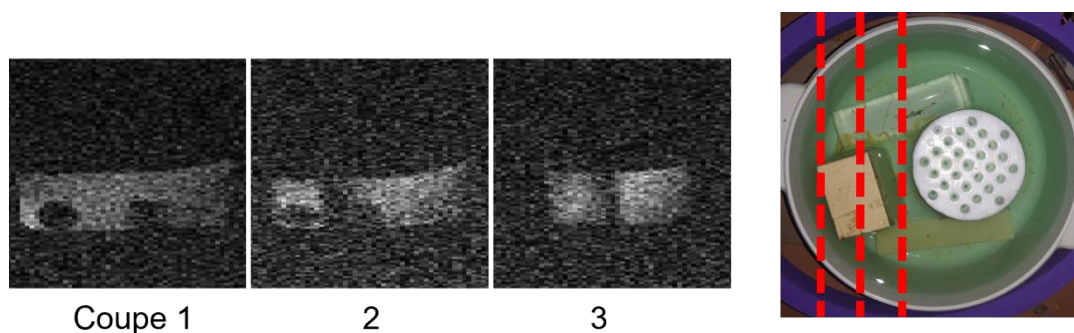


Figure 5.8 : Trois coupes obtenues par impulsion sélective de type soft pulse, à partir du séquence d'écho de spin avec 200 points et 30 trajectoires, le déplacement est manuel. Faire varier la position de la coupe grâce à la fréquence d'impulsion nous est impossible si nous voulons rester dans la bande passante du capteur, qui est de l'ordre de quelques kilohertz. L'épaisseur des coupes est de 2cm pour des pixels (3.5*3.5)mm. A droite, la position estimée des coupes sur le fantôme.

Cela nous a amené à dessiner un gradient Z plus forts (cf. 2.1.2. Les gradients, p.66) afin de garder des impulsions de l'ordre de quelques millisecondes. Réciproquement, les images actuellement

réalisées ¹² utilise des tranches de 8 à 20mm.

Pour exemple, en émettant une impulsion de 10ms, le gradient à appliquer pour exciter une épaisseur de 2mm est de 7.5mT/m. Le gradient est donc de l'ordre du champ principal, ce qui explique les déformations présentes en bord de FOV.

Voici en comparaison des images obtenues avec le double encodage de phase (*Figure 5.9*) :

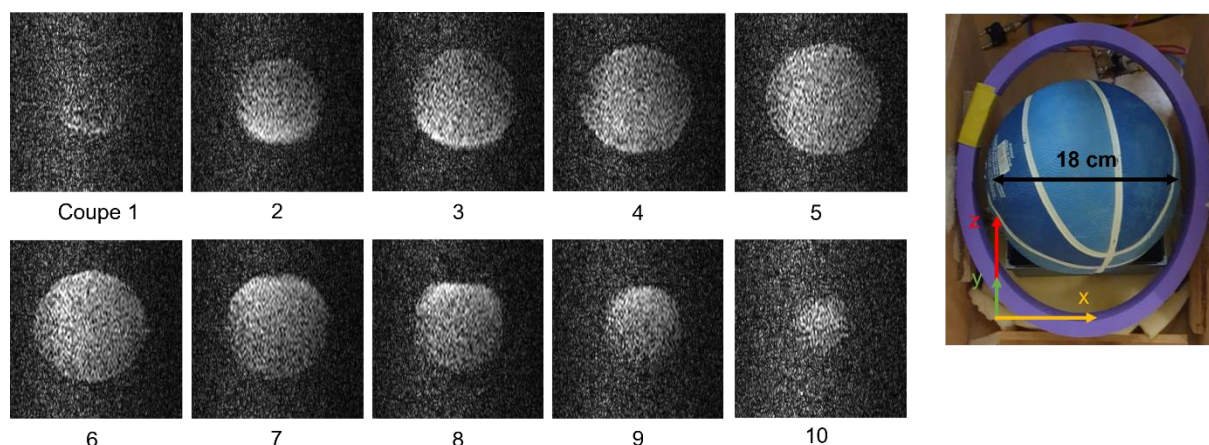


Figure 5.9 : 10 coupes XZ obtenues par double encodage de phase sur un ballon de 18 cm de diamètre rempli d'eau dopée NiCl. La séquence utilisée est un écho de spin (TR=310ms, TE=50ms) de 200 points et 100 trajectoires. L'épaisseur des coupes est de 2cm pour une résolution dans le plan de $2*3\text{mm}^2$. Les coupes sont faites le long de y, de bas en haut. On peut remarquer un hypersignal en bas de l'image qui décroît en s'approchant de l'image médiane, puis le même hypersignal en haut de l'image sur les images suivantes. Cela s'explique par la proximité de la bobine, qui est plus proche devant le ballon en bas, et derrière le ballon en haut.

