

**Antennes réseaux pour la transmission  
parallèle en IRM à ultra haut champ :  
conception, réalisation et stratégie de pilotage**

19 Septembre 2011

Thèse présentée par  
**Guillaume Ferrand**  
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Rapporteurs :  
Pierre-François van de Moortele  
Hervé Saint-Jalmes

Examineurs :  
Joël Mispelter  
Luc Darrasse  
Michel Luong  
Cyril Poupon  
Christoph Leussler



# Remerciements

Ces trois années de thèse se sont déroulées dans le Service Accélérateurs, Cryogénie Magnétisme (SACM) du Commissariat à l’Energie Atomique et aux Énergies Alternatives, en lien étroit avec les laboratoires de Neurospin. Je souhaite donc tout d’abord remercier Antoine Daël, chef de service au SACM, Denis Le Bihan, chef des laboratoires de Neurospin, ainsi que Franck Lethimonnier, chef de projet pour l’imagerie haut champ, qui m’ont accueilli dans leurs laboratoires, et qui ont su répondre à nos besoins afin que le travail de thèse se déroule au mieux pendant ces trois ans.

Je souhaiterais tout particulièrement remercier Michel Luong, responsable de thèse pour le CEA, qui m’a accompagné durant ces trois années. Nous avons été à nous deux le noyau dur du sous-projet antenne, au sein du grand projet Iseult/Inumac. Je remercierai également Luc Darrasse, mon directeur de thèse, qui a suivi notre travail, nous a aidés lorsque nous bloquions sur un problème, et qui, finalement, nous a expliqué, à moi et à Michel qui débutions dans ce domaine, les tenants et les aboutissants de l’IRM à ultra haut champ.

Je remercierai ensuite les chercheurs du laboratoire de RMN de Neurospin, Martijn Cloos, Alexis Amadon et Nicolas Boulant. Ils nous ont expliqué le fonctionnement du scanner Siemens que nous avons utilisé pendant ces trois ans, nous ont tout expliqué sur les séquences IRM à très haut champ, ont testé nos antennes, et ont valorisé notre travail, au-delà des simulations, en les utilisant sur des volontaires.

J’aimerais également remercier Jorge Novo, qui a monté toutes nos antennes et les a photographié, Alain France, qui était toujours prêt à nous donner de nouvelles idées pour les améliorer, Xavier Hanus, qui nous a fourni des simulations, Eric Giacomini et Marie-France Hang, qui ont conçu les circuits électroniques que nous avons utilisés, Yves Piret et Pierre-Henri Carton qui nous ont aidés pour toutes nos mesures de champ RF, hors scanner IRM.

# Table des matières

Table des matières	4
<b>1 Problématique et état des connaissances</b>	<b>13</b>
1.1 Principes de l'IRM	13
1.1.1 RMN	13
1.1.1.1 Spin protonique et résonance magnétique	13
1.1.1.2 Équations de Bloch et repère tournant	17
1.1.1.3 Notion de phaseur et détermination de $\mathbf{B}_1^+$	19
1.1.2 Les différentes composantes du scanner IRM	20
1.1.3 Codage de l'image	22
1.1.3.1 Codage de l'image en 3 dimensions	22
1.1.3.2 Codage de l'image en 2 dimensions	26
1.1.3.3 Comparaison entre les deux méthodes 3D et 2D.	27
1.1.4 Séquence type : l'écho de gradient. Rapport signal sur bruit et contraste.	30
1.1.5 Antennes IRM à canal unique en transmission et antennes réseaux de réception.	34
1.1.6 Conclusion	38
1.2 IRM à très haut champ : motivations et difficultés associées	40
1.2.1 Amélioration du rapport signal sur bruit.	40
1.2.2 Mesure de l'homogénéité du champ $\mathbf{B}_1^+$ à 7 T	41
1.2.3 Simulation de l'homogénéité du champ à 7 T	43
1.2.4 Correction de l'inhomogénéité	44
1.2.5 Simulation et conséquences du DAS à 7 T	45
1.2.6 Résumé	48
1.3 Transmission parallèle	48
1.3.1 Premières antennes à transmission parallèle	49
1.3.2 Compensation statique	51

1.3.3	Compensation dynamique . . . . .	53
1.4	Problématique du travail de thèse . . . . .	57
<b>2</b>	<b>Matériel et logiciels</b>	<b>59</b>
2.1	Scanner Siemens Magnetom 7 T et matériel électronique . . . . .	59
2.1.1	Caractéristiques de l'aimant Magnetom 7 T . . . . .	59
2.1.2	Transmission parallèle et logiciel Syngo . . . . .	60
2.1.3	Préamplificateurs et commutateurs T/R . . . . .	63
2.1.4	Analyseur de réseau vectoriel multiplexé . . . . .	65
2.2	Outils de simulation de circuits haute fréquence . . . . .	66
2.2.1	Ansoft HFSS . . . . .	66
2.2.2	Ansoft Designer . . . . .	69
2.3	Environnement de calcul et traitement numérique . . . . .	70
2.3.1	MATLAB . . . . .	71
2.3.2	Modules d'optimisation . . . . .	72
2.4	Résumé de la partie matériel et logiciels . . . . .	73
<b>3</b>	<b>Travaux de recherche et démarche</b>	<b>74</b>
3.1	Antennes réseaux, critères de comparaison sommaires . . . . .	74
3.1.1	Architecture des dipôles . . . . .	74
3.1.1.1	Première architecture : Élément rayonnant sur diélectrique	74
3.1.1.2	Deuxième architecture : Élément rayonnant <i>cantilever</i> . . . . .	82
3.1.1.3	Résumé sur les dipôles . . . . .	87
3.1.2	Corps des antennes . . . . .	87
3.1.3	Simulation d'antennes réseaux . . . . .	90
3.1.4	<i>Tuning</i> et <i>matching</i> des dipôles émetteurs . . . . .	94
3.1.4.1	Principe du <i>tuning/matching</i> et cas idéal . . . . .	94
3.1.4.2	Résultats pour l'antenne réseau et déphasage par un circuit LC . . . . .	101
3.1.4.3	Co-simulation et correction des champs émis . . . . .	103
3.1.5	Post processing des cartes de champ simulées et critères de compa- raison sommaire . . . . .	109
3.1.6	Résultats pour des antennes réseaux 7 T et 11,7 T . . . . .	113
3.1.6.1	Antenne 7 T à 8 canaux, A8.1 . . . . .	113
3.1.6.2	Antenne 7 T à 8 canaux, A8.2.2 . . . . .	114
3.1.6.3	Antenne 7 T à 12 canaux, A12.1 . . . . .	115

3.1.6.4	Antenne 7 T à 12 canaux désaccordée . . . . .	117
3.1.6.5	Antenne 7 T à 16 canaux, A16.1 . . . . .	118
3.1.6.6	Antenne 11,7 T à 12 canaux, B12.1 . . . . .	119
3.1.7	Conclusion . . . . .	120
3.2	Comparaison avancée des performances des antennes . . . . .	121
3.2.1	Critères avancés de comparaison . . . . .	121
3.2.2	Comparaison des performances . . . . .	123
3.2.2.1	Compensation statique avancée (GDAI) : théorie. . . . .	123
3.2.2.2	GDAI : Méthode . . . . .	130
3.2.2.3	Compensation dynamique : spokes [1]. . . . .	132
3.2.3	Applications aux antennes 7 T : résultats de simulation. Comparai- son sur le modèle anatomique. . . . .	133
3.2.3.1	Antenne 7 T à 8 canaux A8.2.2 . . . . .	133
3.2.3.2	Antenne 7 T à 12 canaux . . . . .	136
3.2.3.3	Antenne 7 T à 12 canaux désaccordée . . . . .	139
3.2.3.4	Conclusion sur les antennes 7 T . . . . .	140
3.2.4	Applications à l'antenne 11,7 T, B12.1. . . . .	141
3.2.5	Conclusions . . . . .	142
3.3	Stratégie de pilotage des antennes réseaux . . . . .	144
3.3.1	Décomposition en modes SVD . . . . .	144
3.3.1.1	Motivation et principe . . . . .	144
3.3.1.2	Synthèse des modes . . . . .	147
3.3.1.3	Propriété et synthèse des hybrides universels . . . . .	152
3.3.2	Applications aux antennes 7 T et 11,7 T : résultats de simulation . . . . .	154
3.3.2.1	Antenne 7 T à 12 canaux, modes SVD parfaits . . . . .	154
3.3.2.2	Antenne 7 T à 12 canaux, modes SVD calculés avec un fantôme ellipsoïde . . . . .	158
3.3.2.3	Réalisation pratique du module SVD . . . . .	160
3.3.2.4	Antenne 7 T 12 canaux avec module SVD final . . . . .	163
3.3.2.5	Antenne 11,7 T 12 canaux avec module SVD final . . . . .	166
3.3.3	Résumé sur les antennes 12 canaux . . . . .	167
3.4	Validation expérimentale à 7 Tesla . . . . .	168
3.4.1	Validation des simulations : cartes $B_1^+$ simulées comparées aux cartes $B_1^+$ AFI . . . . .	168
3.4.2	Comparaison avec une antenne commerciale . . . . .	173
3.4.3	Méthode GDAI sur fantôme . . . . .	174

3.4.3.1	Validation expérimentale sur fantôme . . . . .	174
3.4.3.2	Résumé . . . . .	178
3.4.4	Amélioration de la précision des cartes de champs $B_1^+$ par le krigeage	178
3.4.4.1	Principe . . . . .	179
3.4.4.2	Méthode . . . . .	184
3.4.4.3	Résultats : in vivo . . . . .	189
3.4.4.4	Conclusion sur le krigeage . . . . .	195
<b>Bibliographie</b>		<b>198</b>

# Avant-propos

Depuis trois ans, l'Irfu est engagé avec le centre NeuroSpin (CEA/DSV) dans le programme Iseult/Inumac au sein d'un consortium franco-allemand pour développer les techniques associées à l'imagerie par résonance magnétique à ultra haut champ, notamment à travers la construction d'un imageur à 11,7 teslas. La résolution accrue et les multiples modalités d'examen du nouvel imageur devront apporter une meilleure compréhension du système nerveux et de ses dysfonctionnements pour aboutir à un dépistage plus précoce des pathologies telles que la maladie d'Alzheimer, les accidents vasculaires cérébraux ou les tumeurs. Dans ce cadre, j'étais en charge du développement de nouvelles antennes, adaptées à une utilisation à 11,7 teslas.

Les résultats de cette étude permettront d'obtenir des images de grande qualité en transmission parallèle, dans un cadre de recherche avec des imageurs dont le champ magnétique est supérieur ou égal à 7 T. Les antennes développées peuvent être utilisées sur tout imageur possédant un dispositif de transmission parallèle.



# Introduction et contexte

Le principe de l'IRM est d'exposer les tissus humains à un champ magnétostatique uniforme, nommé  $B_0$ , généralement compris entre 0,1 et 3 T pour les IRM cliniques, et à des impulsions de champ électromagnétique variant à la fréquence, dite de Larmor. L'une des composantes du champ électromagnétique émis, ou champ RF, notée  $B_1^+$ , provoque alors l'excitation des spins des noyaux atomiques. Si ce champ  $B_1^+$  est uniforme, les tissus organiques produisent un écho dont les caractéristiques ne dépendent que des propriétés des tissus. Le patient est ainsi introduit dans un aimant, généralement de forme solénoïde, les organes à étudier (tête, genou, dos, buste, etc.) sont placés dans une première antenne, émettrice, une seconde antenne recevant et amplifiant l'écho qui sera analysé par ordinateur.

En utilisant les équations de la RMN, dites équations de Bloch, on montre qu'il est possible de localiser précisément la source de l'écho, et ainsi d'imager les tissus. Cette technique ne nécessite pas l'émission d'ondes ionisantes, la rendant moins dangereuse que le scanner X ou la TEP. L'onde radiofréquence traverse les os, en particulier la boîte crânienne, permettant l'étude du cerveau in-vivo. Quant à la résolution des images, elle se révèle proche du millimètre, voire inférieure, c'est à dire comparable voire meilleure à la résolution obtenue avec un scanner X. Ces trois précieux avantages font de l'IRM une technologie de plus en plus attractive pour les laboratoires, en particulier pour ceux qui étudient le fonctionnement du cerveau, comme le laboratoire de Neurospin à Saclay, au fur et à mesure des améliorations technologiques issues de la recherche. En particulier, les équations de Bloch indiquent que la puissance du signal reçu augmente avec le champ magnétique principal  $B_0$ , c'est pourquoi, les premiers aimants produisant des champs magnétiques de l'ordre de 0,1 T ont progressivement été remplacés dans les hôpitaux et laboratoires par des aimants de 1,5 T puis 3 T. Parallèlement à la commercialisation de ces aimants dits à très haut champ, des projets visent à réaliser des scanners IRM à ultra haut champ : 7 T jusqu'à 11,7 T, destinés à la recherche. Le projet ISEULT-INUMAC vise à construire le premier imageur RMN au monde à 11,7 T de grande dimension, c'est-à-dire permettant

d’imager le corps entier. Les objectifs de ce projet sont multiples, d’une part démontrer la faisabilité technique d’un tel imageur, et d’autre part proposer un système produisant des images d’une qualité bien supérieure aux imageurs actuels, permettant de faire avancer la recherche clinique sur les maladies neurodégénératives.

Dans cette étude, nous nous focaliserons exclusivement sur l’IRM du proton. En effet, la fréquence de Larmor, fréquence de résonance des antennes, présentée dans la suite, dépend du noyau. L’imagerie du proton est de fait la plus répandue pour deux raisons principales. Dans un premier lieu, le proton, ou noyau d’hydrogène léger, est un noyau très répandu dans le corps, que ce soit dans les molécules d’eau, ou dans les graisses. Dans un second lieu, la puissance produite par l’écho du proton est bien supérieure à la puissance produite par l’écho de noyaux atomiques comme le carbone 13 ou l’azote 14, tous deux également présents dans le corps humain. Les équations de Bloch montrent que la fréquence de Larmor, c’est à dire la fréquence du champ  $\mathbf{B}_1^+$  nécessaire à l’apparition du phénomène d’écho, est proportionnelle au champ magnétique principal. A partir de 3 T, la fréquence de Larmor atteint environ 128 MHz. Or, David Hoult montre [2] que les propriétés diélectriques des tissus humains ne permettent plus d’obtenir un champ d’excitation  $\mathbf{B}_1^+$  parfaitement uniforme avec les technologies d’antenne IRM conventionnelles, à canal de transmission unique. L’onde est absorbée par les tissus humains, et focalisée au centre du cerveau. Si cette perte d’uniformité n’altère pas dramatiquement l’image obtenue à 3 T, elle devient significative à 7 T et a fortiori à 11,7 T : on observe des zones d’ombre sur l’image, en particulier à la périphérie de la tête, le contraste diminue voire disparaît, rendant impossible la différenciation de certains tissus.

Les différentes techniques pour contrer cette inhomogénéité sont généralement regroupées sous le terme “RF shimming”, ajustement RF ou compensation RF. Nous utiliserons dans la suite systématiquement le terme de compensation. La compensation RF a d’abord consisté à concevoir des antennes optimisées pour des expériences à très haut champ [3]. De façon générale, les antennes IRM “classiques” ont tendance à n’éclairer que le centre de la tête. Pour compenser cet effet, des méthodes dites de compensation dynamique ont été développées, comme les impulsions adiabatiques, qui donnent des résultats intéressants jusque 7 T [4]. L’inconvénient de ces séquences est qu’elles nécessitent d’émettre de fortes puissances, pouvant devenir dangereuses pour le patient, à très haut champ. Afin de contrer cette difficulté, plusieurs laboratoires, dont celui de Ulrich Katscher [5], ont émis l’idée de produire, avec une seule antenne mais plusieurs éléments émetteurs indépendants, des champs  $\mathbf{B}_1^+$  “librement configurables”. Chaque élément de transmission possède son propre amplificateur, et sa propre chaîne de pilotage. Ainsi, il est possible d’injecter librement,

à l'entrée de chaque élément émetteur, un signal électrique défini par une amplitude et une phase, dans la limite de la puissance disponible par amplificateur. En injectant simultanément ces signaux électriques, ou impulsions électriques, dans les différents éléments émetteurs de l'antenne, on produit des interférences dont la carte de champ dépend des différentes impulsions injectées. Ainsi, la carte de champ de l'antenne peut être modulée dans le temps, et en fonction du patient. La compensation RF dynamique consiste alors, à partir des équations de Bloch et du champ  $B_1^+$  produit par chaque élément indépendant, d'obtenir une excitation homogène. Weihua Mao [6], Kawin Setsompop [7], Ulrich Katscher [5], Nicolas Boulant [8] par exemple, proposent différents moyens de produire de telles excitations homogènes.

Le développement des antennes à canaux multiples en transmission se révèle donc la meilleure solution pour le développement de l'IRM à ultra haut champ car c'est la seule qui permette en pratique d'obtenir des excitations uniformes dans de grands volumes à partir de 7 T, sans nécessiter trop de puissance. Si l'idée des antennes réseaux est apparue dès le début des années 2000, il se trouve que sa fabrication demande le développement de technologies nouvelles, spécifiques à ce type d'antenne. Bien que des prototypes aient été réalisés à 7 T, aucun n'a été conçu pour l'IRM à 11,7 T.

Notre objectif consiste à concevoir et à réaliser une antenne réseau à canaux multiples en transmission pour l'IRM à 7 et 11,7 T de la tête, ainsi qu'un module de pilotage optimisant l'utilisation de cette antenne avec 8 canaux de transmission indépendants. Cette antenne émettrice et réceptrice doit être en mesure de produire des images homogènes de qualité et doit être en conformité avec les normes sanitaires définies pour l'IRM.

Le chapitre 1 résume l'état actuel des connaissances sur les antennes IRM et donne des éclaircissements sur les problématiques spécifiques à l'IRM à ultra haut champ. Le chapitre 2 décrit brièvement le fonctionnement du scanner IRM Magnetom de Siemens, et des outils et environnements logiciels utilisés dans cette étude. Le travail de thèse et la démarche scientifique suivie sont quant à eux détaillés dans le chapitre 3 divisé en 4 parties articulées autour de 4 questions fondamentales. La première partie s'intéressera à la conception de l'antenne, au choix des technologies, et donnera quelques critères pertinents de comparaison entre différents modèles d'antenne. L'objectif de cette partie est de montrer comment, à partir de technologies connues sur d'autres systèmes radio-fréquence, nous avons développé une antenne IRM à canaux multiples en transmission. L'architecture générale retenue pour la conception des antennes sera expliquée en détail. Comme nous le verrons, la transmission parallèle pose de nouvelles questions, liées à la capacité de l'opérateur à homogénéiser le champ  $B_1^+$  tout en limitant la valeur du DAS. C'est pourquoi la

seconde partie visera à définir des critères plus complexes de comparaison, spécifiques à la transmission parallèle. Pour cela, nous présenterons une méthode de compensation statique avancée, et nous simulerons des séquences de compensation dynamique. Les résultats montrent que le nombre d'éléments indépendants est l'un des paramètres majeurs pour obtenir une homogénéisation suffisamment précise. Ainsi, la troisième partie présentera un concept nouveau permettant de piloter au mieux les antennes réseaux possédant un très grand nombre de canaux indépendants. Nous expliquerons tout d'abord le concept de pilotage par mode SVD, puis présenterons une implémentation. Enfin, la dernière partie présentera les résultats expérimentaux obtenues à 7 T avec le scanner Siemens Magnetom. Cette partie permettra de valider la conception de l'antenne à 7 T, en comparant les résultats attendus et les résultats obtenus expérimentalement.

# Chapitre 1

## Problématique et état des connaissances

### 1.1 Principes de l'IRM

L'objectif de ce chapitre sur la RMN est d'explicitier les équations qui seront utilisées dans la suite du mémoire. Certaines équations de la RMN, en particulier, les équations de Bloch peuvent être formulées différemment, selon les approximations choisies. Ces différentes formulations sont présentées ici afin d'éviter toute confusion. Autant que faire se peut, tous les résultats suivants seront quantifiés, c'est pourquoi certaines lois ou équations, comme la loi de Maxwell-Boltzmann, qui ne sont pas toujours explicités dans la littérature sont rappelées ici. Pour plus de détails sur les principes fondateurs de la RMN, le lecteur pourra se référer aux livres [9, 10] ainsi qu'à l'article de Christopher Collins récemment paru [11].

#### 1.1.1 RMN

##### 1.1.1.1 Spin protonique et résonance magnétique

Le principe de la résonance magnétique nucléaire remonte au début des années 30, suite à la découverte du spin par Samuel Goudsmit et George Uhlenbeck. Ces derniers proposent une nouvelle interprétation de l'expérience de Stern et Gerlack en 1925 [12]. Cette expérience de Stern et Gerlack, effectuée en 1922, montre que, contrairement à leurs attentes, les atomes d'argent soumis à un champ magnétique non uniforme ne peuvent avoir qu'un nombre fini de trajectoires, en l'occurrence deux. Otto Stern et Walther Gerlack s'attendaient à observer un spectre de trajectoires continu, correspondant aux prévisions

de la mécanique newtonienne. L'interprétation qu'en donnent Samuel Goudsmit et George Uhlenbeck est que le moment magnétique des particules élémentaires, et des noyaux atomiques ne peut avoir qu'un nombre discret de valeurs selon un axe donné. Ce moment magnétique discret est caractérisé par une propriété quantique intrinsèque à chaque particule élémentaire ou noyau atomique, appelé spin. Le spin ne peut prendre pour valeurs que des demi-entiers (auquel cas la particule est appelée fermion) ou des entiers (bosons) à un facteur  $\hbar$  près. Comme pour toute propriété quantique, le spin est soumis au principe d'incertitude, il peut être représenté par un opérateur vectoriel hermitien dans chaque direction de l'espace, généralement noté  $\hat{S}$ . On peut considérer que, dans une direction donnée, la mesure du spin d'une particule ou d'un noyau atomique donne un résultat aléatoire dont les probabilités sont décrites par cet opérateur hermitien. Dans la suite, la direction dans laquelle les spins sont "magnétisés", sera toujours notée  $z$ .

Nous ne nous intéresserons dans ce mémoire qu'au proton, tous les paramètres décrits dans les parties suivantes seront donc donnés pour le proton en particulier. Le proton ne peut se trouver que dans deux états de spin différents,  $1/2$  et  $-1/2$ , qui correspondent à  $S = \hbar/2$  et  $S = -\hbar/2$  (soit  $|S| = 5,25 \cdot 10^{-35} J_s$ ). A l'état d'équilibre, sans présence de champ magnétique extérieur, la probabilité que le spin soit de  $-1/2$  ou  $1/2$  est exactement la même, par conséquent, pour un très grand nombre de particules, le moment magnétique global de ces particules est nul.

Le lien entre le moment magnétique observable dans la direction  $z$  et le spin est décrit par le facteur de Landé,  $g$  selon la relation :

$$\mu_s = g \frac{q}{2m} S, \quad (1.1.1)$$

où  $q$  est la charge du proton ( $1,60 \cdot 10^{-19} C$ ),  $m$  la masse du proton ( $1,67 \cdot 10^{-27} kg$ ). Pour le proton, le facteur de Landé a été mesuré à 5,59, ce qui donne  $\mu_s = 1,41 \cdot 10^{-26} J/T$ . Comme pour tout moment magnétique, plongé dans un champ magnétique que l'on notera  $B_0$ , ou champ magnétique principal, dirigé selon le même axe  $z$ , la particule subit un couple auquel est associé une énergie potentielle magnétique  $E_s$  donnée par :

$$E_s = -\mu_s B_0. \quad (1.1.2)$$

En mécanique classique, l'énergie potentielle tend vers un minimum vers l'équilibre, ce qui correspond à minimiser  $E_s$ , c'est à dire à aligner le moment magnétique avec le champ magnétique. Si l'on suppose que le champ magnétique  $B_0$  est positif, le minimum d'énergie est atteint à une valeur de spin positive  $+1/2$  (cf figure 1.1.1).

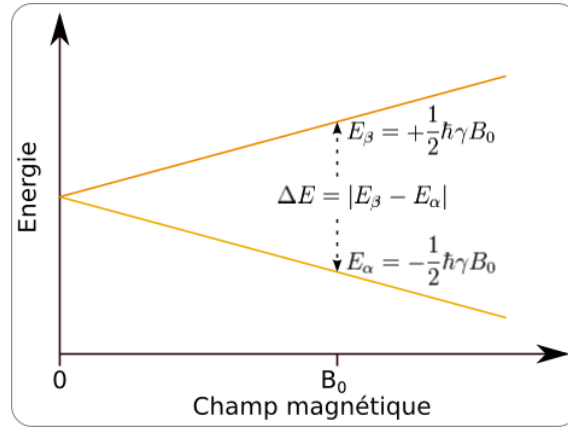


FIGURE 1.1.1: Différence de niveau d'énergie entre les deux états de spin, sous l'effet d'un champ magnétique  $B_0$ , dit effet Zeeman.

En mécanique quantique, le phénomène est sensiblement différent. Sous l'effet du champ magnétique, la probabilité que le spin d'une particule soit aligné avec le champ magnétique croît légèrement, et la probabilité que ce même spin soit aligné en sens contraire diminue légèrement. Ceci est décrit plus précisément par la théorie dite de l'effet Zeeman (Cf. Fig. 1.1.1). La différence d'énergie  $\Delta E_s$  entre les deux états quantiques de spin est égale à  $2E_s$ , soit en reprenant les équations 1.1.1 et 1.1.2, avec  $S = \hbar/2$  :

$$\Delta E_s = g \frac{q}{2m} \hbar B_0. \quad (1.1.3)$$

La différence de probabilité  $p_{+1/2}$  et  $p_{-1/2}$  entre les deux états quantiques de spin  $+1/2$  et  $-1/2$ , dans la direction  $z$  est alors donnée par la loi de Maxwell-Boltzman :

$$p_{+1/2} - p_{-1/2} = 1 - e^{-\Delta E_s/kT}, \quad (1.1.4)$$

où  $k$  est la constante de Boltzman et  $T$  la température. Pour se donner une idée du rapport  $\Delta E_s/kT$ , il est possible de calculer sa valeur pour un champ magnétique de 7 T et une température extérieure de 300 K. On obtient alors  $p_{+1/2} - p_{-1/2} = 4,75 \cdot 10^{-5}$ . En d'autres termes, 49,9976% des protons sont dans l'état  $-1/2$  et 50,0024% dans l'état  $+1/2$ . la différence de probabilité est infime, mais suffisante pour être observée macroscopiquement. D'après les équations 1.1.1, 1.1.3 et 1.1.4, le moment magnétique induit par ce déséquilibre de probabilité vaut alors :

$$\begin{aligned} M &= (p_{+1/2} \cdot \mu_{s,+1/2} + p_{-1/2} \cdot \mu_{s,-1/2}) \cdot n_p, \\ &= (1 - e^{-g \frac{q}{2m} \hbar B_z/kT}) \cdot g \frac{q}{4m} \hbar n_p, \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

où  $n_p$  est le nombre de protons. Dans la mesure où  $\Delta E_s$  est très faible devant l'énergie d'excitation  $kT$ , la formule 1.1.5 peut être simplifiée ainsi :

$$\vec{M} \simeq g^2 \frac{q^2}{8m^2} \frac{\hbar^2}{kT} B_0 n_p \vec{e}_z. \quad (1.1.6)$$

Si l'on calcule le moment magnétique induit par les protons à une température de 300 K, l'application numérique donne  $M = 45 \mu\text{J}/\text{T}/\text{kg}$ . L'énergie magnétique totale stockée par les spins protoniques d'un corps humain dans un IRM à 7 T est donc de l'ordre de 0,3 mJ/kg. Cette valeur est extrêmement faible, mais nous verrons dans la suite qu'elle est suffisante pour l'imagerie.

En 1946, Felix Bloch et Edward Mills Purcell proposent d'appliquer les lois de la mécanique newtonienne au moment magnétique. Ils obtiennent ainsi la formule de la précession de Larmor :

$$\vec{c} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0, \quad (1.1.7)$$

où  $\vec{c}$  est le couple qui s'applique au moment magnétique du proton plongé dans un champ magnétique uniforme. D'après la loi du moment cinétique,  $\vec{c} = d\vec{l}/dt$  où  $\vec{l}$  est le moment cinétique du proton. De même, en mécanique newtonienne, la relation entre moment magnétique et moment cinétique donne  $\vec{\mu} = \frac{q}{2m}\vec{l}$ . En supposant que  $\vec{B}_0$  est dirigé selon l'axe  $z$  ( $\vec{B} = B_0\vec{e}_z$ ), ces relations permettent d'écrire l'équation 1.1.7 sous la forme :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = g \frac{q}{2m} \vec{\mu} \times \vec{B}_0 = \gamma B_0 (\vec{\mu} \times \vec{e}_z), \quad (1.1.8)$$

où  $\gamma$  est appelé rapport gyromagnétique du proton et vaut 267 rad/s/T. Cette équation a pour solution analytique, si  $\vec{B}_0$  est constant dans le temps :

$$\begin{aligned} \mu_z &= \mu_0 \cos \alpha, \\ \mu_x &= \mu_0 \sin \alpha \cdot \cos[2\pi f_L t + \phi], \\ \mu_y &= \mu_0 \sin \alpha \cdot \sin[2\pi f_L t + \phi], \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

où  $f_L$  est la fréquence de Larmor :

$$2\pi f_L = \gamma B_0. \quad (1.1.10)$$

$\alpha$  est appelé angle de bascule,  $\phi$  est le déphasage et  $\mu_0$  l'amplitude initiale du moment magnétique.

Il est important de remarquer que ce raisonnement basé sur la mécanique newtonienne n'est qu'une approximation du phénomène décrit par la physique quantique. Aux dimensions du proton, le moment magnétique n'est pas décrit par un vecteur dans les trois



dimensions mais par trois fonctions d'ondes dans chacune des dimensions. Pourtant, cette équation se révèle être une bonne approximation du phénomène à l'échelle macroscopique. L'équation 1.1.9 s'écrit alors à partir du moment macroscopique  $\vec{\mathcal{M}}$  de l'équation 1.1.6 :

$$\frac{d\vec{\mathcal{M}}}{dt} = \gamma \vec{B}_0 \times \vec{\mathcal{M}}. \quad (1.1.11)$$

L'aimantation correspondant au nombre de protons dans la région considérée, multiplié par  $\mu_0$ , est appelée  $M_0$  dans la suite du mémoire. Dans la mesure où  $\mu_0$  désigne l'aimantation moyenne des spins, à l'état d'équilibre,  $M_0$  désigne l'aimantation macroscopique dans la région considérée, à l'état d'équilibre. L'équation 1.1.11 décrit l'évolution du moment magnétique macroscopique engendré par les spins des protons, dans un repère galiléen, en l'occurrence, le repère du laboratoire, lorsqu'aucune perturbation n'est appliquée autre que  $B_0$  [13]. On voit à partir de cette équation que, si, à l'état initial,  $\mathcal{M}_y$  ou  $\mathcal{M}_x$  ne sont pas nuls, le moment magnétique macroscopique va suivre un mouvement de précession, nommé précession de Larmor. Cette précession engendre une onde électromagnétique qui pourra être captée par une antenne et analysée. Pour le proton, la fréquence de Larmor pour 1 T est de 42,6 MHz, cette fréquence est la signature électronique de la RMN du proton. Dans la suite, la fréquence de Larmor sera toujours définie par la valeur de  $B_0$  moyenne dans l'échantillon. Nous verrons que la valeur du champ magnétique principal varie dans l'espace et dans le temps, c'est pourquoi nous définirons un  $\Delta B_0$  qui est la différence entre le champ  $B$  selon l'axe  $z$  et le  $B_0$  définissant la fréquence de Larmor du système IRM. Si une perturbation électromagnétique est appliquée au spin, l'équation 1.1.11 devient :

$$\frac{d\vec{\mathcal{M}}}{dt} = \gamma \vec{B} \times \vec{\mathcal{M}}, \quad (1.1.12)$$

où  $\vec{B}$  est le champ magnétique total vu dans le repère du laboratoire. Les résultats suivant proviennent tous de l'article de David Hoult [14] et de celui de P. K. Madhu [15], résumant les principes fondamentaux des équations de Bloch.

### 1.1.1.2 Équations de Bloch et repère tournant

Nous distinguerons dans la suite deux référentiels, le référentiel fixe, du laboratoire, noté  $(x, y, z)$  et un référentiel tournant à la vitesse  $\omega = 2\pi f_L$  où  $f_L$  est la fréquence de Larmor, dans le plan  $(x', y')$ , noté  $(x', y', z)$ . Les deux axes dans la direction  $z$  étant confondus dans le repère du laboratoire et le repère tournant, nous leur donnerons le même nom. Considérons un champ magnétique  $\vec{B}$  dans le repère du laboratoire, que nous

décomposerons ainsi :

$$B_x = B_{1x}, \quad (1.1.13)$$

$$B_y = B_{1y}, \quad (1.1.14)$$

$$B_z = \Delta B_0 + B_0. \quad (1.1.15)$$

où  $B_0$  est le champ magnétique associé à la fréquence de Larmor  $f_L$ . Le changement de repère donne le champ magnétique  $\vec{B}'$  vu dans le repère tournant, selon les relations suivantes :

$$B'_{x'} = B'_{1x'} = B_{1x} \cos \omega t + B_{1y} \sin \omega t, \quad (1.1.16)$$

$$B'_{y'} = B'_{1y'} = -B_{1x} \sin \omega t + B_{1y} \cos \omega t, \quad (1.1.17)$$

$$B'_z = \Delta B_0. \quad (1.1.18)$$

La même transformation dans le repère tournant, donne, pour l'aimantation :

$$\mathcal{M}'_{x'} = \mathcal{M}_x \cos \omega t + \mathcal{M}_y \sin \omega t, \quad (1.1.19)$$

$$\mathcal{M}'_{y'} = -\mathcal{M}_x \sin \omega t + \mathcal{M}_y \cos \omega t, \quad (1.1.20)$$

$$\mathcal{M}'_z = \mathcal{M}_z. \quad (1.1.21)$$

En IRM, on définit usuellement le champ magnétique complexe  $\mathbf{B}_1^+$  et la magnitude transversale complexe  $\mathbf{M}_\perp$  (dans la suite, toutes les variables complexes seront écrites en gras, afin de les différencier des variables à valeur réelle, ou entière) par :

$$\mathbf{B}_1^+ = B_{1x'} + iB_{1y'}, \quad (1.1.22)$$

$$\mathbf{M}_\perp = \mathcal{M}'_{x'} + i\mathcal{M}'_{y'}, \quad (1.1.23)$$

où  $i^2 = -1$ . On notera également  $M_z = \mathcal{M}'_z$ . Felix Bloch montre, à partir de ces notations, que l'équation du mouvement 1.1.12 s'écrit, dans le repère tournant  $(x', y', z)$  :

$$\frac{d\mathbf{M}_\perp}{dt} = i\gamma(\mathbf{B}_1^+(t)\mathcal{M}_z(t) - \Delta B_0(t)\mathbf{M}_\perp(t)), \quad (1.1.24)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \Im \left[ \gamma \mathbf{M}_\perp(t) \overline{\mathbf{B}_1^+(t)} \right], \quad (1.1.25)$$

où la barre supérieure désigne le conjugué complexe et  $\Im$  la partie imaginaire. Ces équations ne sont toutefois valables que dans l'espace libre. Les tissus font apparaître deux paramètres, le premier  $T_2$  décrit un phénomène de relaxation dans la direction du plan

$(x', y')$  et le second,  $T_1$  décrit un phénomène de relaxation dans la direction  $z$ . L'équation complète de Bloch, dans le repère tournant à la fréquence  $f_L$  est donc donnée par :

$$\frac{d\mathbf{M}_\perp}{dt} = i\gamma(\mathbf{B}_1^+(t)M_z(t) - \Delta B_0(t)\mathbf{M}_\perp(t)) - \frac{\mathbf{M}_\perp}{T_2}, \quad (1.1.26)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \Im \left[ \gamma \mathbf{M}_\perp(t) \overline{\mathbf{B}_1^+(t)} \right] - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (1.1.27)$$

C'est à partir de ces deux équations que se base toute la théorie de l'IRM. Nous verrons dans la section suivante comment peut être obtenu, en pratique, le champ  $\mathbf{B}_1^+$ .

### 1.1.1.3 Notion de phaseur et détermination de $\mathbf{B}_1^+$

Les résultats présentés dans cette section sont donnés dans l'article de David Hoult [14]. Ils sont rappelés ici afin de justifier l'utilisation des simulations présentées dans la suite. David Hoult rappelle que seule une onde magnétique transverse  $\vec{B}_\perp$  modulée à une fréquence proche de la fréquence de Larmor permet effectivement d'exciter les spins. L'onde électromagnétique transverse  $\vec{B}_\perp$  décrit, dans le référentiel du laboratoire  $(x, y, z)$  la projection du champ magnétique total, sur le plan  $(x, y)$ . Ainsi, le champ magnétique efficace,  $\vec{B}_\perp$  peut s'écrire :

$$B_x = B_x^{mod}(t) \cos(\omega t + \phi_x), \quad (1.1.28)$$

$$B_y = B_y^{mod}(t) \cos(\omega t + \phi_y), \quad (1.1.29)$$

où la modulation  $B_x^{mod}$  et  $B_y^{mod}$  est lente, comparée à la fréquence de Larmor. Pour étudier les ondes électromagnétiques, il est utile de définir la notion de phaseur. On note  $\vec{B}_\perp$  le phaseur du champ magnétique  $\vec{B}_\perp$  vu dans le repère du laboratoire, à la pulsation  $\omega$ , défini par :

$$\mathbf{B}_x = B_x^{mod} e^{i\phi_x}, \quad (1.1.30)$$

$$\mathbf{B}_y = B_y^{mod} e^{i\phi_y}. \quad (1.1.31)$$

On peut également écrire les équations précédentes :

$$B_x = \Re(\mathbf{B}_x e^{i\omega t}), \quad (1.1.32)$$

$$B_y = \Re(\mathbf{B}_y e^{i\omega t}). \quad (1.1.33)$$

En combinant les équations 1.1.16, 1.1.17 et 1.1.22, on obtient la relation suivante :

$$\mathbf{B}_1^+ = \frac{\mathbf{B}_x + i\mathbf{B}_y}{2} + \frac{\overline{\mathbf{B}_x} + i\overline{\mathbf{B}_y}}{2} e^{-2i\omega t}. \quad (1.1.34)$$

Dans la mesure où la composante en  $-2\omega$  est une composante qui varie rapidement, par rapport à la pulsation  $\omega$ , celle-ci est négligée. Il ne reste alors que la composante variant à la même vitesse que  $B_x^{mod}$  et  $B_y^{mod}$ , qui permet de calculer  $\mathbf{B}_1^+$  à partir des phaseurs  $\mathbf{B}_x$  et  $\mathbf{B}_y$  :

$$\mathbf{B}_1^+ = \frac{\mathbf{B}_x + i\mathbf{B}_y}{2}. \quad (1.1.35)$$

On voit à partir de cette équation qu'il est possible de déterminer, à partir des phaseurs, dans le référentiel du laboratoire,  $(x, y)$  la valeur du champ magnétique exciteur dans le repère tournant,  $\mathbf{B}_1^+$ . Nous verrons dans la suite qu'il est possible de simuler les valeurs de  $\mathbf{B}_x$  et  $\mathbf{B}_y$  à partir de logiciels de simulation radio-fréquence.