5.4 Conclusion

Contributions

Les résultats proposés ici donnent une idée du stade atteint sur l'IRM à très bas champ. Ces données restent cependant les prémisses des différents domaines pouvant être explorés à très bas champ. Des premières mesures de relaxométrie ont été produites sur fantôme par inversion-récupération (T1) et écho de spin (T2), ainsi que des cartes de T1 et T2.

La sélection de coupe devra être mieux optimisée. Les gradients à appliquer ainsi que la forme des impulsions sont encore mal maîtrisés, et le nouveau spectromètre permettra d'avoir un meilleur

contrôle et moins d'incertitude sur les séquences. Le développement de séquence 3D avec sélection de coupe reste à implémenter, du point de vue de la séquence et de la commande du champ.

Conclusion et perspectives

Ces trois années m'ont permis de monter, faire évoluer et tester un système d'IRM pour l'imagerie du cerveau. Après une période de montage et d'installation, je me suis particulièrement penché sur les aspects liés à la reconstruction d'images, à la géométrie des antennes de réception pour essayer de gagner en signal sur bruit. Le but de cette conclusion est de synthétiser les points importants et les améliorations qu'il faudra conduire pour approcher cet IRM d'un usage clinique.

De manière générale, l'IRM est mieux compris qu'en début de thèse. Tous les aspects de l'IRM ont été étudiés menant à présent à une vue d'ensemble dégagée sur les points critiques sur lesquels travailler. Il apparaît évident que la suite du travail sera d'améliorer la reproductibilité des expériences du système, ce qui m'a fait défaut durant cette thèse. En premier lieu sont en cause la stabilité des alimentations du champ principal, les capteurs dont les connaissances sont à approfondir et les préamplificateurs faits en interne. En effet, le travail avec une majeure partie des éléments fait en interne apporte une grande liberté d'action, en contrepartie d'un certain temps de conception. Tous ces éléments nous ont demandé un temps considérable de recherche de causes d'erreurs et de séparation entre des effets inhérents au bas champ et des effets dus à l'imperfection des champs, des gradients ou des alimentations.

Le champ principal

L'homogénéité du champ principal a été mesurée, puis améliorée en passant d'une configuration de Maxwell à trois bobines vers une configuration de Garrett à trois paires de bobines. Comparé au haut champ où les calculs de configuration de bobines avec leurs tolérances permettent de bien rendre compte de l'homogénéité finale, à très bas champ, les inhomogénéités créées par les déformations des champs environnants deviennent importantes.

L'homogénéité actuelle d'environ 50ppm sur notre FOV (20cm) est loin des 10ppm modélisés sur 30cm pour notre jeu de bobines, et une source métallique créant un gradient de champ située sous la pièce à Neurospin en est la source. Les gradients statiques appliqués éliminent partiellement cette source, qui sans correction ferait chuter notre inhomogénéité de l'ordre de 1000ppm.

Une solution est l'utilisation de bobines de shim non linéaires, comme cela est déjà utilisé dans les IRM haut champ ; une autre solution serait de prévoir dans la pièce un écrantage en μ -métal sous forme de cage qui annulerait ces inhomogénéités.

Dans une perspective d'IRM portable à très bas champ, ce paramètre est très important à prendre en

compte. Il soulève notamment la question du champ à 10mT. Ce champ est un peu la limite de bobines à air ouverte. Utiliser des bobines à air ouvertes permettent de faire des systèmes peu contraignants mais 10ppm de 10mT correspondent à 100nT et donc sont typiquement la taille des fluctuations magnétiques que l'on peut observer dans un bâtiment non spécialement blindé.

Un autre potentiel de progression sur le champ principal est la stabilité des alimentations. Sur les trois utilisées pour les trois paires de bobines, une alimentation est récente et très stable mais bruyante d'un point de vue sonore, tandis que les deux autres, choisies pour leur absence de bruit se sont avérées moins stables.

Les Capteurs

Bien que la stratégie derrière les capteurs soit restée celle des capteurs accordés, les recherches qui ont été effectuées permettent pour la suite de mieux connaître les paramètres importants dans leur développement. Les premières antennes étaient simplement fonctionnelles : des solénoïdes peu adaptés à l'imagerie du cerveau. La chaîne de mesure de l'antenne au préamplificateur est maintenant optimisée, en termes de SNR, d'impédance et de découplage à la radiofréquence. Le design des capteurs a également été pensé pour l'imagerie du cerveau, et deux antennes multivoies ont été produites, l'une à base de capteurs surfaciques, l'autre à partir de capteurs volumiques. C'est ce dernier modèle qui s'approche le plus de l'antenne choisie pour les premiers tests in vivo. Il reste toutefois à optimiser la forme, comme par exemple, celle utilisée par M. Saraccanie²⁵ mais avec une géométrie adaptée à notre configuration de champ.

Une limite actuelle de nos antennes est le couplage entre les différentes bobines de réception. Si l'option de l'acquisition parallèle se confirme, il s'avérera utile d'approfondir de nouvelles méthodes de découplage utilisables à très bas champ.

Les antennes accordées, qui ont déjà des facteurs de qualité important pourraient toutefois être améliorées. En comprenant bien l'effet de proximité, on pourrait gagner un facteur peut-être 5 là-dessus.

Comme nous l'avons vu, il faudrait pourtant gagner au moins un facteur 10 et peut-être 100 sur la détectivité des détecteurs être limité par le bruit du corps et tirer le mieux de l'IRM à très bas champ. Ce facteur est très important et sera déterminant pour l'application clinique de l'IRM à très bas champ. Les capteurs mixtes GMR/supraconducteurs arrivent aux mêmes performances que les bobines accordées actuelles. Comparé au capteur accordé, il serait possible de gagner un facteur 10 en sensibilité en utilisant un capteur mixte GMR optimisé.

La prochaine génération de capteur sera les capteurs mixte TMR/supraconducteurs qui permettront

peut-être de gagner ce facteur 5 manquant.

Il sera toutefois important de déterminer le bruit du corps, celui-ci n'ayant jamais été mesuré dans ces champs. Cela donnera la limite actuelle de cette modalité d'IRM.

Gradients

Pour finir avec la partie physique, les performances du spectromètre ont été accrues pour permettre d'avoir un meilleur contrôle des séquences jouées. La linéarité du gradient Z (colinéaire à B_0) a également été revue à la hausse. Deux solutions ont été envisagées afin de tester la fidélité des gradients. La première serait d'utiliser une séquence de caractérisation des gradients de type GIRF⁷⁰, et la seconde de mettre en place une technique à base de capteurs magnétiques.

Séquences

Au début de ce travail, une acquisition se résumait à l'application de gradients constants fonction du FOV à balayer ; des acquisitions cartésiennes donc, reconstruites par FFT. A présent, les coordonnées à échantillonner dans l'espace des k sont calculées en fonction des paramètres d'acquisition, avant de les traduire en gradients à appliquer. Ce système permet le développement de nouvelles séquences plus poussées. En plus de l'écho de spin, l'écho de gradient et l'acquisition radiale ont été implémentés et testés. Pour cette dernière, des méthodes de reconstruction adaptées à l'acquisition non linéaire ont dû être étudiées, notamment avec la nFFT. De plus, des solutions de combinaison pour l'acquisition parallèle ont été implémentées, tel que *rSoS* et *SENSE*. Cela a également permis de s'en inspirer pour développer nos propres méthodes, l'une basée sur la composante circulaire du signal, l'autre sur la matrice de sensibilité des capteurs. Des techniques de débruitage et de correction ont été implémentées. La dernière avancée faite sur l'IRM à très bas champ est la sélection de tranche. Cette dernière demandera à être finalisée, notamment avec le contrôle du champ principal et l'acquisition de trajectoires sur plusieurs tranches simultanément, afin qu'elle soit efficace et utilisable dans le contexte du *in vivo*.

Installation à Neurospin

L'IRM a été déplacée et réinstallée à Neurospin en cours de thèse, avec une chambre blindée ad hoc dédiée afin de pouvoir faire des mesures sur des sujets. Cela nous a permis de mesurer le travail à réaliser pour s'implanter en environnement hospitalier avec les problèmes de refroidissement des bobines, des sources d'énergie, du bruit créé par les alimentations principales, de gradient et d'impulsions. Aujourd'hui les sources pour les gradients sont largement surdimensionnées par

rapport aux applications et il sera important d'avoir des systèmes plus compacts et non bruyants.

Au vu de toutes ces avancées, le SNR reste faible. Néanmoins, ce travail nous a permis de quantifier les leviers essentiels pour améliorer les images et de mieux maîtriser les limites de l'IRM à très bas champ.

Perspectives globales

Aujourd'hui, pour arriver à une image de $(2 \times 2 \times 2)$ mm sur 200mm et une bande passante de 4kHz, pondérée en T1 ou en T2, avec une séquence d'écho de spin de TE=30ms et un TR=100ms et des signaux moyennés 20fois, il faut un temps d'acquisition de 5h33min.

Les leviers sur lesquels nous pouvons jouer à court terme sont tout d'abord de mieux optimiser les bobines de volume. Elles apparaissent clairement plus adaptées au bas champ et nous savons maintenant dans quelle direction aller.

L'ajout de nouveaux équipements sur l'IRM permettra d'agrandir son champ de possibilités. Des gradients plus forts permettront des sélections de tranches plus fines et les expériences de diffusion. Une autre perspective sera d'utiliser un champ de prépolarisation. Avec un champ compris entre 20 et 50mT, notre gamme d'intérêt, il devrait être possible d'augmenter le signal entre deux et cinq fois avec un coût de l'ordre d'un facteur 2 en temps. Donc un gain en temps de 2 à 10 suivant le champ de polarisation.