### 1.1.2 Les différentes composantes du scanner IRM

L'élément principal du scanner est l'aimant principal qui permet de produire le champ  $\vec{B}_0$ . A haut champ ( $B_0 > 1,5$  T), cet aimant est généralement un solénoïde supraconducteur baigné dans de l'hélium liquide, seule technologie apte à produire des champs magnétiques si forts dans un espace raisonnable. L'axe de  $\vec{B}_0$  définit généralement l'axe  $z$  du système, par convention. Comme vu dans la section 1.1.1, si le champ  $B_0$  n'est pas parfaitement uniforme, un élément  $\Delta B_0$  apparaît, qui provoque une rotation du moment magnétique  $\vec{M}$  dans le repère tournant. Deux sources de  $\Delta B_0$  coexistent en IRM. La première est volontaire, produite par des bobines dites de "gradients". Elles permettent de produire un champ magnétique de la forme  $B_G = \vec{G} \cdot \vec{r}$ , où  $\vec{G}$ , le gradient de champ, est constant et  $\vec{r}$  est la position dans l'espace. Nous verrons leur utilité dans les paragraphes suivants. La seconde composante est involontaire. En effet, un solénoïde ne permet pas d'avoir un champ magnétique parfaitement uniforme. Un ensemble de bobines de compensation  $B_0$  permet de compenser de légères déviations par rapport à l'uniformité désirée, sans toutefois les corriger parfaitement. La déviation minimale atteignable dépend principalement des différences de susceptibilité dans l'échantillon. En effet, la susceptibilité magnétique dans les tissus varie de quelques ppm à une dizaine de ppm par rapport à la susceptibilité magnétique de l'air, qui est nulle. L'inhomogénéité résiduelle, après correction, sera notée  $\delta B_0$ . Dans le meilleur des cas, on montre que le rapport  $\delta B_0/B_0$  peut être inférieur à la susceptibilité des tissus humains, c'est à dire inférieur au ppm [16]. Les bobines de correction, aussi appelées bobines de shim, comme les bobines de gradient, sont en cuivre, contrairement à l'aimant principal fournissant  $B_0$  qui est généralement en supra-conducteur, afin de pouvoir faire varier leur champ rapidement avec une grande précision. L'équation de Bloch 1.1.26 est alors réécrite, dans le repère tournant :

$$\frac{d\mathbf{M}_\perp}{dt} = i\gamma(\mathbf{B}_1^+(t)M_z(t) - (\delta B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r})\mathbf{M}_\perp(t)) - \frac{\mathbf{M}_\perp}{T_2}, \quad (1.1.36)$$

La dernière composante importante d'un système IRM est la composante  $\mathbf{B}_1^+$ . Comme vu dans la section 1.1.1,  $\mathbf{B}_1^+$ , le champ exciteur, est associé à une onde électromagnétique à la fréquence de Larmor, que l'on peut calculer à partir des phaseurs du champ  $\vec{B}_\perp$ . Cette onde électromagnétique est donc produite par des antennes dont la fréquence de résonance est la fréquence de Larmor. Ces antennes sont alimentées par des amplificateurs de puissances, afin de faire basculer le moment magnétique en quelques millisecondes. Typiquement, ces amplificateurs de puissance peuvent fournir une dizaine de kilowatts en crête, et un kilowatt en moyenne temporelle. Ces amplificateurs sont eux-mêmes reliés à des synthétiseurs qui permettent de générer le signal selon la forme souhaitée, et ainsi de faire varier  $\mathbf{B}_1^+$  dans le temps. Les temps de réponse des synthétiseurs sont typiquement de l'ordre de 1  $\mu$ s. Les durées d'impulsion, que l'on notera  $T_P$ , c'est à dire le temps pendant lequel le signal  $\mathbf{B}_1^+$  est émis, est généralement compris entre quelques centaines de microsecondes et quelques millisecondes. Ceci permettra dans la suite de négliger les termes de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  qui sont de l'ordre de quelques centaines de millisecondes, pendant la phase d'excitation.

Une seconde antenne, ou la même antenne, détecte le signal électromagnétique produit par les moments magnétiques en rotation, l'écho des spins. Cette antenne est dite de réception. Les antennes transmission-réception sont parfois également appelées transceiver. Si les deux antennes sont physiquement différentes, l'antenne de réception est généralement imbriquée à l'intérieur de l'antenne de transmission. La sensibilité en réception de l'antenne IRM n'entre pas dans l'équation de Bloch, qui est une équation du mouvement, nous verrons dans la suite comment elle peut être déterminée quantitativement.

On peut donc faire correspondre chaque variable de l'équation à un élément du scanner dans l'équation 1.1.36. En utilisation normale, deux paramètres sont libres, le paramètre  $\mathbf{B}_1^+$  et le paramètre  $\vec{G}$ . Le paramètre  $\delta B_0$  est supposé fixe après compensation  $B_0$ . C'est à partir de ces deux paramètres que le système sera capable de coder la localisation du moment magnétique de spin. Pour une description plus détaillée d'un système IRM complet, on pourra se référer à l'article [17]. La figure 1.1.2 donne une idée de la position des différents éléments mentionnés dans un système IRM.

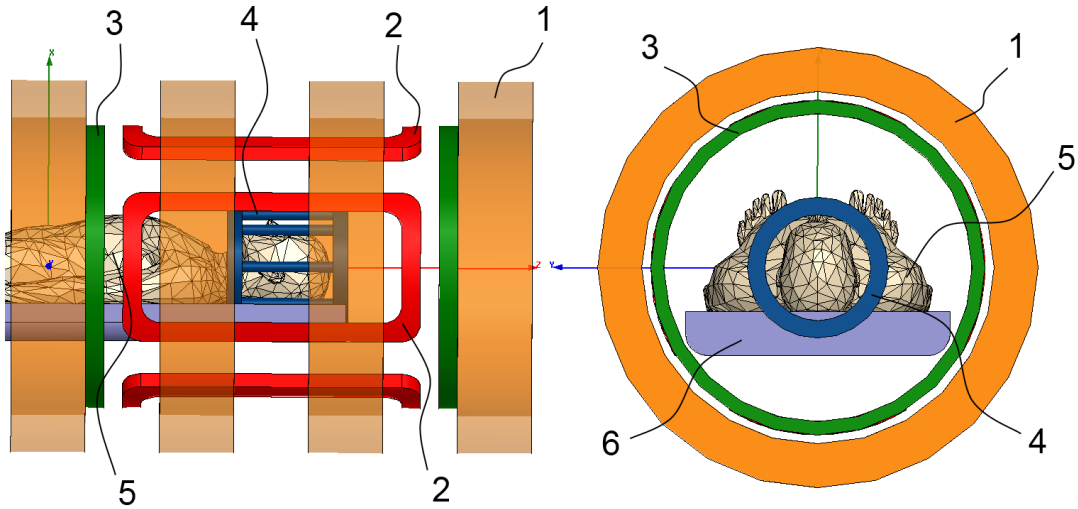


FIGURE 1.1.2: Schéma d'un scanner IRM. Le patient (5) est allongé sur un lit (6) puis inséré progressivement dans des bobines produisant un champ intense  $B_0$  (1). Les aimants (2) permettent de produire des gradients dans les directions  $x$  et  $y$  et les aimants (3) selon la direction  $z$ . Pour imagier le cerveau du patient, une antenne (4) est disposée autour de la tête du patient.

### 1.1.3 Codage de l'image

#### 1.1.3.1 Codage de l'image en 3 dimensions

Le premier cas étudié est le cas de l'excitation en 3D, en supposant que l'aimantation initiale  $M_0$  est dirigée selon l'axe  $z$ . Dans ce cas, en routine d'imagerie classique 3D, on émet un champ  $B_1^+$  sans gradient de champ, tel que  $B_1^+$  soit significativement plus grand que  $\delta B_0$  et pendant une durée  $T_P$  significativement plus petit que  $T_1$  et  $T_2$ . Dans ce cas, la solution de l'équation 1.1.36 donne l'aimantation finale, à la fin de l'impulsion, notée  $M_P$  :

$$M_P = M_0 \sin \alpha e^{i\phi}, \quad (1.1.37)$$

$$M_z = M_0 \cos \alpha. \quad (1.1.38)$$

où  $\alpha$ , appelé angle de bascule, vaut :

$$\alpha = \gamma |B_1^+| T_P. \quad (1.1.39)$$

Après l'impulsion,  $M_\perp$  subit une décroissance exponentielle par le paramètre  $T_2$  et sa phase varie avec la pulsation  $\gamma \delta B_0$  et éventuellement à la pulsation  $\gamma \vec{G} \cdot \vec{r}$  en présence d'un

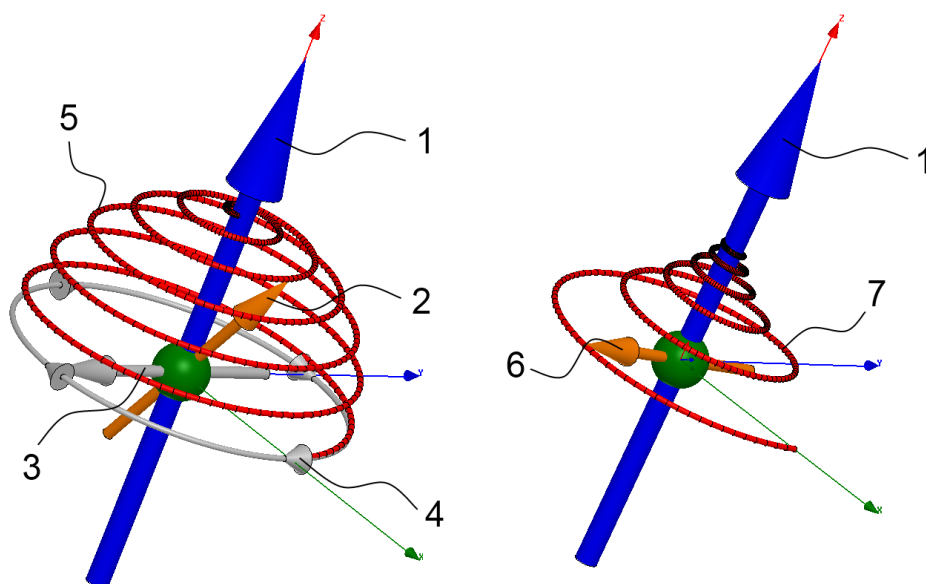


FIGURE 1.1.3: Ce schéma représente une vision newtonienne du spin, qui, à échelle macroscopique, permet d'expliquer le phénomène de RMN. Sous l'effet conjoint du champ magnétique principal  $B_0$  (1) et  $B_1^+$  (3), le moment de spin (2) bascule vers l'axe transversale, selon la trajectoire (5). Le spin et le champ excitateur  $B_1^+$  tournent tous deux avec la fréquence de Larmor dans le plan transverse, dans le sens antitrigonométrique (4), par rapport à l'axe du champ principal  $B_0$ . Lorsque le champ  $B_1^+$  devient nul, le moment de spin (6) reprend progressivement sa valeur initiale, en suivant la trajectoire (7), émettant ainsi un écho. Notons que la trajectoire (5) se dessine sur une sphère, alors que la trajectoire (7) correspond à un effet de relaxation selon le plan transverse et l'axe  $z$ . Pour se donner un ordre de grandeur, à 7 T, pour une impulsion d'1 ms ( $T_P = 1$  ms), le spin parcourt 300 000 tours autour de l'axe  $z$  entre le début et la fin de l'impulsion. Le schéma n'est donc pas à l'échelle.

gradient. Quant à  $M_z$ , il revient vers la position  $M_0$  selon le paramètre de relaxation  $T_1$ . La phase  $\phi$  de  $\mathbf{M}_P$  dans l'équation 1.1.37 est égale à la phase de  $\mathbf{B}_1^+$  à  $\pi/2$  près. Nous noterons  $\mathbf{M}_E$  l'aimantation transverse, après un temps de relaxation  $T_E$ , appelé temps d'écho. D'après l'équation de Bloch 1.1.36,  $\mathbf{M}_E$  est égal à :

$$\mathbf{M}_E = M_0 \sin \alpha e^{-T_E/T_2 + i(\phi - \gamma \delta B_0 T_E)}. \quad (1.1.40)$$

La figure 1.1.3 expose les différentes phases d'excitation et de relaxation des spins. L'équation 1.1.39 montre comment exciter les spins protoniques à partir du champ  $\mathbf{B}_1^+$ , la question qui se pose alors est l'acquisition de l'image après excitation des spins. Nous supposons dans ce chapitre que les composantes  $T_1$  et  $T_2$  sont très grandes devant le temps d'acquisition des données, noté  $T_L$  et que la composante  $\delta B_0$  est très petite devant  $\vec{G} \cdot \vec{r}$ . Pendant la phase de réception, aucun champ magnétique  $\mathbf{B}_1^+$  n'est émis par l'antenne. L'équation de Bloch 1.1.36 se résume alors, en réception, à :

$$\frac{d\mathbf{M}_\perp}{dt} = -i\gamma(\vec{G} \cdot \vec{r})\mathbf{M}_\perp, \quad (1.1.41)$$

dont la solution, à l'instant  $t$ , est :

$$\mathbf{M}_\perp(t) = \mathbf{M}_E \exp[-i\gamma \int_0^t (\vec{G}(t') \cdot \vec{r}) dt']. \quad (1.1.42)$$

Ceci est l'équation locale du moment magnétique transverse. Notons  $\mathbf{S}$  la sensibilité de l'antenne en réception au point  $\vec{r}$ . Tous les moments magnétiques émettent en même temps, et l'antenne recevra donc un signal  $\mathbf{S}_T$  qui est la somme des signaux reçus dans l'espace, noté  $\Omega$  :

$$\mathbf{S}_T = \int_\Omega \mathbf{S} \mathbf{M}_E \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}] d\vec{r}, \quad (1.1.43)$$

où :

$$\vec{k}(t) = \gamma \int_0^t \vec{G}(t') dt'. \quad (1.1.44)$$

En d'autres termes, le signal reçu à l'instant  $t$  est la transformée de Fourier de la fonction  $\mathbf{S} \mathbf{M}_E$  à la position  $\vec{k}$ . On comprend alors comment localiser le signal émis  $\mathbf{M}_E$ , il suffit de mesurer  $\mathbf{S}_T$  en un nombre de valeurs de  $\vec{k}$  assez grand et d'appliquer la transformée de Fourier inverse sur la mesure de l'ensemble des données  $\mathbf{S}_T$ .

En pratique, on choisit une direction, par exemple  $z$  qui sera considérée comme l'axe de "codage en fréquence". Appelons  $T_L$  le temps de lecture, la durée effective de la mesure. Le processus de lecture des données commence au moment  $t = T_E - T_L$ ,  $T_E$  étant le temps d'écho défini précédemment. A cet instant,  $\vec{k}(T_E - T_L)$  vaut 0. On applique alors



un gradient  $\vec{G} = G_x \vec{e}_x + G_y \vec{e}_y - G_z \vec{e}_z$  jusqu'à l'instant  $t = T_E - T_L/2$ .  $\vec{k}(T_E - T_L/2)$  vaut alors :

$$\vec{k}(T_E - T_L/2) = \gamma(G_x \vec{e}_x + G_y \vec{e}_y - G_z \vec{e}_z)T_L/2. \quad (1.1.45)$$

L'acquisition dure de  $t = T_E - T_L/2$  jusque  $t = T_E + T_L/2$ .  $\vec{G}$  vaut pendant l'acquisition  $\vec{G} = G_z \vec{e}_z$ , donc  $\vec{k}$  vérifie, pour  $t \in [T_E - T_L/2, T_E + T_L/2]$  :

$$\vec{k}(t) = \gamma[(G_x \vec{e}_x + G_y \vec{e}_y)T_L/2 + G_z \vec{e}_z t]. \quad (1.1.46)$$

Pendant la période d'acquisition  $T_L$ , c'est donc une ligne complète de l'espace de Fourier qui est acquise selon l'axe du codage en fréquence. On nomme cet axe "codage en fréquence", car de fait, selon cet axe, la fréquence de rotation des moments magnétiques dépend de la position selon l'axe  $z$  grâce au gradient  $\vec{G}$ . Selon l'acquisition souhaitée, on peut acquérir une (acquisition standard) ou plusieurs lignes (par exemple les acquisition EPI [10]) de l'espace de Fourier. Dans cet exemple simple où une seule ligne est acquise, l'opération doit donc être répétée pour autant de valeurs de  $G_x$  et de  $G_y$  pour lesquelles on souhaite acquérir une ligne dans l'espace de Fourier, ou "espace  $k$ ". Au final, on obtient en général les données dans une grille régulière dans l'espace de Fourier. L'avantage d'obtenir les résultats dans une telle grille est qu'il est possible d'appliquer les algorithmes de transformée de Fourier rapide (ou FFT pour "Fast Fourier Transform") pour la reconstruction de l'image.

Selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ , le pas d'échantillonnage  $\Delta k_{x,y,z}$  doit être choisi suffisamment petit pour permettre de scanner l'échantillon en entier. En effet, on montre que  $\Delta k_{x,y,z}$  est lié à la dimension de l'objet  $d_{x,y,z}$  par la relation suivante [10] :

$$\Delta k_{x,y,z} < \frac{1}{2\pi d_{x,y,z}}. \quad (1.1.47)$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, on observe un phénomène de recouvrement dans la ou les directions pour lesquelles l'inégalité n'est pas vérifiée, c'est à dire qu'une partie de l'image apparaît en surimpression sur une autre partie de l'image, rendant le résultat inexploitable par le radiologue. Dans la direction  $z$ , ce pas d'échantillonnage force  $\Delta t$  pour une valeur de  $G_z$  donnée par :

$$\Delta t = \Delta k_z / (\gamma G_z), \quad (1.1.48)$$

et dans les directions  $x$  et  $y$ , le pas d'échantillonnage force  $\Delta G_{x,y}$  pour une valeur de  $T_L$  donnée par :

$$\Delta G_{x,y} = 2\Delta k_{x,y} / (\gamma T_L). \quad (1.1.49)$$

Par conséquent, plus l'échantillon est grand, plus  $\Delta G_{x,y}$  doit être choisi petit. La résolution est liée, quant à elle, à la distance maximale entre la plus petite et la plus grande valeur de

$G_{x,y}$  dans la direction  $x$  et  $y$  et au temps de lecture dans la direction  $z$ . Pour une résolution  $n_{x,y}$  dans les directions  $x$  ou  $y$ ,  $G_{x,y}$  évoluera entre  $-n_{x,y}/2 \cdot \Delta G_{x,y}$  et  $n_{x,y}/2 \cdot \Delta G_{x,y}$ . La résolution spatiale  $\delta_{x,y}$  sera alors :

$$\delta_{x,y} = \frac{1}{\pi n_{x,y} \gamma \Delta G_{x,y} T_L}. \quad (1.1.50)$$

La résolution  $\delta_z$  vaut quant à elle :

$$\delta_z = \frac{1}{\pi \gamma G_z T_L}. \quad (1.1.51)$$

Ce paragraphe nous a permis d'exposer brièvement les principales équations pour le codage 3D de l'information. Tout aussi répandu que l'imagerie 3D, nous exposons dans la suite le codage en 2 dimensions, dans un plan, qui est historiquement le premier mode d'imagerie en IRM.