Nous présentons maintenant deux solutions à plus long terme, car plus complexes à développer et à mettre en place. La première à explorer sera de remplacer les bobines accordées par des capteurs mixtes optimisés. La seconde est de développer les séquences orientées *compressed sensing* adaptées au très bas champ. Il s'agit des séquences SPARKLING développées à Neurospin^{11,71}. Ces dernières reposent sur un algorithme d'optimisation itératif, cherchant la répartition optimale des points sur l'espace des k à partir de fonctions d'attraction/répulsion entre les points le long de trajectoires classiques. Cet algorithme est à évaluer sur l'IRM à très bas champ, puisqu'il se base sur les caractéristiques de la machine, la valeur nominale du champ, la puissance maximale des gradients et leur temps de montée pour exemple. Il s'agit ensuite de reconstruire les données via des algorithmes non linéaires tel que FISTA⁷².

Solutions	Gain minimal en temps	Gain maximal en temps
Optimisation des antennes accordées	x4 : deux canaux volumiques optimisés en facteur de remplissage.	x8 : une réduction du bruit d'un facteur 2 par une optimisation des bobines.

Sélection de tranches intercalées	X3 : accélération avec 8 tranches/TR	X3 : d'accélération avec 8 tranches/TR
Mise en place de la prépolarisation	X4.5 avec un champ de 30mT. Gain d'un facteur 3 en signal Perte d'un facteur 2 en temps d'acquisition	X12.5 avec un champ de 50mT Gain d'un facteur 5 en signal Perte d'un facteur 2 en temps d'acquisition
Gain total en temps	54	200
Temps pour une image de 2x2x2mm	366s	99s
Temps pour une image de 3x3x3 mm	40s	10s

Tableau 1 : Récapitulatif des solutions à court terme.

Avec des solutions un peu plus lointaines :

Solutions	Gain en temps attendu
Capteurs mixtes hybrides	x10 : avec deux canaux volumiques optimisés en facteur de remplissage.
Sélection de tranches intercalées	x3 : d'accélération avec 10 tranches/TR
Prépolarisation	x8
Acquisition parcimonieuse	x5
Total de gain	1200
Temps pour une image de 2x2x2mm	16s
Temps pour une image de 3x3x3 mm	2s

Tableau 2 : Récapitulatif des solutions à long terme ajouté aux solutions à court terme.

Au-delà des limites que nous avons décrites, l'un des points sujet à discussion est la question de la résolution, moindre à celle du haut champ. Nous avons comme but une résolution de 2x2x2mm.

Si nous désirons augmenter cette résolution, elle est limitée par les gradients et leur temps d'application, ces deux derniers étant inversement proportionnels pour une résolution et un FOV

donné. En augmentant les gradients, le bruit est également augmenté et peuvent apparaître des champs concomitants, si les gradients deviennent non négligeables devant le champ principal. De plus, augmenter la résolution signifie aussi augmenter la bande passante d'acquisition, donc avoir à diminuer le facteur de qualité des capteurs, où le corriger numériquement ou par électronique. Cela reste possible puisque les champs sont généralement plus faciles à modéliser et corriger lorsqu'ils sont faibles. De même, des corrections de gradients via des méthodes GIRF⁷⁰, et des corrections de champ principal seront intéressantes à implémenter pour améliorer le SNR, diminuer la durée d'acquisition, voir augmenter la résolution.

Un autre point non résolu est la limite ultime de SNR qui est actuellement donnée par le bruit du corps. Arrivera-t-on en augmentant les performances des détecteurs à toucher cette limite et donc à devoir comme à haut champ partir vers des réseaux de capteurs plus denses et plus petits ?

L'installation à Neurospin ouvre sur des possibilités de recherche sur sujet, notamment avec des études sur les possibles nouveaux contrastes liés aux pondérations T1 / T2. En parallèle, un IRM très bas champ pour grand prématuré doit être installé à l'hôpital Robert Debré. Dans l'optique finale de détecter ischémie et hémorragie, il sera intéressant de développer les séquences de diffusion.

Enfin, une question aujourd'hui totalement ouverte sur l'IRM fonctionnelle est : Pourra-t-on détecter à très bas champ un signal relié à l'activité neuronale ? Le signal BOLD qui correspond à un changement de T2 est inexistant à bas champ. L'impact direct des courants neuronaux est trop faible pour pouvoir être détecté mais un changement de temps de relaxation local relié à l'activation de mouvements induits par l'activité électrique reste possible.