### 1.1.3.2 Codage de l'image en 2 dimensions

Pour l'acquisition en 2 dimensions, on suppose que l'aimantation dans la direction  $z$ ,  $M_z$  est quasi-constante, égale à  $M_0$  du début à la fin de l'impulsion, ce qui signifie, d'après l'équation 1.1.27 que l'aimantation  $\mathbf{M}_\perp$  reste très faible devant  $M_z$  et que  $\gamma |\mathbf{B}_1^+| T_P$  reste proche de 1. Cette approximation est appelée approximation des petits angles. On suppose comme précédemment que le temps d'impulsion  $T_P$  est très petit devant  $T_2$  et que le champ des gradients  $\vec{G} \cdot \vec{r}$  est grand devant  $\delta B_0$ . L'équation 1.1.36 s'écrit alors :

$$\frac{d\mathbf{M}_\perp}{dt} = i\gamma(\mathbf{B}_1^+(t)M_0 - (\vec{G} \cdot \vec{r})\mathbf{M}_\perp(t)). \quad (1.1.52)$$

On suppose que l'impulsion commence en  $-T_P/2$  et finit en  $T_P/2$ . Afin d'éviter une dispersion trop importante des phases des spins, un gradient  $-\vec{G}$  est appliqué pendant une durée  $T_P/2$ , sans excitation  $\mathbf{B}_1^+$ . Avec la notation  $\vec{k}$  utilisée précédemment, et en supposant que  $\vec{G}$  est constant dans le temps, c'est à dire  $\vec{k}(t) = \gamma \vec{G}t$ , on obtient la formule :

$$\mathbf{M}_{P2D} = M_0 \int_{-T_P/2}^{T_P/2} \gamma \mathbf{B}_1^+ e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} dt. \quad (1.1.53)$$

On choisit ensuite un axe de sélection de coupe. Pour l'exemple, nous considérerons une coupe selon l'axe  $z$ , c'est à dire l'axe principal de l'aimant, qui est aussi l'axe antéro-postérieur du patient introduit dans l'aimant. Dans ce cas,  $\vec{k}$  est dirigé selon l'axe  $z$ , ainsi que  $\vec{G}$ , et le plan imagé, est un plan axial, selon les direction  $x$  et  $y$ . La position dans la

direction  $z$  est notée  $r_z$ . Un changement de variable de  $t$  vers  $k_z$  fait apparaître à nouveau une transformée de Fourier :

$$\mathbf{M}_{P2D} = M_0 \int_{-\gamma GT_P/2}^{\gamma GT_P/2} \frac{\mathbf{B}_1^+(\frac{k}{\gamma G_z})}{G_z} e^{-ik_z r_z} dk_z, \quad (1.1.54)$$

que l'on peut écrire également, avec la notation  $\mathcal{F}$  désignant la transformée de Fourier selon  $k_z$  :

$$\mathbf{M}_{P2D} = M_0 \mathcal{F}(\mathbf{b}(k_z)), \quad (1.1.55)$$

où :

$$\mathbf{b}(k) = \begin{cases} 0 & \text{si } k_z < -\gamma G_z T_P/2, \\ \frac{\mathbf{B}_1^+(\frac{k}{\gamma G_z})}{G_z} & \text{si } k_z \in [-\gamma GT_P/2, \gamma GT_P/2], \\ 0 & \text{si } k_z > \gamma G_z T_P/2, \end{cases} \quad (1.1.56)$$

Afin de sélectionner effectivement une coupe dans l'espace, c'est à dire, afin d'obtenir  $|\mathbf{M}_{P2D}| = 1$  pour  $r_z \in [r_{z0} - d_z/2, r_{z0} + d_z/2]$  et  $|\mathbf{M}_{P2D}| = 0$  en dehors de la coupe, il faut et il suffit que  $\mathbf{b} = d_z \cdot \text{sinc}(k_z \cdot d_z) e^{ik_z r_{z0}}$  pour tout  $k_z$ . Pour réaliser une telle coupe, il faudrait donc que le temps d'impulsion soit infini, et que  $\mathbf{B}_1^+$  vérifie :

$$\mathbf{B}_1^+(t) = G_z d_z \cdot \text{sinc}(\gamma G_z d_z t) e^{i\gamma G_z r_{z0} t}. \quad (1.1.57)$$

En pratique, le temps d'impulsion n'est pas infini. On décrit généralement la relation entre le temps d'impulsion  $T_P$  et  $\gamma G_z d_z$  par un nombre de lobes  $N_l$ , défini par  $T_P = \frac{(1+N_l)\pi}{\gamma G_z d_z}$ . Nous nous intéresserons principalement au cas où le sinus cardinal est coupé à 3 lobes, soit  $T_P = \frac{4\pi}{\gamma G_d}$ . Dans ce cas,  $\gamma G_z d_z t$  varie dans l'intervalle  $[-2\pi, 2\pi]$ . Les oscillations au-delà de  $2\pi$  sont considérées comme négligeables sur l'image finale.

Une fois la sélection de coupe effectuée dans le plan  $(x, y)$ , l'acquisition ne se fait plus que selon les axes  $x$  et  $y$ , avec une transformation de Fourier en 2 dimensions dans l'équation 1.1.43. Un chronogramme pour une séquence en 2 dimensions est donné dans la figure 1.1.4.

### 1.1.3.3 Comparaison entre les deux méthodes 3D et 2D.

La méthode d'acquisition 3D, comme vu dans la section 1.1.3.1, nécessite une acquisition dans tout l'espace. Après une impulsion, il est possible de lire une ou plusieurs lignes de données dans l'espace  $k$ . Afin d'obtenir les données dans tout l'espace  $k$ , si toutes les lignes n'ont pas été acquises en une seule fois, il est alors nécessaire de produire une nouvelle

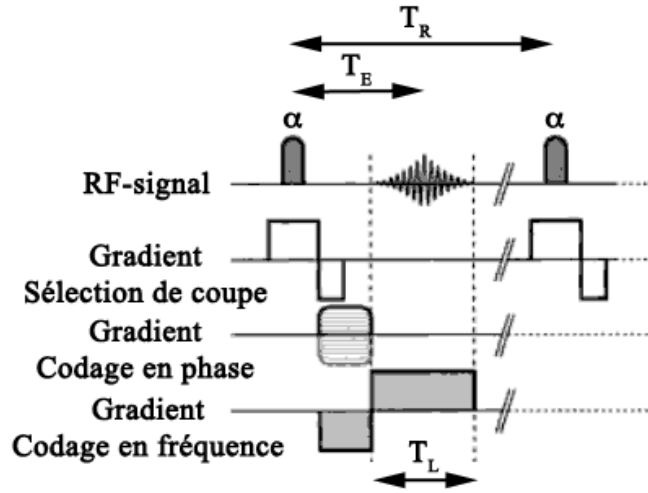


FIGURE 1.1.4: Chronogramme de la séquence écho de gradient, pour une sélection de coupe. La lecture se fait après un temps  $T_E$ , temps d'écho, et l'impulsion suivante après un temps  $T_R$ . Le temps de lecture est noté  $T_L$ . Source : Comprendre l'IRM, Manuel d'auto-apprentissage. Par Bruno Kastler, édition Masson.

impulsion. On appelle temps de répétition, noté  $T_R$ , le temps écoulé entre deux impulsions. Si après chaque impulsion, une seule ligne de signal est lue, si l'on souhaite obtenir une résolution de  $128 \times 128 \times 128$  voxels en imagerie 3D, il faudra émettre  $128 \times 128$  impulsions, et le temps d'acquisition total de l'image, noté  $T_A$ , sera  $128 \times 128$  fois le temps de répétition  $T_R$ . Si l'on acquiert avec un temps de répétition de 1 seconde, le temps total d'acquisition sera de 4 heures et demie. En 2 dimensions, la résolution de  $128 \times 128$  ne requiert qu'un temps d'acquisition de 128 fois le temps de répétition, soit environ 2 minutes pour un plan. Si l'on acquiert comme précédemment 128 plans, le temps total d'acquisition est le même, soit 4 heures et demie. L'acquisition 2D est intéressante si l'on n'a pas besoin d'acquérir tous les plans.

Les équations de Bloch montrent que l'aimantation finale, à la fin de l'impulsion,  $\mathbf{M}_P$  ne peut pas dépasser l'aimantation  $M_0$ . Par analogie avec l'acquisition 3D, et l'équation 1.1.37, on note  $\alpha$  l'angle de basculement, défini par :

$$\sin \alpha = \frac{|\mathbf{M}_P|}{M_0}. \quad (1.1.58)$$

Supposons que l'on définisse un temps d'impulsion  $T_P$  fixe, un objectif  $\alpha$ , et que l'on s'intéresse à la fois à la tension maximale requise et à l'énergie totale. Dans la mesure où les impulsions 2D ont été définies avec l'approximation petit angle, il est également nécessaire

de supposer que l'angle de basculement  $\alpha$  est petit, inférieur à  $40^\circ$  [10]. Notons  $V$  la tension crête produite par les amplificateurs de puissance, et  $R$  le rendement de l'antenne, défini par  $R = |\mathbf{B}_1^+|/V$ . A partir des équations 1.1.37 et 1.1.53 avec une impulsion  $\mathbf{B}_1^+$  défini par l'équation 1.1.57, dans la coupe sélectionnée, pour l'acquisition 2D, ou dans l'espace entier, pour l'acquisition 3D, on montre que :

$$\sin \alpha = \gamma R \int_{-T_P/2}^{T_P/2} V dt. \quad (1.1.59)$$

Pour l'acquisition 3D,  $V(t)$  est constant, on peut l'écrire  $V_{3D}$ . Dans le cas de l'acquisition 2D,  $\mathbf{B}_1^+$  varie selon l'équation 1.1.57,  $V$  varie selon  $V(t) = V_{2D} \cdot \text{sinc}(\gamma G_z d_z t)$ . Les paramètres  $V_{3D}$  et  $V_{2D}$  désignent la tension maximale requise pour l'imagerie 3D et 2D respectivement. L'intégration, avec une valeur  $V_{3D}$  constante, pour le codage 3D donne simplement :

$$\sin \alpha = \gamma R V_{3D} T_P. \quad (1.1.60)$$

Pour le codage 2D, l'intégration prenant en compte le sinus cardinal donne :

$$\sin \alpha = \gamma R V_{2D} \frac{T_P}{(1 + N_l)\pi} \int_{-(1+N_l)\pi/2}^{(1+N_l)\pi/2} \text{sinc}(x) dx, \quad (1.1.61)$$

où  $N_l$  est le nombre de lobes défini précédemment. Une estimation de l'intégrale, pour  $N_l = 3$  donne :

$$\sin \alpha = 0.226 \cdot \gamma R V_{2D} T_P. \quad (1.1.62)$$

Ces quelques calculs montrent que, pour un temps d'impulsion  $T_P$  identique, les tensions maximales requises  $V_{3D}$  et  $V_{2D}$  sont significativement différentes pour obtenir le même angle de bascule  $\alpha$ . Pour 3 lobes, la relation entre  $V_{3D}$  et  $V_{2D}$  est donnée par :

$$V_{2D} \simeq 4.43 V_{3D}. \quad (1.1.63)$$

Cette relation ne dépend pas de l'angle de bascule  $\alpha$  choisi, ni du rendement  $R$  de l'antenne. C'est un coefficient fixe, qui ne dépend que du choix du nombre de lobes  $N_l$ . En particulier, plus le nombre de lobes est important, plus  $V_{2D}/V_{3D}$  est grand. Le tableau 1.1 donne les rapports  $V_{2D}/V_{3D}$  en fonction du nombre de lobes. En pratique, si l'on ne peut pas atteindre  $V_{2D}$  avec la puissance disponible des amplificateurs, on jouera également sur le temps d'impulsion, qu'on allongera pour une acquisition 2D.

De la même façon, on peut calculer avec les mêmes formules, l'énergie nécessaire pour une acquisition 2D. L'énergie nécessaire est donnée par l'impédance réelle de l'amplificateur

$N_l$	$V_{2D}/V_{3D}$	$E_{p,2D}/E_{p,3D}$
1	1,70	1,3
3	4,43	4,64
5	5,63	5,11
7	8,43	8,66

TABLE 1.1: Rapport des tensions maximales requises et des énergies dissipées, fonction du nombre de lobes.

$Z_{amp}$  (généralement 50  $\Omega$ ), la tension à la sortie de l'amplificateur, et le temps d'impulsion  $T_P$  par la relation :

$$E_p = \int_{-T_P/2}^{T_P/2} \frac{V^2}{Z} dt. \quad (1.1.64)$$

Comme précédemment, on peut donc déterminer le rapport d'énergie nécessaire entre une acquisition 3D,  $E_{p,3D}$  et une acquisition 2D  $E_{p,2D}$  possédant exactement le même temps d'impulsion  $T_P$  :

$$E_{p,2D} = \frac{\int_{-T_P/2}^{T_P/2} V_{2D}^2 \cdot \text{sinc}^2((1 + N_l)\pi \frac{t}{T_P}) dt}{\int_{-T_P/2}^{T_P/2} V_{3D}^2 dt} E_{p,3D}. \quad (1.1.65)$$

Développer l'équation précédente mène à la relation :

$$E_{p,2D} = \frac{V_{2D}^2}{V_{3D}^2} \frac{1}{(1 + N_l)\pi} \int_{-2\pi}^{2\pi} \text{sinc}^2(x) dx E_{p,3D}. \quad (1.1.66)$$

Le tableau 1.1 montre les résultats obtenus selon le nombre de lobes. De la même façon, pour le même temps d'impulsion et 3 lobes, l'énergie déposée est 4,6 fois supérieure.

#### 1.1.4 Séquence type : l'écho de gradient. Rapport signal sur bruit et contraste.

La séquence la plus simple à réaliser en IRM à très haut champ est la séquence écho de gradient (appelée parfois écho de champ). Toutes les séquences étudiées dans la suite de ce mémoire sont basées sur la séquence à écho de gradient [10]. Cette séquence peut être utilisée pour détecter une présence anormale de sang, par exemple pour l'analyse des hémorragies internes [18]. La présence de fer dans le sang conduit à des inhomogénéités du champ, à l'échelle microscopique. Ces inhomogénéités locales sont liées à la forte susceptibilité des ions ferreux, pouvant dépasser le millier, à comparer aux quelques ppm des tissus humains. Elles engendrent une accélération du retour à l'équilibre dans les directions transversales  $x$  et  $y$  et donc une réduction du  $T_2$  observé à l'échelle macroscopique, et définissent

une constante de temps, notée  $T_2^*$ . Contrairement à la séquence écho de spin, aucune correction des inhomogénéités de champ pour restituer  $T_2$  n'est appliquée par la séquence à écho de gradient, le temps caractéristique de destruction de l'aimantation transversale est donc bien égal à  $T_2^*$  pour cette séquence. Les tissus sont alors décrits comme précédemment par leur densité protonique, leur paramètre  $T_1$ , mais au lieu d'être décrits par  $T_2$ , ils sont décrits par un nouveau paramètre  $T_2^*$ . La figure 1.1.4 présente un chronogramme de la séquence en écho de gradient, dont les étapes sont expliquées dans la suite.

La séquence à écho de gradient consiste à émettre une impulsion 3D ou 2D, et à recevoir l'écho généré. Nous n'allons étudier que le cas 3D. Le cas 2D se déduit du cas 3D en considérant que l'aimantation est nulle, hors le plan sélectionné. Nous avons vu que pour acquérir l'espace de Fourier entier, il est généralement utile de reproduire l'excitation, l'impulsion, un grand nombre de fois. Nous avons supposé précédemment qu'à la fin d'une impulsion, l'aimantation était revenue à l'aimantation initiale  $M_0$  après une phase de relaxation. Or, en pratique, on observe que le paramètre  $T_1$  de relaxation peut atteindre des valeurs de plusieurs secondes, et donc qu'il est nécessaire d'attendre plusieurs dizaines de secondes entre deux impulsions, avant de retrouver l'état d'équilibre  $M_0$ . Si l'on appliquait une telle séquence, le temps d'acquisition total de l'image,  $T_A$  serait de plusieurs heures, voire plusieurs jours. C'est pourquoi, des séquences de type écho de gradient visent à obtenir un état stationnaire, sans que l'on attende après chaque impulsion, le retour à l'état d'équilibre  $M_0$ . On supposera toutefois que l'aimantation transversale, liée au temps de relaxation  $T_2^*$ , est parfaite, c'est à dire qu'elle a été entièrement détruite entre l'impulsion  $n$  et l'impulsion  $n+1$ . Si ce temps de relaxation  $T_2^*$  n'est pas assez court, comparé au temps de répétition  $T_R$ , les techniques dites de "spoiling" permettent de le réduire artificiellement. Nous ne développerons pas dans cette partie le principe du spoiling, décrit dans l'article de Frederick Epstein [19]. Avant l'impulsion  $n$ , l'aimantation transversale vaut  $M_z = M_{z,n}$ , où  $M_{z,n}$  est donc différent de  $M_0$ . Comme précédemment, la lecture commence en  $T_E - T_L/2$  et finit en  $T_E + T_L/2$ . D'après l'équation 1.1.40, en considérant que l'impulsion a débuté avec une aimantation transverse  $M_{z,n}$ , l'aimantation au moment de l'écho  $M_E$  vérifie ;

$$|M_E| = M_{z,n} e^{-T_E/T_2^*} \cdot \sin \alpha. \quad (1.1.67)$$

L'aimantation longitudinale  $M_{zE,n}$ , quant à elle, au moment de l'écho, est donnée par la résolution de l'équation 1.1.27 :

$$M_{zE,n} = M_0 + (M_{z,n} \cos \alpha - M_0) e^{-T_E/T_1}. \quad (1.1.68)$$

Lorsque le temps de répétition  $T_R$  est écoulé, une nouvelle impulsion, l'impulsion  $n+1$  est émise. Pour l'impulsion suivante, l'aimantation initiale  $M_{z,n+1}$  est alors égale à l'aimanta-

tion à la fin de l'impulsion précédent  $M_{zR,n}$ . On obtient ainsi une relation de récurrence entre l'aimantation au début de l'impulsion  $n$  et l'aimantation au début de l'impulsion  $n+1$ . L'état d'équilibre ou état stationnaire est défini par une même aimantation longitudinale au début de l'impulsion  $n$  et au début de l'impulsion  $n+1$ , c'est à dire  $M_{z,n} = M_{z,n+1}$ . Cette relation de récurrence impose que l'aimantation initiale  $M_{z,n}$  vérifie, à l'état stationnaire [10] :

$$M_{z,n} = M_0 \frac{1 - e^{-T_R/T_1}}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-T_R/T_1}}. \quad (1.1.69)$$

L'aimantation transversale au moment de l'écho  $\mathbf{M}_E$  mesurée à l'état stationnaire  $M_{ms}$ , vérifie alors :

$$|\mathbf{M}_E| = M_0 \frac{1 - e^{-T_R/T_1}}{1 - \cos \alpha \cdot e^{-T_R/T_1}} \sin \alpha \cdot e^{-T_E/T_2^*}. \quad (1.1.70)$$

Cette dernière relation indique donc que le signal généré localement par une séquence gradient echo, qui dépend de  $\mathbf{M}_E$  (cf. équation 1.1.43) est bien lié à l'aimantation initiale  $M_0$  donc à la densité protonique, à l'angle de bascule  $\alpha$ , aux paramètres des tissus  $T_1$  et  $T_2^*$  et aux paramètres de la séquence  $T_R$  et  $T_E$ . Ces deux derniers paramètres peuvent être modifiés selon le type de séquence désiré. On nomme généralement séquence pondérée  $T_1$  une séquence où l'effet de  $T_2^*$  est très faible, c'est à dire où le temps d'écho est quasiment nul, et l'angle  $\alpha$  proche de  $90^\circ$ . Inversement on appellera séquence pondérée  $T_2^*$  une séquence où l'effet de  $T_1$  est très faible, c'est à dire où l'angle de bascule est très faible devant  $90^\circ$  et le temps d'écho proche de  $T_2^*$ . Enfin, une séquence pondérée en densité protonique est une séquence où le temps d'écho et l'angle de bascule sont faibles. La séquence pondérée  $T_1$  permet de différencier des tissus possédant la même densité protonique mais dont la différence en  $T_1$  est faible. La séquence pondérée  $T_2^*$  permet de différencier des tissus selon leurs valeurs de  $T_2^*$ . La dernière séquence permet de différencier des tissus ayant différentes densités protoniques.

David Hoult démontre dans [14], à partir du principe de réciprocité, que la sensibilité en réception ne dépend pas de  $B_1^+$  mais de  $B_1^-$  qui s'écrit, avec les notations précédentes :

$$\mathbf{B}_1^- = \frac{\overline{\mathbf{B}}_{1x} + j\overline{\mathbf{B}}_{1y}}{2}. \quad (1.1.71)$$

où la barre supérieure désigne le conjugué complexe. On définira dans la suite la sensibilité en réception, en puissance, noté  $\tilde{B}_1^-$ , par :  $\tilde{B}_1^- = B_1^- / \sqrt{P}$ , qui ne dépend pas de la puissance injectée. La puissance reçue  $P_s$  est alors donnée par :

$$P_s = 4\pi^2 (f_L |\mathbf{M}_E| \tilde{B}_1^-)^2. \quad (1.1.72)$$



La puissance de bruit thermique  $P_b$  électromagnétique est donnée par l'équation de Nyquist :

$$P_b = 4k_B T^\circ \Delta f, \quad (1.1.73)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzman,  $T^\circ$  la température, et  $\Delta f$  la bande passante du récepteur. D'après le théorème de Shannon, la bande passante minimale permettant d'éviter tout phénomène de recouvrement est donnée par  $\Delta f = (2\Delta t)^{-1}$ . Pour une durée de lecture  $T_L$ , la valeur de  $\Delta t$  est donnée par l'équation 1.1.48. En associant l'équation 1.1.48 aux équations 1.1.47 et 1.1.51, nous obtenons la relation suivante pour la puissance de bruit :

$$P_b = \frac{4k_B T^\circ d_z}{\delta_z T_L}. \quad (1.1.74)$$

Plus la résolution est élevée, c'est à dire plus le rapport  $d_z/\delta_z$  est élevé, plus le bruit est élevé. De même, si on raccourcit le temps de lecture. Le signal sur bruit en IRM, est défini par le rapport entre la tension détectée venant du signal, et la tension de bruit. Dans la mesure où la tension est liée à la puissance par l'impédance d'entrée de l'antenne, le rapport signal sur bruit est donné par le ratio entre la racine de la puissance de signal et la racine de la puissance de bruit :

$$S/B = \sqrt{\frac{P_s}{P_b}}. \quad (1.1.75)$$

Les équations 1.1.72 et 1.1.74 donnent alors :

$$S/B = \frac{\pi f_L |\mathbf{M}_E| \tilde{B}_1^- \sqrt{T_L \delta_z}}{\sqrt{k_B T^\circ d_z}}. \quad (1.1.76)$$

Cette équation peut être retrouvée sous une forme légèrement différente dans l'équation du rapport signal sur bruit donnée au chapitre 6.4 du livre [10]. L'aimantation  $\mathbf{M}_E$  est l'aimantation totale engendrée par les spins protoniques, dans un voxel de l'image.  $\mathbf{M}_E$  est donc directement proportionnel au volume d'un voxel, pour une densité protonique donnée.

Il est ensuite possible d'étudier séparément les différentes variables contenues par l'équation 1.1.76 afin de comprendre tous les facteurs qui font varier le rapport signal sur bruit. Tout d'abord, certains paramètres sont fixes a priori, ou sont complexes à faire varier. La constante de Boltzman  $k_B$  est fixe. La taille de l'échantillon  $d_z$  est également fixe, pour un patient donné et varie peu d'un patient à un autre. La température de bruit  $T^\circ$  dépend de la température interne du patient, c'est à dire 37° Celsius et de la température de l'environnement. Les variables  $\mathbf{M}_E$ ,  $T_L$  et  $\delta_z$  dépendent des choix des paramètres de la séquence. En effet, si l'on souhaite augmenter la résolution, on diminue la taille des voxels,

donc  $\mathbf{M}_E$ , et la résolution en  $z$ ,  $\delta_z$ . Le temps  $T_L$  est généralement choisi au mieux, selon les valeurs de  $T_1$  et  $T_2^*$ , trop grand, des artefacts liés à  $T_1$  et  $T_2^*$  peuvent apparaître, trop petit, le rapport signal sur bruit devient trop faible.  $\tilde{B}_1^-$  est la sensibilité de l'antenne. Le maximiser revient à optimiser l'antenne, ce sera dans la suite l'un de nos objectifs principaux pour la conception d'antenne. Enfin, les variables  $f_L$  et  $\mathbf{M}_E$  dépendent de  $B_0$ ,  $f_L$  directement à partir de l'équation 1.1.10, et  $\mathbf{M}_E$  dépend de l'aimantation  $\vec{M}$  à l'équilibre, qui lui-même dépend de  $B_0$  par l'équation 1.1.6.  $\mathbf{M}_E$  dépend également des propriétés du tissu,  $T_1$  et  $T_2^*$  pour une séquence en écho de gradient.

On peut donc écrire plus simplement :

$$S/B \propto B_0^2 \tilde{B}_1^- \quad (1.1.77)$$

Pour une séquence identique, des paramètres de tissu  $T_1$  et  $T_2^*$  identiques, la même résolution et le même temps de lecture,  $T_L$ , le rapport signal sur bruit est proportionnel au carré de  $B_0$  et à  $\tilde{B}_1^-$ . Ainsi, en augmentant le champ  $B_0$ , on espère augmenter le rapport signal sur bruit, si  $\tilde{B}_1^-$  ne décroît pas trop vite.

### 1.1.5 Antennes IRM à canal unique en transmission et antennes réseaux de réception.

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux antennes destinées à l'imagerie du cerveau. Les antennes optimisées pour l'imagerie du cerveau sont couramment appelées antenne tête, que l'on distingue donc par exemple des antennes corps entier, des antennes dos, ou des antennes pour l'étude des articulations de la main, du pied, du genou, etc.

De façon générale, les antennes des appareils IRM sont formées par des éléments rayonnants en cuivre, de formes variables, jouant soit le rôle de bobinages émetteurs, en résonance avec le circuit qui l'alimente, soit le rôle de récepteurs de l'écho IRM, soit encore, comme la plupart des premières antennes fabriquées en IRM, ces deux fonctions simultanément. En effet, en vertu du principe de réciprocité, une antenne capable de produire un champ  $\mathbf{B}_1^+$  et un champ  $\mathbf{B}_1^-$  peut être utilisée en transmission et en réception. Parmi les premières antennes IRM, les plus performantes étaient généralement des antennes en quadrature, composé de deux ou quatre éléments indépendants émetteurs [20]. Un amplificateur unique produit le signal radio-fréquence, à la fréquence de Larmor, un ou plusieurs diviseurs de puissance permettent de répartir la puissance pour les deux ou quatre éléments. Le signal ainsi divisé est déphasé avant d'être injecté dans chacun des éléments émetteurs, on utilisera pour cela un hybride 90°, 3 dB, comme présenté dans [21]. Le déphasage est calculé

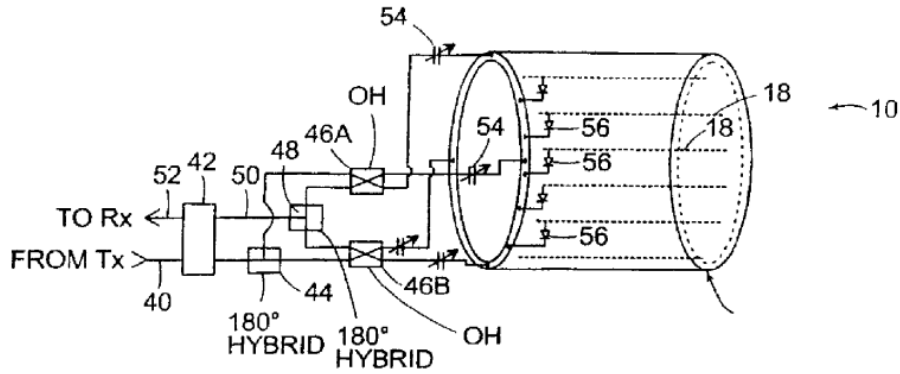


FIGURE 1.1.5: Antenne transmission réception à canal unique en transmission et en réception. Les coupleurs hybrides (44), (46A), (46B) et (48) permettent de diviser la puissance entrante (40) afin de l’injecter en 4 points dans l’antenne. Les éléments émetteurs (18) sont couplés, afin que cette puissance se répartissent sur tous les éléments émetteurs. Les coupleurs hybrides permettent également d’optimiser le signal de réception (52). Source : Patent US 2008/0278167 déposé par T. Vaughan.

pour maximiser le champ  $B_1^+$  et minimiser  $B_1^-$  lorsque l’antenne émet. En réception, les diviseurs deviennent des combineurs, les déphasages sont inversés afin de maximiser  $B_1^-$  et minimiser  $B_1^+$ . Ces antennes en quadrature sont décrites plus précisément au chapitre 1 de [10]. Aux champs plus élevés ( $B_0 > 1,5$  T), afin d’améliorer l’homogénéité du champ  $B_1^+$  et ainsi d’avoir le même rapport signal sur bruit partout dans la tête, elles ont été en partie remplacées par des antennes volumique ou birdcage qui fonctionnent avec le même principe : c’est à dire qu’un seul amplificateur émet un signal qui est divisé entre plusieurs éléments rayonnants à travers leur couplage intrinsèque, afin d’optimiser le  $B_1^+$  en transmission et le  $B_1^-$  en réception. On trouvera des descriptions plus précises de ce type d’antenne dans les brevets [22, 23, 24]. Une illustration d’antennes transmission réception à canal unique est donnée dans la figure 1.1.5. Notons que les interactions entre l’antenne et le patient, du fait de leur proximité, provoque potentiellement une modification de l’accord (ou “tuning”) de l’antenne. D’un patient à l’autre, il est possible qu’une partie de la puissance injectée soit réfléchi par l’antenne, diminuant ainsi l’efficacité de l’antenne. Divers stratégies ont été étudiées afin de remédier à ce problème, dont on pourra trouver des descriptions dans [25].

En transmission, on a vu que l’efficacité de la séquence est liée à l’aimantation transverse précédemment notée  $|\mathbf{M}_E|$  (cf. équation 1.1.76). L’aimantation  $\mathbf{M}_E$  est directement liée au champ émetteur  $B_1^+$  par la relation 1.1.37 ou 1.1.54 si l’impulsion est 3D ou 2D. Nous avons supposé que la durée d’impulsion  $T_P$  était faible, comparé au paramètres  $T_1$ ,

$T_2^*$  et que  $B_1^+$  était grand devant  $\delta B_0$ . La première hypothèse donne une condition sur la durée d'impulsion  $T_P$  et donc, pour un  $\alpha$  donné, sur le champ  $B_1^+$  également. D'autre part,  $B_1^+$  est limité par l'efficacité de l'antenne et par la puissance des amplificateurs. Plus l'efficacité de l'antenne est élevée, moins les amplificateurs ont besoin d'être puissants. Ainsi, pour une puissance d'amplificateur donnée, pour obtenir un  $B_1^+$  suffisamment grand, l'antenne doit être suffisamment efficace en transmission. Toutefois, nous voyons que cette contrainte n'est pas la plus sévère pour la conception d'antenne, car si l'antenne est faiblement efficace, il est toujours possible d'augmenter la puissance des amplificateurs.

Pour un scanner donné, et une expérience donnée (résolution, temps de lecture, contraste, etc.), le seul paramètre en réception qui dépende de l'antenne est la sensibilité  $\tilde{B}_1^-$ . Si l'efficacité en transmission n'est pas si critique, la sensibilité en réception est donc un élément essentiel à la réalisation d'une antenne performante. Il est donc intéressant de placer l'antenne en réception aussi près que possible des tissus à étudier afin de maximiser leur efficacité.

Partant de ce constat, de nouvelles antennes ont été conçues comportant deux sous-antennes. La première est la plus proche de la tête et est utilisée en réception exclusivement. Elle est optimisée en  $B_1^-$  et ne nécessite pas de supporter de fortes puissances. Elle peut donc être réalisée avec des éléments plus fins et plus complexes. La seconde antenne est plus loin de la tête et est utilisée en transmission. L'antenne de transmission doit pouvoir supporter de fortes puissances, pouvant atteindre jusque 20 kW, mais n'est pas nécessairement près de la tête. Toutefois, plus l'antenne est loin, plus la puissance nécessaire pour atteindre une valeur  $B_1^+$  donnée est importante. En plus de maximiser le  $B_1^+$ , elles sont généralement conçues pour minimiser le champ électrique dans la tête, comme nous le verrons dans la suite. Ainsi deux antennes sont imbriquées l'une dans l'autre, chacune ayant un rôle différent. On trouve par exemple un article de Thomas Vaughan décrivant un dispositif d'antenne dont l'accord peut varier, selon l'utilisation de l'antenne, afin d'éviter toute interaction entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice [26].

D'autre part se sont développées progressivement des antennes de réception à canaux multiples, ou antennes réseaux. Le principe de l'antenne de réception à canaux multiples est d'échantillonner séparément le signal reçu par chaque élément récepteur. Typiquement, pour une antenne en quadrature à 4 éléments de transmission et de réception, chaque élément est connecté à son propre pré-amplificateur, amplificateur et échantillonneur, en réception. Franck Roemer a développé ce concept dans un des articles fondateurs des antennes réseaux [27] et expliqué l'intérêt en termes de rapport signal sur bruit de ce type de dispositif.

Pour une antenne à canal unique en réception, les différents signaux  $\mathbf{S}_{T,n}$  reçus par les éléments rayonnants  $n$  sont combinés par des coupleurs, comme exposé dans la figure 1.1.5. Le signal total reçu  $\mathbf{S}_T$ , tel que défini dans l'équation 1.1.43, est alors égal à :

$$\mathbf{S}_T = \frac{1}{\sqrt{N_V}} \sum_n \mathbf{S}_{T,n}, \quad (1.1.78)$$

où  $N_V$  est le nombre de canaux. On retrouvera pour cela des descriptions de coupleurs à 2 ou plus de canaux dans le livre [28]. Si l'on optimise le déphasage pour que les phases des  $\mathbf{S}_{T,n}$  soient identiques, on obtient, dans le meilleur des cas :

$$|\mathbf{S}_T| = \frac{1}{\sqrt{N_V}} \sum_{n=1}^{N_V} |\mathbf{S}_{T,n}|. \quad (1.1.79)$$

Cette somme est faite dans le domaine fréquentielle. En effet, le signal reçu, est le signal total de l'équation 1.1.43. Toutefois, on observe que sommer les  $\mathbf{S}_{T,n}$  dans l'équation 1.1.78 est équivalent à sommer les sensibilités  $\mathbf{S}_n$  dans l'espace réel :

$$\mathbf{S}_T = \int_{\Omega} \left[ \sum_{n=1}^{N_V} \frac{\mathbf{S}_n}{\sqrt{N_V}} \right] \mathbf{M}_E \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}] d\vec{r}, \quad (1.1.80)$$

car l'aimantation  $\mathbf{M}_E$  ne dépend pas de la sensibilité en réception  $\mathbf{S}_n$ . Nous noterons dans la suite  $\mathbf{I}_n$ , l'image complexe vue par l'élément  $n$  défini par :

$$\mathbf{I}_n = \mathbf{S}_n \mathbf{M}_E. \quad (1.1.81)$$

La reconstruction 1.1.78 est donc équivalente à une reconstruction d'une image "totale"  $\mathbf{I}_T$  :

$$\mathbf{I}_T = \sum_{n=1}^{N_V} \frac{\mathbf{I}_n}{\sqrt{N_V}} = \sum_{n=1}^{N_V} \frac{\mathbf{S}_n \mathbf{M}_E}{\sqrt{N_V}}. \quad (1.1.82)$$

En réception parallèle, chaque élément séparé  $n$  reçoit et échantillonne son propre signal  $\mathbf{S}_{T,n}$ , produisant sa propre image complexe  $\mathbf{I}_n$  défini par l'équation 1.1.81. Franck Roemer montre que la reconstruction suivante permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit :

$$|\mathbf{I}_T| = \sqrt{\sum_{n=1}^{N_V} |\mathbf{I}_n|^2}. \quad (1.1.83)$$

Cette reconstruction est appelée reconstruction par la somme des carrés. On observe tout d'abord que si, pour une position donnée  $\vec{r}$ , la valeur de  $\mathbf{I}_n$  est la même pour tous les canaux, en amplitude et en phase, les deux reconstructions, celle de Franck Roemer dans l'équation

1.1.83, et la reconstruction par coupleurs dans l'équation 1.1.82, donnent exactement le même résultat. De plus, on montre que le bruit final, pour les deux reconstructions, est identique. Dans la mesure où  $M_E$  est égal pour tous les canaux, la condition nécessaire et suffisante pour que le rapport signal sur bruit soit identique entre les deux reconstructions, est que les sensibilités  $S_n$  soient les mêmes pour tous les canaux, à la position  $\vec{r}$ , d'après la définition 1.1.81. Par exemple, il est fréquent que la sensibilité en réception soit à peu près la même pour tous les canaux, au centre de la tête, pour les antennes tête. Par contre, si la sensibilité en réception est différente pour chaque antenne, la reconstruction de Franck Roemer est optimale, et il est alors intéressant d'échantillonner les signaux  $S_{T,n}$  séparément. C'est une première justification à la conception d'antennes à réception parallèle.