Bibliographie

1. 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;6(6):1778-1798. doi:10.3390/ijerph6061778
2. Bloom A, Mansir D. Measurement of nuclear induction relaxation times in weak magnetic fields. *Physical Review*. Published online 1954.
3. Lee SK, Mößle M, Myers W, et al. SQUID-detected MRI at 132 μ T with T1-weighted contrast established at 10 μ T–300 mT. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2005;53(1):9-14. doi:10.1002/mrm.20316
4. Herreros Q. Very Low Field Magnetic Resonance Imaging. :159.
5. Hallenga K, Koenig SH. Protein rotational relaxation as studied by solvent proton and deuteron magnetic relaxation. *Biochemistry*. 1976;15(19):4255-4264. doi:10.1021/bi00664a019
6. Busch S, Hatridge M, Mößle M, et al. Measurements of T1-relaxation in ex vivo prostate tissue at 132 μ T. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2012;67(4):1138-1145. doi:10.1002/mrm.24177
7. Espy M, Matlashov A, Volegov P. SQUID-detected ultra-low field MRI. *Journal of Magnetic Resonance*. 2013;229:127-141. doi:10.1016/j.jmr.2013.02.009
8. Hoult DI, Lauterbur PC. The sensitivity of the zeugmatographic experiment involving human samples. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*. 1979;34(2):425-433. doi:10.1016/0022-2364(79)90019-2
9. Mansfield P. Planar spin imaging by NMR. :6.
10. Mansfield P. Multi-planar image formation using NMR spin echoes. *J Phys C: Solid State Phys*. 1977;10(3):L55-L58. doi:10.1088/0022-3719/10/3/004
11. Lazarus C, Weiss P, Chauffert N, et al. SPARKLING: variable-density k-space filling curves for accelerated T2*-weighted MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2019;81(6):3643-3661. doi:10.1002/mrm.27678
12. Sarracanie M, Armstrong BD, Stockmann J, Rosen MS. High speed 3D overhauser-enhanced MRI using combined b-SSFP and compressed sensing: 3D OMRI Using b-SSFP and Compressed Sensing. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2014;71(2):735-745. doi:10.1002/mrm.24705
13. Gordon R, Herman G. Three-Dimensional Reconstruction from Projections: A Review of Algorithms. In: Bourne GH, Danielli JF, Jeon KW, eds. *International Review of Cytology*. Vol 38. Academic Press; 1974:111-151. doi:10.1016/S0074-7696(08)60925-0
14. O'Sullivan JD. A Fast Sinc Function Gridding Algorithm for Fourier Inversion in Computer Tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*. 1985;4(4):200-207. doi:10.1109/TMI.1985.4307723
15. Potts D, Steidl G, Tasche M. Fast Fourier transforms for nonuniformly sampled data: A tutorial.

16. Wang S, Su Z, Ying L, et al. ACCELERATING MAGNETIC RESONANCE IMAGING VIA DEEP LEARNING. *Proc IEEE Int Symp Biomed Imaging*. 2016;2016:514-517. doi:10.1109/ISBI.2016.7493320
17. Abragam A. *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford, Clarendon Press [1962]; 1962. Accessed May 7, 2021. <http://archive.org/details/principlesofnucl0000abra>
18. Mao XA, Ye CH. Understanding radiation damping in a simple way. *Concepts in Magnetic Resonance*. 1997;9(3):173-187. doi:https://doi.org/10.1002/(SICI)1099-0534(1997)9:3<173::AID-CMR4>3.0.CO;2-W
19. Mao X, Ye C. Line shapes of strongly radiation-damped nuclear magnetic resonance signals. *J Chem Phys*. 1993;99(10):7455-7462. doi:10.1063/1.465727
20. Mao X an, Guo J xin, Ye C hui. Radiation damping effects of transverse relaxation time measurements. *Chemical Physics Letters*. 1994;227(1):65-68. doi:10.1016/0009-2614(94)00817-5
21. Bernstein MA, Zhou XJ, Polzin JA, et al. Concomitant gradient terms in phase contrast MR: Analysis and correction. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1998;39(2):300-308. doi:10.1002/mrm.1910390218
22. Collins CM, Wang Z. Calculation of radiofrequency electromagnetic fields and their effects in MRI of human subjects: RF Field Calculations in MRI. *Magn Reson Med*. 2011;65(5):1470-1482. doi:10.1002/mrm.22845
23. Sepponen, Raimo E, Jorma T, Sivula, Arto. A. Low Field (0.02T) Nuclear Magnetic Resonance Imaging of the Brain. *Journal of Computer Assisted Tomography*. 1985;(9):237-241.
24. Macovski A, Conolly S. Novel approaches to low-cost MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1993;30(2):221-230. doi:10.1002/mrm.1910300211
25. Sarracanie M, LaPierre CD, Salameh N, Waddington DEJ, Witzel T, Rosen MS. Low-Cost High-Performance MRI. *Sci Rep*. 2015;5. doi:10.1038/srep15177
26. Matlashov A, Magnelind P, Newman S, et al. Multi-Channel SQUID-Based Ultra-Low Field Magnetic Resonance Imaging in Unshielded Environment. In: *2015 15th International Superconductive Electronics Conference (ISEC)*. ; 2015:1-3. doi:10.1109/ISEC.2015.7383473
27. Zotev VS, Matlashov AN, Volegov PL, Urbaitis AV, Espy MA, Kraus Jr RH. SQUID-based instrumentation for ultralow-field MRI. *Supercond Sci Technol*. 2007;20(11):S367-S373. doi:10.1088/0953-2048/20/11/S13
28. Cooley CZ, Stockmann JP, Armstrong BD, et al. Two-dimensional imaging in a lightweight portable MRI scanner without gradient coils. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2015;73(2):872-883. doi:10.1002/mrm.25147
29. Appelt S, Kühn H, Häsing FW, Blümich B. Chemical analysis by ultrahigh-resolution nuclear magnetic resonance in the Earth's magnetic field. *Nature Phys*. 2006;2(2):105-109. doi:10.1038/nphys211
30. Liao SH, Chen MJ, Yang HC, et al. A study of J-coupling spectroscopy using the Earth's field nuclear magnetic resonance inside a laboratory. *Review of Scientific Instruments*.