Une autre utilité aux antennes à canaux multiples en réception concerne l'accélération. En effet, certaines méthodes, comme le SENSE ou le GRAPPA ont été développées pour réduire le temps d'acquisition par des acquisitions incomplètes de l'espace de Fourier ou espace  $k$ . Un exemple de technique SENSE est donné au chapitre 6 de [10], divers autres articles expliquent plus en détail les algorithmes utilisés [29, 30]. Typiquement, avec 8 éléments récepteurs, on pourra acquérir 3 ou 4 fois moins d'informations dans l'espace de Fourier, afin de diviser le temps d'acquisition par 3 ou 4. Le gain en temps est appelé facteur d'accélération, et sera noté  $r$ . On montre [31] que le rapport signal sur bruit d'une telle acquisition est donné par :

$$S/B_{acc} = \frac{S/B}{\sqrt{r}g}, \quad (1.1.84)$$

où  $g$  est un facteur de forme qui dépend de la géométrie de l'antenne, de la carte du champ  $\tilde{B}_1^-$  pour chaque élément, de la configuration des éléments et même du facteur d'accélération. Typiquement, pour une antenne à 8 canaux, un facteur d'accélération de 3 conduit à un facteur  $g$  de l'ordre de 1,5, un facteur d'accélération de 4 conduit à un facteur  $g$  de l'ordre de 4 [31]. Le rapport signal sur bruit est alors divisé par 2,6 et 8 respectivement. C'est à l'opérateur de choisir un compromis entre qualité de l'image et vitesse d'acquisition. Des antennes à 8, 16, 32 canaux voire plus ont été développées dans ce but [32].

### 1.1.6 Conclusion

Nous avons observé dans cette première partie concernant les systèmes IRM que la principale caractéristique décrivant la qualité d'un système IRM vu dans son ensemble, est le rapport signal sur bruit de l'image finale. La résolution peut a priori être aussi grande que l'on souhaite, tant que le patient ne bouge pas. On peut obtenir tous les angles de bascule

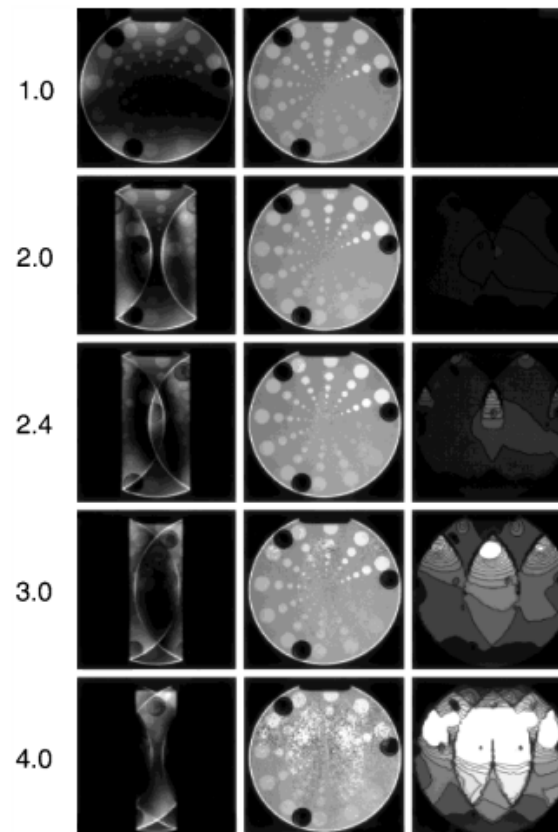


FIGURE 1.1.6: Méthode SENSE, résultats obtenus en fonction du facteur d'accélération (indiqué à gauche de chaque ligne). La première colonne présente l'image obtenue, si l'on reconstruit naïvement l'image. La seconde colonne expose la reconstruction par la méthode SENSE, pour les différents facteurs d'accélération appliqués. La troisième colonne indique le niveau de bruit, pour chaque image. On observe que jusqu'à un facteur d'accélération de 2,4, le niveau de bruit reste faible. A partir d'un facteur d'accélération de 3, le niveau de bruit n'est plus négligeable, et l'image est visiblement bruitée à partir d'un facteur d'accélération de 4. Source : SENSE : Sensitivity Encoding for Fast MRI, by K. P. Pruessmann.

que l'on souhaite, il suffit d'augmenter la puissance des amplificateurs, abstraction faite du problème de DAS (Débit d'Absorption Spécifique) que l'on abordera plus loin. Pour une séquence donnée, et un angle de bascule, si le rapport signal sur bruit est trop faible, il devient nécessaire de jouer sur les paramètres  $\tilde{B}_1^-$  et  $B_0$  notamment. Soit on fabrique des antennes avec une meilleure sensibilité  $\tilde{B}_1^-$ , soit on augmente le champ principal  $B_0$ . Dans cette thèse, nous avons choisi de nous intéresser au second point, c'est-à-dire concevoir des antennes pour une utilisation dans un champ magnétique  $B_0$  plus fort. Les scanners IRM conventionnels en imagerie clinique fonctionnent généralement à 1,5 T. Toute la difficulté est de réussir à augmenter le champ  $B_0$  sans trop diminuer la sensibilité  $\tilde{B}_1^-$  des antennes. Nous verrons donc dans la partie suivante l'effet de l'augmentation du champ magnétique sur la conception des antennes.

## 1.2 IRM à très haut champ : motivations et difficultés associées

Comme vu dans la section 1.1, l'IRM à très haut champ vise à améliorer le rapport signal sur bruit. Ce rapport signal sur bruit dépend du carré de  $B_0$ , ainsi l'augmentation du champ magnétique conduit a priori à un gain sur la qualité de l'image. Avec un imageur à 11,7 T, le champ  $B_0$  est 3,9 fois supérieur à celui d'un scanner à 3 T. Cet imageur devrait donc permettre de différencier des tissus qui étaient indifférenciables avec un imageur à 3 T.

### 1.2.1 Amélioration du rapport signal sur bruit.

Les premiers imageurs à 7 T sont apparus au début des années 2000. Thomas Vaughan [33] montre que le rapport signal sur bruit augmente effectivement, en augmentant le champ magnétique. Le gain effectif mesuré sur le cerveau est d'un facteur 1,6 environ, en passant de 4T à 7T. Si l'on compare à l'équation 1.1.77, on observe que  $\tilde{B}_1^-$  décroît d'un facteur 1,9 environ quand  $B_0$  croît de 4 à 7 T. La sensibilité en réception  $\tilde{B}_1^-$  diminue donc en augmentant la fréquence de Larmor  $f_L$ , selon une loi quasi linéaire. Au final, il y a donc bien une amélioration du rapport signal sur bruit qui se trouve être à peu près proportionnel au champ. Cela permet d'obtenir, en imagerie clinique de meilleurs résultats : [34] est un exemple d'article montrant l'amélioration obtenue en augmentant le champ magnétique.

De plus, en augmentant le champ magnétique au-delà de 3 T, l'onde pénètre plus difficilement dans la tête. La fréquence de l'onde  $\tilde{B}_1^-$ , la fréquence de Larmor, est proportionnelle au champ magnétique principal. En multipliant le champ  $B_0$  par 2, il est



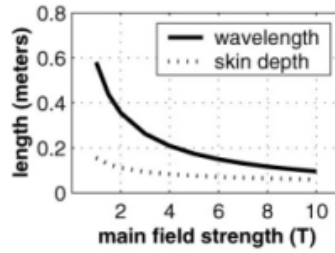


FIGURE 1.2.1: Longueur d’onde et profondeur de pénétration en fonction du champ magnétique  $B_0$  dans le foie. Source : Ultimate Intrinsic Signal-to-Noise Ratio for Parallel MRI : Electromagnetic Field Considerations, by M. A. Ohliger.

nécessaire, de multiplier la fréquence de  $\tilde{B}_1^-$  par 2. Ainsi, pour une conductivité non nulle fixe, la profondeur de pénétration et la longueur d’onde sont également impactées par le choix de  $B_0$ . L’article [35] donne une idée de la profondeur de pénétration de l’onde selon la valeur de  $B_0$ . Elle varie de 13 cm pour 1,5 T à 6 cm pour 9 T. Ceci explique en partie le fait que  $\tilde{B}_1^-$  décroît lorsque la fréquence augmente.

On observe que le champ  $B_1^+$  est également affecté par le changement de fréquence. Même si l’antenne possède la même structure, la faire fonctionner à une fréquence différente modifie sa carte de champ. La principale conséquence est qu’on ne peut pas éclairer de façon homogène un échantillon de grande taille. Des résultats sont donnés à 7T par Jinghua Wang [36]. Deux facteurs expliquent ce phénomène. Comme précédemment, la profondeur de pénétration diminue le champ émis par chaque élément de transmission au centre de l’échantillon. En transmission, la longueur d’onde tend à accroître l’amplitude de  $B_1^+$  au centre pour les antennes à canal unique en transmission. Le résultat de ces deux effets est précisément décrit dans [37]. Cette focalisation au centre est d’autant plus importante que l’échantillon est grand par rapport à la longueur d’onde. Les longueurs d’onde et profondeurs de pénétration chez l’humain, dans le foie, sont indiqués dans la figure 1.2.1.

Au final, en augmentant le champ magnétique, on augmente bien la sensibilité, à peu près linéairement avec le champ. La difficulté est donc de déterminer, par simulation ou expérimentalement, les champs  $B_1^+$  et  $\tilde{B}_1^-$  afin de prédire d’une part l’homogénéité que l’on peut obtenir, et le rapport signal sur bruit final.

### 1.2.2 Mesure de l’homogénéité du champ $B_1^+$ à 7 T

Pour une séquence donnée, si l’on souhaite observer dans tout l’échantillon une pondération identique, c’est à dire, si l’on souhaite que l’aimantation  $M_E$  ne dépende que

des propriétés des tissus  $T_1$ ,  $T_2^*$  et  $M_0$  dans l'équation 1.1.70, il est nécessaire que l'angle de bascule  $\alpha$  soit identique partout dans l'échantillon. Si  $\mathbf{B}_1^+$  est identique partout dans la région d'intérêt, cette condition est vérifiée, mais nous verrons que ce n'est pas une condition nécessaire. De plus, pour que l'image finale soit facilement interprétée, il est préférable que la sensibilité  $\tilde{\mathbf{B}}_1^-$  soit homogène partout. Il est possible d'estimer les champs magnétiques  $\mathbf{B}_1^+$  et  $\mathbf{B}_1^-$  expérimentalement, et nous en donnerons une illustration dans ce chapitre. L'une des premières études complètes des mesures de  $\mathbf{B}_1^+$  et  $\mathbf{B}_1^-$  est proposée par Jinghua Wang dans [36]. Nous avons utilisé sa méthode de mesure de  $\mathbf{B}_1^-$  dans la suite, mais d'autres méthodes plus complexes et plus précises ont été développées plus tard, pour l'estimation de  $\mathbf{B}_1^+$ . L'inconvénient de la méthode de mesure de  $\mathbf{B}_1^-$  proposée par Jinghua Wang est qu'elle ne permet pas de mesurer réellement  $|\mathbf{B}_1^-|$  mais  $M_0|\mathbf{B}_1^-|$ .  $M_0$  dépend de la densité protonique. Cette méthode est tout de même considérée comme une méthode de mesure du profil de réception, et en effet, dans le cas d'un fantôme de densité protonique uniforme,  $M_0$  est uniforme, et on mesure bien  $\mathbf{B}_1^-$ .

Les séquences de mesure de  $\mathbf{B}_1^+$  nécessitent généralement deux acquisitions, le ratio entre les deux acquisitions permettant d'obtenir  $\alpha$ . L'une des premières séquences de mesure développées est la méthode à deux-angles, par saturation [38] suivie par la méthode AFI (actual flip-angle imaging) [39]. Ces deux méthodes ont pour avantage de donner des résultats de mesure précis, tant que l'angle de bascule est assez grand. Si le temps de répétition est assez important devant  $T_2^*$ , le résultat n'est pas biaisé. Pour des angles inférieurs à  $10^\circ$ , la précision décroît significativement [40]. Le temps d'acquisition d'une carte de champ est généralement compris entre 2 et 5 minutes pour une résolution  $32 \times 32 \times 32$  voxels. La méthode AFI ayant été souvent utilisée pour caractériser nos antennes IRM, nous pouvons détailler brièvement son fonctionnement. Le principe est d'acquérir l'image avec une séquence proche de l'écho de gradient. Pour l'écho de gradient, l'état stationnaire est décrit par l'équation 1.1.70. Pour la méthode AFI, deux impulsions de même angle de bascule sont émises l'une après l'autre, le temps s'écoulant entre l'impulsion 1 et l'impulsion 2 étant  $T_{R,1}$  et entre l'impulsion 2 et l'impulsion 1  $T_{R,2}$ . Deux états stationnaires, pour l'impulsion 1 et l'impulsion 2 apparaissent, notés  $\mathbf{M}_{E,1}$  et  $\mathbf{M}_{E,2}$  respectivement. Les images reconstruites  $\mathbf{I}_1$  et  $\mathbf{I}_2$  dépendent également de la sensibilité en réception de l'antenne, que nous avons noté  $\mathbf{S}$  dans l'équation 1.1.43. On définit alors un coefficient  $r = |\mathbf{I}_1|/|\mathbf{I}_2|$  qui vaut également  $r = |\mathbf{M}_{E,1}|/|\mathbf{M}_{E,2}|$  car les sensibilités en réceptions pour les images 1 et 2, nommé  $\mathbf{S}$ , sont identiques. L'angle  $\alpha$  est alors donné en fonction de  $r$  et  $n = E_2/E_1$  par :

$$\cos \alpha = \frac{n - r}{rn - 1}. \quad (1.2.1)$$

Or  $n$  est également la valeur de  $T_{R,2}/T_{R,1}$  qui est un paramètre de la séquence. Ainsi, pour

un paramètre  $n$  donné, on peut directement faire le lien entre le coefficient  $r$  mesuré grâce aux images 1 et 2, et l'angle de bascule  $\alpha$ .

### 1.2.3 Simulation de l'homogénéité du champ à 7 T

Pour prédire le fonctionnement d'une antenne, les simulations RF d'antennes se sont développées dès le début des années 2000 avec en particulier le travail de David Hoult [2]. Le principe est de simuler les phaseurs  $\mathbf{B}_x$  et  $\mathbf{B}_y$ , phaseurs du champ  $\vec{B}$  à la fréquence de Larmor, et d'appliquer l'équation 1.1.35 afin d'obtenir  $\mathbf{B}_1^+$  en complexe. Il confirme, par la simulation, que pour une géométrie donnée, deux facteurs jouent sur l'homogénéité du champ : les pertes dans les tissus, qui provoquent la décroissance plus ou moins rapide du champ émis par chaque élément rayonnant, et la longueur d'onde : le champ  $\mathbf{B}_1^+$  se concentre d'autant plus au centre de l'échantillon que la longueur d'onde est petite par rapport à la taille de l'échantillon. Ainsi on voit par des simulations simples sur une boule d'un matériau possédant des propriétés diélectriques proches de celles des tissus humains que, dès 200 MHz, ce qui correspond à 4,7 T, l'homogénéité n'est plus assurée. Des résultats de simulation plus précis pour la boule sont donnés par Pierre-François Van de Moortele [41] avec des considérations plus précises sur la sensibilité en transmission et réception ainsi que des informations sur la phase de  $\mathbf{B}_1^+$ . Ainsi il est possible par exemple de comparer différentes technologies d'antennes [42] afin de choisir celle qui produit le champ  $\mathbf{B}_1^+$  et  $\mathbf{B}_1^-$  le plus homogène.

Les simulations ont également été largement employées sur des modèles de tête, afin de prévoir le comportement de l'antenne pour l'imagerie du cerveau [43], non seulement en champ magnétique  $\mathbf{B}_1^+$  mais également en champ électrique [44]. Ce type de simulation permet d'optimiser une antenne pour un modèle numérique de tête particulier [3]. Nous verrons également qu'une application importante des simulations est de prévoir la qualité de séquences IRM plus complexes [6].

Deux types de codes de simulation sont principalement utilisés, la méthode des différences finies parfois associée à la méthode des moments [45] et la méthode des éléments finis [46]. Une comparaison entre ces différentes méthodes est proposée dans l'ouvrage de Jianming Jin et Douglas Riley [47]. Contrairement à la méthode des différences finies, la FEM (Méthode des Éléments Finis) permet de prendre en compte précisément la forme des objets. Le maillage de calcul n'est pas une grille, mais des tétraèdres optimisés pour une forme donnée. Cette différence dans la façon de mailler les objets permet de s'assurer que dans chaque élément de maille, c'est à dire dans chaque tétraèdre, il y a un et un seul matériau, et ce, quelle que soit la taille de l'objet. Avec un maillage parallélépipédique,

comme en différences finies, quelle que soit la résolution de calcul, certains éléments de la grille comporteront plusieurs matériaux différents. C'est pourquoi, en différences finies, il est souvent nécessaire de faire des approximations, de développer des modèles spécifiques de résolution pour les éléments de maille contenant plusieurs matériaux, alors que cela n'est pas nécessaire en éléments finis. Une autre différence importante est que la méthode des éléments finis permet de ne simuler le champ que pour une seule fréquence RF, alors que la méthode des différences finies calcule un régime transitoire et en déduit le champ RF pour une large bande de fréquences. D'autres techniques intermédiaires ont été utilisées, en particulier des algorithmes hybrides différences finies et méthode des moments [48] ou la méthode des différences finies intégrales [49]. Une comparaison entre deux logiciels, Ansoft HFSS (méthode des éléments finis) et CST Microwaves Studio (Méthode des intégrales finies) est proposée par Kozlov dans [50].

Toutefois, comme expliqué dans [47], la méthode des éléments finis ne s'est que très récemment popularisée en recherche radio-fréquences. Ce qui a pendant longtemps limité l'utilisation de la FEM est la capacité de calcul des ordinateurs. En effet, la FEM nécessite l'inversion de matrices de très grande taille, et jusqu'à il y a quelques années, il n'était pas possible de faire de telles inversions avec la mémoire vive disponible. Aujourd'hui, l'évolution des systèmes informatiques permet de réaliser ce type de calcul, et par conséquent, la FEM tend à remplacer lentement la méthode des différences finies [51].

Il est donc possible aujourd'hui de prévoir précisément le comportement d'une antenne, aussi bien en transmission  $\mathbf{B}_1^+$  qu'en réception  $\mathbf{B}_1^-$  ou en champ électrique  $\vec{E}$ . Les antennes IRM sont ainsi de plus en plus souvent conçues par CAO (Conception Assistée par Ordinateur).

#### 1.2.4 Correction de l'inhomogénéité

Le champ  $\mathbf{B}_1^+$  dépend a priori du temps  $t$  et de la position  $\vec{r}$ . La dépendance en temps, permet par exemple de produire des sélections de coupe, et la dépendance en  $\vec{r}$  est justement ce que l'on souhaite corriger à très haut champ. Pour une antenne monocanale, la dépendance en temps est décorrélée de la dépendance dans l'espace. L'amplitude du champ  $\mathbf{B}_1^+$  est proportionnelle à la tension du signal entrant dans l'antenne, sa phase est égale à la phase de ce même signal, à un déphasage près. Ceci implique que le système monocanal ne possède qu'un seul degré de liberté en champ  $\mathbf{B}_1^+$  : le signal, en représentation complexe, entrant. Toutefois, il est possible d'utiliser ce degré de liberté pour améliorer l'homogénéité dans une certaine mesure.