2010;81(10):104104. doi:10.1063/1.3498895

31. Savukov I, Karaulanov T. Anatomical MRI with an atomic magnetometer. *Journal of Magnetic Resonance*. 2013;231:39-45. doi:10.1016/j.jmr.2013.02.020
32. Permanent Magnet Pre-Polarization in Low Field MRI Measurements Using SQUID | Elsevier Enhanced Reader. doi:10.1016/j.phpro.2012.06.159
33. Vogel MW, Giorni A, Vegh V, Pellicer-Guridi R, Reutens DC. Rotatable Small Permanent Magnet Array for Ultra-Low Field Nuclear Magnetic Resonance Instrumentation: A Concept Study. *PLOS ONE*. 2016;11(6):e0157040. doi:10.1371/journal.pone.0157040
34. Fischer HW, Rinck PA, Haverbeke Y van, Muller RN. Nuclear relaxation of human brain gray and white matter: Analysis of field dependence and implications for MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1990;16(2):317-334. doi:https://doi.org/10.1002/mrm.1910160212
35. Fischer HW, Haverbeke YV, Schmitz-Feuerhake I, Muller RN. The uncommon longitudinal relaxation dispersion of human brain white matter. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1989;9(3):441-446. doi:10.1002/mrm.1910090319
36. Maxwell JC. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Oxford : Clarendon Press; 1873. Accessed June 16, 2021. <http://archive.org/details/electricandmagne01maxwrich>
37. 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
38. Wilken D, Suits BH. Improving magnetic field gradient coils for NMR imaging. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1989;22(8):565. doi:10.1088/0022-3735/22/8/007
39. Myers W, Slichter D, Hatridge M, et al. Calculated signal-to-noise ratio of MRI detected with SQUIDS and Faraday detectors in fields from 10 μ T to 1.5T. *Journal of Magnetic Resonance*. 2007;186(2):182-192. doi:10.1016/j.jmr.2007.02.007
40. Frass-Kriegel R, Hosseinezhadian S, Poirier-Quinot M, Laistler E, Ginefri JC. Multi-Loop Radio Frequency Coil Elements for Magnetic Resonance Imaging: Theory, Simulation, and Experimental Investigation. *Frontiers in Physics*. 2020;7:237. doi:10.3389/fphy.2019.00237
41. Carlson JW. An algorithm for NMR imaging reconstruction based on multiple RF receiver coils. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*. 1987;74(2):376-380. doi:10.1016/0022-2364(87)90348-9
42. Blaimer M, Breuer F, Mueller M, Heidemann RM, Griswold MA, Jakob PM. SMASH, SENSE, PILS, GRAPPA: How to Choose the Optimal Method. *Topics in Magnetic Resonance Imaging*. 2004;15(4):223-236. doi:10.1097/01.rmr.0000136558.09801.dd
43. Hamilton J, Franson D, Seiberlich N. Recent advances in parallel imaging for MRI. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*. 2017;101:71-95. doi:10.1016/j.pnmrs.2017.04.002
44. Hansen MS, Kellman P. Image reconstruction: An overview for clinicians: Reconstruction Overview for Clinicians. *J Magn Reson Imaging*. 2015;41(3):573-585. doi:10.1002/jmri.24687
45. Roemer PB, Edelstein WA, Hayes CE, Souza SP, Mueller OM. The NMR phased array. *Magn*

Reson Med. 1990;16(2):192-225. doi:10.1002/mrm.1910160203

46. Nacher PJ, Kumaragamage S, Tastevin G, Bidinosti CP. A fast MOSFET rf switch for low-field NMR and MRI. *Journal of Magnetic Resonance.* 2020;310:106638. doi:10.1016/j.jmr.2019.106638
47. Baibich MN, Broto JM, Fert A, et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Phys Rev Lett.* 1988;61(21):2472-2475. doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472
48. Dyvorne H. *Superconducting-Gant MagnetoResistive Mixed Sensors for Nclear Magnetic Resonance.*; 2009.
49. Haase A, Frahm J, Hanicke W, Matthaei D. ¹H NMR chemical shift selective (CHESS) imaging. *Phys Med Biol.* 1985;30(4):341-344. doi:10.1088/0031-9155/30/4/008
50. Rosen BR, Wedeen VJ, Brady TJ. Selective saturation NMR imaging. *J Comput Assist Tomogr.* 1984;8(5):813-818. doi:10.1097/00004728-198410000-00001
51. Bihan DL, Breton E, Lallemand D, Grenier P, Cabanis E, Laval-Jeantet M. MR imaging of intravoxel incoherent motions: application to diffusion and perfusion in neurologic disorders. *Radiology.* Published online November 1, 1986. doi:10.1148/radiology.161.2.3763909
52. Stejskal EO, Tanner JE. Spin Diffusion Measurements: Spin Echoes in the Presence of a Time-Dependent Field Gradient. *The Journal of Chemical Physics.* 1965;42(1):288-292. doi:10.1063/1.1695690
53. Carr HY. STEADY-STATE FREE PRECESSION IN NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE. *Physical Review (US) Superseded in part by Phys Rev A, Phys Rev B: Solid State, Phys Rev C, and Phys Rev D.* 1958;Vol: 112. doi:10.1103/PhysRev.112.1693
54. Freeman R, Hill HDW. Phase and intensity anomalies in fourier transform NMR. *Journal of Magnetic Resonance (1969).* 1971;4(3):366-383. doi:10.1016/0022-2364(71)90047-3
55. Brown RW, Cheng YCN, Haacke EM, Thompson MR, Venkatesan R. *Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design.* John Wiley & Sons; 2014.
56. Lauterbur P. Image Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance. *Nature.* Published online 1973. doi:10.1038/242190a0
57. Larson AC, White RD, Laub G, McVeigh ER, Li D, Simonetti OP. Self-gated cardiac cine MRI. *Magnetic Resonance in Medicine.* 2004;51(1):93-102. doi:10.1002/mrm.10664
58. Park JE, Choi YH, Cheon JE, et al. Three-Dimensional Radial VIBE Sequence for Contrast-Enhanced Brain Imaging: An Alternative for Reducing Motion Artifacts in Restless Children. *American Journal of Roentgenology.* 2018;210(4):876-882. doi:10.2214/AJR.17.18490
59. Donoho DL. Compressed sensing. *IEEE Transactions on Information Theory.* 2006;52(4):1289-1306. doi:10.1109/TIT.2006.871582
60. Bernstein MA, King KF, Zhou XJ. *Handbook of MRI Pulse Sequences.*; 2004. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-092861-3.X5000-6>
61. Candes EJ, Romberg J, Tao T. Robust uncertainty principles: exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information. *IEEE Trans Inform Theory.* 2006;52(2):489-509.

doi:10.1109/TIT.2005.862083

62. MESSAOUDENE K. *Reconstruction d'image Pour l'IRM à Très Bas Champ.*; 2021:36.
63. Cooley JW, Tukey JW. An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series. *Math Comp.* 1965;19(90):297-301. doi:10.1090/S0025-5718-1965-0178586-1
64. Trotier A. Nouvelles stratégies d'acquisitions non cartésiennes pour l'IRM cardiovasculaire du petit animal. :156.
65. Beatty PJ, Nishimura DG, Pauly JM. Rapid gridding reconstruction with a minimal oversampling ratio. *IEEE Transactions on Medical Imaging.* 2005;24(6):799-808. doi:10.1109/TMI.2005.848376
66. Knopp T, Kunis S, Potts D. A Note on the Iterative MRI Reconstruction from Nonuniform k - Space Data. *International Journal of Biomedical Imaging.* 2007;2007:1-9. doi:10.1155/2007/24727
67. Griswold MA, Jakob PM, Heidemann RM, et al. Generalized autocalibrating partially parallel acquisitions (GRAPPA). *Magnetic Resonance in Medicine.* 2002;47(6):1202-1210. doi:10.1002/mrm.10171
68. Edelstein WA, Glover GH, Hardy CJ, Redington RW. The intrinsic signal-to-noise ratio in NMR imaging. *Magnetic Resonance in Medicine.* 1986;3(4):604-618. doi:10.1002/mrm.1910030413
69. Pruessmann KP, Weiger M, Scheidegger MB, Boesiger P. SENSE: Sensitivity encoding for fast MRI. *Magnetic Resonance in Medicine.* 1999;42(5):952-962. doi:10.1002/(SICI)1522-2594(199911)42:5<952::AID-MRM16>3.0.CO;2-S
70. Vannesjo SJ, Haeberlin M, Kasper L, et al. Gradient system characterization by impulse response measurements with a dynamic field camera. *Magnetic Resonance in Medicine.* 2013;69(2):583-593. doi:10.1002/mrm.24263
71. Lazarus C, Weiss P, Vignaud A, Ciuciu P. An Empirical Study of the Maximum Degree of Undersampling in Compressed Sensing for T2*-weighted MRI. *Magnetic Resonance Imaging.* Published online 2018:1-31.
72. Huang J ping, Zhu L kuan, Wang L hui, Song W long. Compressed Sensing MRI Using Sparsity Averaging and FISTA. *Appl Magn Reson.* 2017;48(8):749-760. doi:10.1007/s00723-017-0910-0

Titre : Imagerie par Résonance Magnétique à très bas champ pour l'imagerie du cerveau