L'une des méthodes la plus utilisée pour améliorer l'homogénéité du champ magnétique est l'impulsion adiabatique [4]. Cette impulsion utilise l'équation de Bloch sans gradient et sans approximation. On décompose le champ  $\mathbf{B}_1^+$  en une composante spatiale  $\mathbf{B}_1^r(\vec{r})$  et une composante temporelle  $\mathbf{f}(t)$ . On montre alors que pour une impulsion  $\mathbf{f}$  de la forme  $\mathbf{f}(t) = f_0 e^{i\omega_{ad}t}$ , avec une valeur de  $\omega_{ad}$  bien choisie, très faible devant la fréquence de Larmor, l'angle de bascule final  $\alpha$  est plus homogène que  $\mathbf{B}_1^r$ . On montre en effet que l'aimantation résultante  $\mathbf{M}_P$  à partir de laquelle est défini l'angle  $\alpha$  n'est pas proportionnelle à  $\mathbf{B}_1^+$  si l'on considère l'équation de Bloch sans approximation 1.1.26 et 1.1.27. Les impulsions adiabatiques ne sont efficaces que pour des angles de bascule assez grands, où  $M_z$  est significativement différent de  $M_0$ .

A haut champ, ce type d'homogénéisation est certes efficace mais possède certaines limitations. En effet, à haut champ, quand les homogénéités deviennent trop importantes, il est nécessaire d'augmenter la valeur de  $\omega_{ad}$ , la durée de l'impulsion, et ainsi la puissance totale nécessaire pour l'impulsion [8, 52]. Ceci implique donc, comme on le verra dans la suite, que ces impulsions sont potentiellement dangereuses pour le patient et que les inhomogénéités en  $\delta B_0$  sont plus critiques.

De nouvelles techniques ont donc été développées, utilisant également les gradients  $\vec{G}$  [53]. Ces séquences utilisent l'approximation des petits angles généralement. Contrairement aux acquisitions 2D, on ne cherche plus à faire une sélection de coupe, mais à trouver un couple  $\vec{k}, B_1^+$  qui homogénéise  $M_T$ . Pour cela, la méthode utilise trois nouveaux degrés de liberté : la fonction  $f(t)$  précédente, qui permet de faire varier  $B_1^+$  mais aussi les gradients  $G_x, G_y$  et  $G_z$ . Avec ces trois nouveaux degrés de liberté, l'homogénéisation devient plus performante, plus rapide, et nécessite moins de puissance qu'une impulsion adiabatique. En pratique, afin de simplifier le calcul, l'émission de l'impulsion  $B_1^+$  n'est généralement pas simultanée aux gradients. Contrairement aux impulsions adiabatiques, ces séquences sont calculées à partir de l'approximation des petits angles, et ne sont donc efficaces que pour des angles  $\alpha$  relativement faibles.

### 1.2.5 Simulation et conséquences du DAS à 7 T

Les simulations permettent également de mesurer le champ électrique  $\vec{E}$  [54]. Le seul effet actuellement pris en compte pour la sécurité du patient est le dépôt d'énergie lié à l'onde électromagnétique et donc l'augmentation de la température interne résultante. La puissance volumique déposée, appelée DAS (pour Débit d'Absorption Spécifique) ou SAR

(pour Specific Absorption Rate) est liée au champ électrique par la relation [55] :

$$DAS = \frac{\sigma}{2\rho} \|\vec{E}\|^2, \quad (1.2.2)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du milieu, typiquement de l'ordre de 1 S/m pour les tissus humains à 300 MHz,  $\rho$  est la masse volumique (1000 kg/m<sup>3</sup>) et  $\vec{E}$  est le phaseur du champ électrique, où champ électrique crête. L'augmentation de température résultante est donnée par l'équation de Pennes [56] :

$$\rho C_p \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = k \Delta T(x, t) - \omega_s C_s (T - T_s) + q_m + \rho DAS, \quad (1.2.3)$$

où  $C_p$  et  $C_s$  sont les capacités calorifiques du tissu considéré et du sang, respectivement,  $k$  la conductivité thermique du tissu,  $T$  et  $T_s$  la température du tissu et du sang, respectivement,  $\omega_s$  est un paramètre décrivant le débit sanguin (dont on trouvera une description plus précise dans [57]),  $q_m$  la puissance produite par le métabolisme humain. Le DAS n'est que l'une des composantes de  $P$  mais, si elle n'est pas contrôlée, elle peut provoquer une augmentation importante de la température corporelle qui peut se révéler dangereuse.

Les principales études concernant le DAS ont été regroupées par l'ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection). On trouve aujourd'hui sur le site [www.icnirp.de](http://www.icnirp.de), trois rapports sur le danger des ondes radiofréquences [58, 59, 60]. On en trouvera également un résumé en français à l'adresse <http://www.radiofréquences.gouv.fr/> ou dans le rapport de l'AFSSET (Agence française de Sécurité Sanitaire de l'Environnement et du Travail) d'octobre 2009. La principale conclusion de ces rapports est que le seul danger connu aujourd'hui concernant les ondes RF est cet effet d'échauffement. Aucune preuve n'a été donnée pour l'augmentation du risque de cancer, ou d'autres pathologies, mais on peut considérer qu'au-delà d'une élévation de température basale liée au DAS supérieure à 1°C, le patient peut être fiévreux, des lésions pouvant également être observées.

La question du DAS ne concerne pas spécifiquement l'IRM, et la plupart des études se concentrent d'ailleurs sur les technologies sans fil (téléphones portables, WIFI, etc.) elles aussi émettrices d'ondes RF. Toutefois, l'IRM a cela de particulier de nécessiter de très fortes puissances RF, jusque 20 kW, mais sous forme d'impulsions, à comparer aux quelques watts d'un téléphone mobile. C'est pourquoi des normes spécifiques ont été établies afin de garantir la sécurité des patients en IRM, en Europe, la norme IEC 60601-2-33. En France, la règle est définie directement à partir du DAS qui ne doit pas dépasser 2 W/kg pour la tête et 0,08 W/kg pour le corps entier, pour les technologies grand public, suivant ainsi les recommandations du conseil de l'Union Européenne [61]. Ce DAS doit être moyenné sur un volume de 10 g, et sur une durée de 6 min [58]. Pour l'IRM, selon les recommandations

de l'ICNIRP, les seuils de 0,08 W/kg et 2 W/kg peuvent être ramenés à 0,4 et 10 W/kg respectivement, dans la mesure où ces expositions sont ponctuelles dans le temps, et que le patient en est informé. En pratique, en imagerie IRM, le DAS est moyenné sur une durée  $T_R$ , c'est à dire sur le temps de répétition. Le DAS moyenné, ou DAS 10g, utilisé dans la suite est donc toujours défini par :

$$DAS_{10g} = \frac{\int_V \int_0^{T_R} \frac{\sigma}{2\rho} \|\vec{E}\|^2 dt d\vec{r}}{T_R \int_V d\vec{r}}, \quad (1.2.4)$$

où  $V$  est un volume contenant 10 g de tissu. La condition  $DAS_{10g} < 10$  W/kg moyenné sur un temps  $T_R$  est en effet plus contraignante que la même condition moyennée sur 6 minutes.

Or, en augmentant la fréquence, l'onde est absorbée plus localement par le corps, et le champ  $B_1^+$  décroît plus rapidement. A cela deux conséquences, d'une part, il est nécessaire d'envoyer plus de puissance pour obtenir des champs  $B_1^+$  suffisants, et d'autre part, plus de puissance est absorbée par le corps [2]. En plus de ces deux aspects, les nouvelles séquences d'homogénéisation du champ vues précédemment (impulsion adiabatique, séquences "fast- $k_z$ ", cf. section 1.2.4) demandent généralement plus de puissance, ou des temps d'impulsion  $T_P$  plus longs, donc peuvent également produire un DAS plus important [53]. Ainsi, l'estimation du DAS est un enjeu de plus en plus important en IRM à haut champ afin d'assurer la sécurité des patients [44].

La puissance injectée dépend en particulier du type de séquence, 2D ou 3D. Les énergies déposées présentées dans le tableau 1.1 permettent d'estimer l'élévation du DAS que l'on utilise une acquisition 2D ou 3D. Par exemple, pour une acquisition à 3 lobes, pour un même temps d'impulsion,  $T_P$ , la puissance injectée par les amplificateurs sera 4,6 fois supérieur pour la séquence 2D, comparée à la même séquence en 3D. Ceci peut être compensé en partie en augmentant le temps d'impulsion  $T_P$ .

Que ce soit en IRM ou pour d'autres technologies utilisant les radiofréquences, l'estimation du DAS se fait principalement par simulation [60]. Généralement, les mêmes logiciels sont utilisés pour la simulation du DAS et des champs  $B_1^+$  et  $B_1^-$  [50].

Pour compléter ces simulations, des méthodes de mesure de température in-vivo ont été développées [62]. Ces méthodes sont basées sur des mesures très précises de la fréquence de Larmor. En effet, le champ  $B_0$  vu par le noyau d'hydrogène, donc sa fréquence de Larmor, varie très légèrement avec la température. Ceci a pour effet de modifier légèrement la vitesse de rotation des spins, selon l'équation 1.1.11. On peut, en acquérant deux images avec deux temps d'écho différents, mesurer la différence de déphasage de  $M$  entre ces deux temps d'écho, pour une température donnée. Si la vitesse de rotation des spins change, à cause

de la différence de température, le déphasage entre deux temps d'écho évolue également, permettant de la mesurer. Cette méthode a deux inconvénients, d'une part elle n'est pas précise, car l'évolution de  $\gamma$  est très lente (0,0085 ppm/°C [63]). Typiquement, il est difficile de mesurer en pratique des différences inférieures à 1°C, ce qui est déjà dangereux. D'autre part, cette méthode ne permet pas de mesurer le DAS directement, mais on peut vérifier les simulations produites pour le DAS, à travers l'équation de la chaleur 1.2.3 [63].

### 1.2.6 Résumé

Il est aujourd'hui démontré qu'augmenter le champ magnétique principal  $B_0$  permet effectivement d'obtenir de meilleures images, même si la qualité de l'image n'augmente pas avec le carré du champ  $B_0$ . Nous voyons à nouveau dans ce chapitre l'importance du rapport signal sur bruit pour l'étude des antennes. De plus, une nouvelle caractéristique permettant de décrire les antennes apparaît : la capacité à homogénéiser le champ  $B_1^+$  qui est capitale à ultra haut champ. Nous avons fait apparaître un troisième paramètre, également très important à haut champ, le DAS. Trois critères sont donc ressortis de ces deux premières parties de bibliographie, et il nous semble important de les classer selon leur importance. Nous avons vu que le rapport signal sur bruit est l'objectif de l'augmentation en champ, il est donc légitime de le placer comme critère le plus important. Ensuite, nous avons vu que si l'on cherchait à homogénéiser, on tendait toujours à augmenter le DAS. Il existe donc un lien fort entre le DAS acceptable et l'homogénéité que l'on peut atteindre. Le deuxième critère important est donc l'homogénéité maximale que l'on peut atteindre, tout en gardant un DAS acceptable. Enfin, le dernier critère, qui nous a semblé le moins important, tout en étant pas négligeable pour des raisons pratiques et économiques, est la puissance nécessaire, à la sortie des amplificateurs, pour compenser cette inhomogénéité. Ceci permet de dimensionner les amplificateurs de puissance, sans pour autant être une limitation stricte.

Une solution a été proposée dès les années 2000 permettant de pallier les difficultés précédentes concernant l'uniformité du champ et le DAS : la transmission parallèle en utilisant une antenne réseau.

## 1.3 Transmission parallèle

La transmission parallèle permet de manipuler librement et localement le mouvement des spins dans un échantillon. Le champ  $B_1^+$  dépend a priori de la position  $\vec{r}$  et du temps  $t$ , mais pour les antennes à canal unique en transmission, ces deux dépendances sont



décorrélées, la dépendance en  $\vec{r}$  dépend de l'antenne et de la tête du patient, alors que la dépendance en temps dépend de la puissance injectée, à un instant  $t$ . Dès les années 90, des méthodes ont été imaginées pour améliorer l'homogénéité des impulsions en utilisant des impulsions variables dans le temps, mais leur utilisation est de plus en plus complexe à très haut champ, pour de très fortes hétérogénéités. C'est pourquoi l'idée de pouvoir faire varier  $B_1^+$  avec de nouveaux degrés de liberté s'est développée, autour de la transmission parallèle.

### 1.3.1 Premières antennes à transmission parallèle

Le principe de la transmission parallèle est d'avoir plusieurs éléments d'antenne indépendants [64, 41, 65]. On définit le signal transmis  $\mathbf{s}$  comme un nombre complexe, dont l'amplitude est égale à la racine de la puissance transmise, et la phase est égale à la phase de la tension complexe transmise. Le lien entre ce signal émis,  $\mathbf{s}$  et la tension complexe émise,  $\mathbf{v}$  est donc donnée par :

$$\mathbf{s} = \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{2Z_0}}, \quad (1.3.1)$$

où  $Z_0$  est l'impédance de l'amplificateur, dans notre cas, ce sera toujours  $50\Omega$ . Nous définissons également le champ magnétique unitaire  $\tilde{\mathbf{B}}_1^+$  par le champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit par 1 W, avec une tension  $\mathbf{v}$  de phase nulle. Si pour une entrée  $n$  le signal transmis est  $\mathbf{s}_n$  et le champ magnétique unitaire est  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$ , le champ magnétique final est donné par :

$$\mathbf{B}_1^+(t, \vec{r}) = \sum_{n=1}^{N_e} \mathbf{s}_n(t) \tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+(\vec{r}). \quad (1.3.2)$$

Cette propriété n'est vraie que si les tissus étudiés sont linéaires, c'est à dire si les propriétés diélectriques, permittivité, perméabilité et conductivité des milieux étudiés ne dépendent pas eux-mêmes des champs électromagnétiques qu'ils reçoivent. En pratique, tous les tissus humains sont linéaires, tant que les puissances émises ne provoquent pas d'augmentation notable de la température. Cette propriété est généralement nommée "principe de superposition". Ainsi, les amplificateurs indépendants permettent de faire varier indépendamment chaque signal d'entrée  $\mathbf{s}_n$  dans le temps. Pour  $N_E$  canaux de transmission indépendants, ce sont donc  $N_E$  nouveaux degrés de liberté, ces degrés de liberté  $\mathbf{s}_n$  étant décrits par leur amplitude et leur phase.

Un grand nombre d'antennes à transmission parallèle ont été simulées [6]. Le principal résultat de ces simulations est qu'il est toujours plus facile d'homogénéiser  $\mathbf{B}_1^+$  si le nombre d'éléments indépendants est plus grand. Cette technologie permet donc d'ajuster plus aisément l'angle de bascule, comparée à la technologie d'antenne à canal unique

en transmission. Plusieurs prototypes ont été réalisés par différents laboratoires, dont on pourra trouver des descriptions dans les articles [64, 66, 41, 40, 65]. Ces antennes utilisent généralement une technologie microstrip : un élément conducteur est déposé sur une structure diélectrique possédant le moins de pertes possibles, au-dessus d'un plan de masse. Par exemple, dans [64], des rubans ou des feuilles de cuivre adhésives sont collées sur un support en Téflon. Le ruban de cuivre décrit dans [64] est alimenté par une de ces deux extrémités à travers un circuit électronique qui permet l'accord en fréquence, afin de s'assurer que le ruban résonne à la fréquence de Larmor, et en impédance, afin de limiter la puissance réfléchie. On distingue principalement trois types d'éléments d'antenne indépendants. Les monopôles ou quart d'onde, alimentés à l'une des extrémités, l'autre extrémité étant reliée à la masse directement ou à travers une capacité. Ces éléments antennes sont appelées quart d'onde car mesurent généralement le quart de la longueur d'onde, dans le substrat. A 7 T, ce type d'antenne mesure donc de l'ordre de 18 cm sur un support Téflon. Leur principal défaut est que le maximum de champ magnétique se situe généralement à l'extrémité non alimentée. Les antennes demi-ondes, ou dipôles, sont alimentées au centre ou à l'une des extrémités. Elles mesurent généralement le double des antennes quart d'onde, soit 34 cm à 7 T sur support Téflon. Ces deux types d'éléments, monopôles et dipôles sont décrits plus précisément dans le livre [67]. Enfin, le dernier type d'élément de transmission communément utilisé est la boucle, décrite dans [7]. Les boucles sont généralement formées par un ou deux rubans disposés en vis-à-vis de part et d'autre d'une paroi en Téflon, en forme d'anneau. Les boucles se referment sur des capacités localisées qui permettent de régler la fréquence. Ces boucles sont également connectées vers l'extérieur grâce à un circuit de réglage en impédance.

Le laboratoire du LESAR possédait déjà, avant mon arrivée en thèse, un prototype d'antenne à transmission parallèle, nommé prototype A8.0 (Cf Fig. 1.3.1) permettant d'émettre sur huit canaux indépendants. Ce prototype est fabriqué avec des lignes microstrips, composées de feuilles de cuivre adhésives collées sur un support en Téflon. Les lignes émettrices sont de type demi-onde, leur alimentation se faisant au centre grâce à une technologie de type balun. Le balun permettant de transformer une alimentation provenant d'un câble coaxial, dite alimentation asymétrique (ou "unbalanced"), en une alimentation au centre de la ligne demi-onde, dite symétrique (ou "balanced"). Ce prototype a très peu été utilisé car il présentait deux défauts majeurs : la faible rigidité du Téflon provoquait des déformations importantes des dipôles dans l'IRM, les variations de température tendaient à décoller les bandes de cuivre (l'une des propriétés essentielles du Téflon en effet, est qu'il est presque impossible d'y faire adhérer une autre matière), créant ainsi des zones de

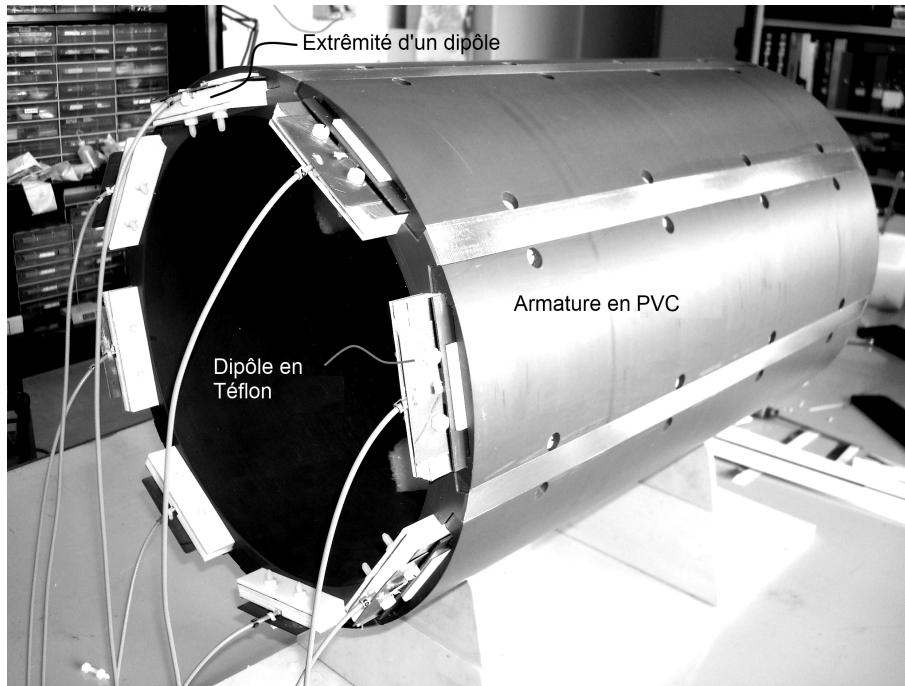


FIGURE 1.3.1: Prototype d'antenne réseau développé par le LESAR, avant mon arrivée en thèse. Cette antenne possède 8 canaux en transmission/réception, chacun relié à un dipôle en cuivre et Téflon. Le cylindre est juste assez grand pour accueillir une tête.

faux contact qui modifiaient significativement le réglage de l'antenne ; le réglage lui-même demandait de redémonter systématiquement une bonne partie de l'antenne, et de décoller, recoller des bandes de cuivre adhésives. Toutefois, il a permis de vérifier le bon fonctionnement du système IRM et de l'interface homme machine développée par Siemens pour l'utilisation des antennes à transmission multiple et de valider les antennes à dipôles. Nous verrons que les prototypes suivants se sont en partie inspirés de la technologie développée pour l'antenne A8.0.