Mots clés : IRM, champs magnétiques faibles, dispositif médical, capteurs magnétiques, imagerie cérébrale

Résumé : Ces 40 dernières années, l'IRM a été l'une des grandes avancées en termes d'imagerie médicale. Elle repose sur le principe de résonance magnétique nucléaire et permet l'exploration des tissus mous, et plus spécifiquement du cerveau. Les dernières avancées ont permis d'améliorer la qualité d'image, notamment en augmentant le champ magnétique. L'IRM classique à haut champ possède un champ principal entre 1.5 et 7T. En plus des améliorations sur les bobines de champ magnétique, la recherche s'est également portée sur les séquences d'acquisitions. Cela a mené à des images mieux contrastées, acquises plus rapidement ou encore permettant l'observation de nouveaux biomarqueurs. Cependant un système IRM est coûteux, et demande une certaine complexité d'installation. C'est pourquoi la tendance du très voire ultra bas champ émerge depuis peu. Ces IRM ne requièrent pas d'aimant supraconducteur, peuvent être compacte et la faiblesse du champ permet d'accepter des patients usuellement exclus de l'IRM traditionnelle.

Cette thèse effectuée au LNO porte sur la conception et l'amélioration d'un IRM à 10mT. Par cette caractéristique, les principales contraintes sont un faible signal sur bruit, et par conséquent des temps d'acquisition potentiellement plus long mais un système totalement silencieux et relativement ouvert.

Dans cette thèse, une première partie est consacrée au système en mettant en évidence les différences fondamentales entre le très bas champ et le haut champ.

Cela couvre en particulier le champ principal, les bobines de gradients, les antennes, le bruit intrinsèque et environnant.

Nous avons essayé d'optimiser la réception du signal et testant en particulier la mise en place d'un système d'acquisition parallèle à deux et quatre capteurs sur l'IRM à très bas champ.

Un logiciel d'acquisition a été produit pour pouvoir créer des séquences plus complexes afin d'optimiser l'échantillonnage de l'espace de k. En plus de l'écho de spin cartésien, l'écho de gradient et l'acquisition radiale sont utilisées. Les résultats du compressed sensing sont discutés.

De même, un nouveau spectromètre est mis en place pour permettre un meilleur contrôle et une précision accrue des paramètres d'acquisition.

Les méthodes de reconstruction fft et nfft ont été implémentés à notre workflow pour les nouvelles séquences. De plus, des méthodes de combinaison pour l'acquisition parallèle ont été introduites, ainsi que des méthodes de débruitage post-acquisition

Les résultats sur la qualité d'image fonction des paramètres d'acquisition sont exposés. Des mesures préliminaires de temps de relaxation T1 et T2 sont effectuées, ainsi que des cartes T1 et T2. Toutes les mesures sont faites sur fantôme. En cours de thèse, l'IRM a été déplacé à Neurospin pour accéder aux protocoles cliniques.

Title : Very low field Magnetic Resonance Imaging for brain imaging

Keywords : MRI, very low field, biomedical device, magnetic sensor, brain imaging

Abstract : Over the past 40 years, MRI has been one of the great advances in medical imaging. It is based on the principle of nuclear magnetic resonance and allows the exploration of soft tissues, and more specifically the brain. The latest advances have improved image quality, particularly by increasing the magnetic field. The classical high field MRI has a main field between 1.5 and 7T. In addition to improvements in the magnetic field coils, research has also focused on the acquisition sequences. This has led to better contrasted images, acquired more rapidly or allowing the observation of new biomarkers. However, an MRI system is expensive and requires a certain complexity of installation. This is why the trend of very or ultra low field is emerging. These MRI systems do not require a superconducting magnet and can be compact and the low field strength allows to accept patients usually excluded from traditional MRI. This thesis carried out at the LNO focuses on the design and improvement of a 10mT MRI. By this characteristic, the main constraints are a low signal-to-noise ratio, and therefore potentially longer acquisition times but a totally silent and relatively open system. In this thesis, a first part is dedicated to the system by highlighting the fundamental differences between the very low field and the high field. This covers in particular the main field, the gradient coils, the antennas, the intrinsic and surrounding noise.

We tried to optimize the signal reception and tested in particular the implementation of a parallel acquisition system with two and four sensors on the very low field MRI.

An acquisition software has been produced to be able to create more complex sequences in order to optimize the k-space sampling. In addition to Cartesian spin echo, gradient echo and radial acquisition are used. The results of compressed sensing are discussed.

Also, a new spectrometer is implemented to allow a better control and accuracy of the acquisition parameters.

The fft and nfft reconstruction methods have been implemented in our workflow for the new sequences. In addition, combination methods for parallel acquisition have been introduced, as well as post-acquisition denoising methods.

Results on image quality as a function of acquisition parameters are presented. Preliminary measurements of T1 and T2 relaxation times are performed, as well as T1 and T2 maps. All measurements are made on phantom. During the thesis, the MRI was moved to Neurospin to access clinical protocols.