### 1.3.2 Compensation statique

La compensation statique est la plus simple des méthodes de compensation d'angle de bascule en transmission parallèle. Elle consiste à chercher un ensemble de valeurs  $s_n$  dans l'équation 1.3.2 qui soit constante dans le temps, et qui permette d'obtenir un champ  $B_1^+$  uniforme à tout instant. Comme on l'a vu précédemment dans la section 1.2.2, il est possible de mesurer le champ  $\tilde{B}_{1,n}^+$  avec des méthodes telles que la méthode AFI. C'est donc à partir d'une mesure des cartes  $\tilde{B}_{1,n}^+$  que l'on va pouvoir calculer les coefficients  $s_n$

permettant d'homogénéiser le  $\mathbf{B}_1^+$  final. Notons qu'il est nécessaire de mesurer l'amplitude et la phase relative de  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$ . Nous appelons phase relative de  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$ , notée  $\psi_n$ , une phase vérifiant :

$$\psi_n(\vec{r}) = \arg \tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+(\vec{r}) + \psi_{com}(\vec{r}), \quad (1.3.3)$$

où  $\psi_{com}$  ne dépend ni de  $n$  ni du temps. Que l'on mesure la phase absolue, ou la phase relative de  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$  ne change rien au principe de superposition, car en multipliant  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$  par un facteur  $e^{i\psi_{com}}$  pour toutes les valeurs de  $n$ , on ne fait que multiplier  $\mathbf{B}_1^+$  par un même facteur  $e^{i\psi_{com}}$ . Or, dans toutes les équations de Bloch, on observe que multiplier le champ excitateur  $\mathbf{B}_1^+$  par  $e^{i\psi_{com}}$  ne modifie jamais l'amplitude finale de  $\mathbf{M}_E$ , tant que  $\psi_{com}$  ne dépend pas du temps. Par conséquent, ne pas connaître  $\mathbf{B}_1^+$  à une phase  $\psi_{com}$  près n'a pas d'influence sur l'amplitude de l'image finale. Nous avons vu dans l'équation 1.1.40 que la phase de  $\mathbf{M}_E$  était égale à la phase de  $\mathbf{B}_1^+$  alors notée  $\phi$ , à  $-\gamma\delta B_0 T_E$  près. De plus l'image finale complexe obtenue avec la méthode AFI, notée  $\mathbf{I}_1$  à la même phase que  $\mathbf{M}_E$  à la phase de  $\mathbf{S}$  près, qui est la même pour l'acquisition de toutes les cartes  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$ . Ainsi, la phase de  $\mathbf{I}_1$  obtenue lors de la mesure de  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$  est une phase relative de  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,n}^+$ , avec  $\psi_{com} = \arg \mathbf{S} - \gamma\delta B_0 T_E$  [41].

Dans la mesure où la phase de  $\mathbf{B}_1^+$  n'est connue qu'à une phase  $\psi_{com}$  près, par homogénéisation du champ  $\mathbf{B}_1^+$ , nous entendons toujours une homogénéisation de l'amplitude de  $\mathbf{B}_1^+$ , en compensation statique. On se donne ainsi un objectif  $B_{obj}$  (positif réel), et on tente de minimiser la fonction  $J$  dans la région d'intérêt (ROI), par exemple par la méthode des moindres carrés :

$$J = \int_{ROI} \left[ \left| \sum_{i=1}^N \mathbf{s}_i \tilde{\mathbf{B}}_{1,i}^+(\vec{r}) \right| - B_{obj} \right]^2 d\vec{r}. \quad (1.3.4)$$

La minimisation peut se faire par une méthode de minimisation classique, comme par exemple la méthode de minimisation de Levenberg-Marquardt [68].

Les premiers résultats montrent qu'en augmentant le nombre d'éléments de transmission, on améliore progressivement l'homogénéité du champ. Ainsi des simulations montrent qu'en faisant varier le nombre d'éléments émetteurs de 16 à 80, on couvre progressivement des zones de plus en plus larges avec un champ excitateur uniforme [6]. Malheureusement, des études in-vivo montrent que cette compensation statique ne permet pas d'homogénéiser le champ  $\mathbf{B}_1^+$  avec un coefficient de variation inférieur à 5%, dans un volume de la taille de la tête, même avec des antennes possédant 16 éléments émetteurs [1]. Cette technique très simple permet toutefois d'homogénéiser dans des volumes plus petits, typiquement d'une dizaine de centimètres de long, ou du moins d'obtenir des résultats significativement meilleurs que ce que l'on peut attendre d'une antenne à canal unique en transmission [69].

Cette méthode de minimisation présente pour principal avantage d'être compatible avec toutes les séquences IRM déjà existantes, l'antenne se comportant comme une antenne virtuelle émettant un champ  $B_{obj}$ .

### 1.3.3 Compensation dynamique

La compensation dynamique consiste à homogénéiser l'angle de bascule  $\alpha$ , en utilisant les équations de Bloch sans approximation (équation 1.1.26) ou plus souvent avec l'approximation des petits angles (équation 1.1.52). On a pu voir précédemment, que des techniques d'homogénéisation similaires ont déjà été développées pour les antennes monocanales, utilisant les gradients [8] ou non [4]. On a vu également que la limitation pour les antennes monocanales réside dans le fait que la forme du champ  $B_1^+$  ne peut pas être modifiée : si certains points de l'espace sont très faiblement éclairés, que le  $B_1^+$  est très faible, il faudra nécessairement beaucoup de puissance pour atteindre des angles de bascule importants, quelle que soit la méthode d'homogénéisation utilisée. Pour les antennes à canaux multiples, la forme du champ peut être modifiée dans le temps, donc, si une interférence ne permet pas d'éclairer suffisamment une partie de l'échantillon, il existe sans doute une autre interférence qui le permet.

Nous allons plus précisément nous intéresser à la technique du Transmit-SENSE, qui est à l'origine de la plupart des techniques actuelles d'homogénéisation [5]. Pour comprendre le fonctionnement du Transmit-SENSE, il faut réécrire l'équation 1.1.54 sous une forme plus générale, que l'on retrouve dans [70] :

$$\mathbf{M}_\perp(T_p/2, \vec{r}) = M_0 \int_{-GT_p/2}^{GT_p/2} \mathbf{W}(\vec{k}) S_{TS}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}, \quad (1.3.5)$$

$$\mathbf{W}(\vec{k}(t)) = \frac{\mathbf{B}_1^+(t, \vec{r})}{\gamma \|\vec{G}(t)\|}, \quad (1.3.6)$$

$$S_{TS}(\vec{k}) = \gamma \int_0^T {}^3\delta(\vec{k}(t) - \vec{k}) \|\vec{G}(t)\| dt, \quad (1.3.7)$$

où  ${}^3\delta$  est la distribution de Dirac dans l'espace à 3 dimensions. Avec ce formalisme plus général, il est possible de considérer  $\mathbf{M}_\perp$  comme la transformée de Fourier de  $\mathbf{W}(\vec{k})S(\vec{k})$  dans l'espace  $k$  à trois dimensions. En utilisant le formalisme décrit dans l'équation 1.3.2, avec  $N_r$  le nombre de canaux, on peut réécrire l'équation précédente :

$$\mathbf{M}_\perp(\vec{r}) = \sum_{r=1}^{N_r} M_0 \tilde{\mathbf{B}}_{1,r}^+(\vec{r}) \int_{-GT_p/2}^{GT_p/2} \mathbf{W}_r(\vec{k}(t)) S_{TS}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}, \quad (1.3.8)$$

$$\mathbf{W}_r(\vec{k}(t)) = \frac{\mathbf{s}_r(t)}{\gamma \|\vec{G}(t)\|}. \quad (1.3.9)$$

Par application de la transformée de Fourier inverse  $\mathcal{F}^{-1}$ , on en déduit :

$$\mathcal{F}^{-1}(\mathbf{M}_\perp) = M_0 \sum_{r=1}^{N_r} \mathcal{F}^{-1}(\tilde{\mathbf{B}}_{1,r}^+) * \mathbf{W}_r(\vec{k}(t))S(\vec{k}), \quad (1.3.10)$$

où  $*$  décrit le produit de convolution. Connaissant l'objectif final désiré  $\mathbf{M}_\perp$  ainsi que la forme du champ pour chaque canal  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,i}^+$  ayant défini une trajectoire  $S_{TS}$ , il est alors possible de calculer les valeurs  $\mathbf{s}_r$  qui permettent de vérifier l'égalité. En pratique, un tel calcul est extrêmement complexe à résoudre analytiquement, en raison du produit de convolution. C'est pourquoi, le problème est discrétisé. On discrétise tout d'abord les transformées de Fourier de  $\mathbf{M}_\perp$  et  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,i}^+$ . Notons  $\mathcal{F}^{-1}(\mathbf{M}_\perp)$  sous la forme d'un tenseur à 3 dimensions  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_M$  et de la même façon  $\mathcal{F}^{-1}(\tilde{\mathbf{B}}_{1,r}^+)$  est noté  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_{B,r}$ . Si l'on note  $(d_x, d_y, d_z)$  la position de l'une des extrémités de l'image, et  $(\delta_x, \delta_y, \delta_z)$  la résolution de l'image, on peut définir une discrétisation dans l'espace  $\vec{k}$ ,  $\vec{k}_d(i, j, k) = (-\frac{1}{\delta_x} + \frac{i}{d_x}, -\frac{1}{\delta_y} + \frac{j}{d_y}, -\frac{1}{\delta_z} + \frac{k}{d_z})$ ,  $(i, j, k) \in \mathbb{N}^3$ . Avec cette définition,  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_M(i, j, k) = \mathcal{F}^{-1}(\mathbf{M}_\perp)(\vec{k}_d(i, j, k))$ , de même pour  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_{B,r}$ . La taille des tenseurs est donc  $(N_x, N_y, N_z)$  où  $n_x = d_x/\delta_x$ . Une discrétisation est également définie dans le temps, avec un pas de temps  $\tau$ . A chaque instant  $\kappa\tau$ ,  $\kappa \in \mathbb{N}$ ,  $\vec{k}_\tau(\kappa)$  est défini comme le point de l'ensemble  $\vec{k}_d(\mathbb{N}, \mathbb{N}, \mathbb{N})$  le plus proche de  $\vec{k}(\kappa\tau)$ . La discrétisation de  $\mathbf{W}(\vec{k}(\kappa\tau))$  est notée  $\mathbf{W}_D(\vec{k}_\tau(\kappa))$ . La discrétisation de  $S_{TS}$  montre que  $S_{TS}(\vec{k}(\kappa\tau))$  vaut simplement l'unité.  $\vec{k}_\tau(\kappa)$  est également noté  $(i_\tau(\kappa), j_\tau(\kappa), k_\tau(\kappa))$ . La résolution en temps  $N_\tau$  est définie par  $N_\tau = T_P/\tau$ .

L'équation 1.3.10 s'écrit alors, après discrétisation :

$$\overline{\overline{\mathbf{F}}}_M(i, j, k) = M_0 \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{\kappa=1}^{N_\tau} \overline{\overline{\mathbf{F}}}_{B,r}(i - i_\tau(\kappa), j - j_\tau(\kappa), k - k_\tau(\kappa)) \cdot \mathbf{W}_r(\vec{k}_\tau(\kappa)), \quad (1.3.11)$$

En écriture matricielle,  $\mathbf{W}_r$  devient :

$$\check{\mathbf{W}}(\kappa + (r - 1) \cdot N_\tau) = \mathbf{W}_r(\vec{k}_\tau(\kappa)). \quad (1.3.12)$$

De la même façon,  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_{B,r}$  s'écrit :

$$\check{\mathbf{F}}_B(i + (N_y - 1)j + (N_y - 1)(N_z - 1)k, \kappa + (r - 1)N_\tau) = \overline{\overline{\mathbf{F}}}_{B,r}(i - i_\tau(\kappa), j - j_\tau(\kappa), k - k_\tau(\kappa)). \quad (1.3.13)$$

Et  $\overline{\overline{\mathbf{F}}}_M(i, j, k)$  s'écrit :

$$\check{\mathbf{F}}_M(i + (N_y - 1)j + (N_y - 1)(N_z - 1)k) = \overline{\overline{\mathbf{F}}}_M(i, j, k). \quad (1.3.14)$$

L'équation 1.3.11 devient alors :

$$\check{\mathbf{F}}_M = M_0 \check{\mathbf{F}}_B \cdot \check{\mathbf{W}}, \quad (1.3.15)$$

où  $\cdot$  décrit ici la multiplication matricielle. La résolution de l'équation 1.3.15, à partir de la connaissance de  $\check{\mathbf{F}}_B$  et  $\check{\mathbf{F}}_M$ , donne la meilleure solution pour  $\check{\mathbf{W}}$ . A partir de  $\check{\mathbf{W}}$ , en revenant à sa définition 1.3.9, on retrouve le signal nécessaire pour atteindre l'objectif  $\mathbf{M}_\perp$ .

A partir de ce développement, on comprend mieux l'enjeu des antennes à transmission parallèle. Le même développement pourrait être fait avec une antenne à un seul canal, le nombre de degrés de liberté du problème est alors la résolution temporelle  $N_\kappa$ . Avec  $N_r$  canaux de transmission, le nombre de libertés est multiplié par  $N_r$ . Ceci permet, soit, de réduire la résolution temporelle,  $N_\kappa$ , soit d'atteindre l'objectif  $M_f$  avec une plus grande précision. Cette méthode de compensation de l'angle de bascule permet certes d'obtenir n'importe quelle excitation [7], mais nécessite une énergie d'impulsion très importante. D'autres méthodes ont été développées afin de simplifier le calcul des paramètres de l'impulsion et de réduire l'énergie nécessaire.

Parmi les autres approches de l'homogénéisation de l'angle de bascule par compensation dynamique, nous pouvons citer le travail de Kawin Setsompop [1], sur ce que nous appellerons dans la suite la méthode de compensation par "spokes". Le principe de la compensation par spokes est de produire une excitation de compensation en 2D, c'est à dire avec sélection de coupe. En pratique, cela signifie tout d'abord que l'homogénéisation ne se fait que sur un plan, on ne se préoccupe pas de l'homogénéisation dans le reste du cerveau. La trajectoire du vecteur  $\vec{k}$  entre deux impulsions reste toujours dans un plan de l'espace  $k$ . Si le plan acquis est parallèle au plan  $(x, y)$ , le vecteur  $\vec{k}$  ne se déplacera que dans le plan  $(k_x, k_y)$  entre deux impulsions. D'autre part, pendant la durée de chaque impulsion, comme l'acquisition est 2D, le vecteur  $\vec{k}$  doit se déplacer conformément à toute sélection de coupe, c'est à dire, en l'occurrence, dans la direction  $z$ . Il est impossible de faire varier le vecteur  $\vec{k}$  dans le plan  $(k_x, k_y)$  pendant l'impulsion. Une illustration de cette trajectoire de  $\vec{k}$  est donnée dans [1], ainsi que le détail du déroulement de la séquence de compensation par spokes.

Dans la plupart des cas, d'excellents résultats sont obtenus à 7 T dans la tête avec seulement 2 ou 3 impulsions, lorsqu'on utilise une antenne à transmission parallèle. Pour comparaison, l'article [71] montre qu'il est nécessaire de produire jusque 23 impulsions pour obtenir le même résultat avec une antenne à canal unique en transmission, à 7 T (cf. exemple d'impulsion dans la figure 1.3.2). Nous nous limiterons dans l'illustration suivante à deux impulsions à 7 T, puis dans la suite à trois impulsions à 11,7 T. Afin de réduire

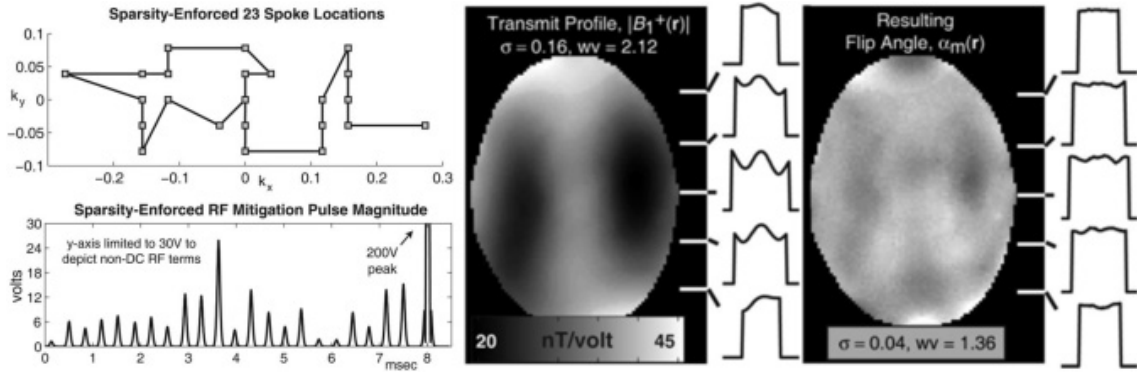


FIGURE 1.3.2: Exemple d'impulsion produite par la méthode de compensation dynamique dite des spokes, et résultats attendus en transmission à voie unique. Source : Zelinski et al. [71].

le temps d'acquisition en n'imaginant pas le cou, la sélection de coupe se fait généralement dans le plan axial, même si ce n'est aucunement une limitation de la méthode. Pour cette raison, nous nous sommes concentrés principalement sur une homogénéisation dans le plan  $(x, y)$ , axial. Nous noterons  $\vec{k}_\perp$  la projection de  $\vec{k}$  sur le plan  $(k_x, k_y)$ . Le point de départ est  $\vec{k}_\perp = (0; 0)$ . La première étape est de rejoindre un premier point,  $\vec{k}_{\perp a}$  de position  $(k_{xa}, k_{ya})$ , sans qu'aucune excitation  $B_1^+$  ne soit transmise. Dans la direction  $k_z$ , le vecteur  $\vec{k}$  vaut alors  $+k_z$ . On effectue ensuite une sélection de coupe,  $\vec{k}$  variant de  $(k_{xa}, k_{ya}, k_z)$  à  $(k_{xa}, k_{ya}, -k_z)$ . Ceci explique le nom de cette séquence "spokes", c'est à dire barreaux, la trajectoire selon l'axe  $k_z$  dessinant des barreaux dans l'espace  $k$ . De nouveau,  $\vec{k}_\perp$  varie de  $\vec{k}_{\perp a}$  vers  $\vec{k}_{\perp b}$ , de coordonnée  $(k_{xb}, k_{yb})$ . On effectue une seconde sélection de coupe de  $-k_z$  à  $k_z$ , avant de revenir au point  $\vec{k} = (0; 0; 0)$ , puis on acquiert l'image résultante, après le temps d'écho  $T_E$ . Dans le cas de 3 spokes, ou plus généralement dans le cas de  $n$  spokes, on répète les étapes de déplacement selon l'axe  $(k_x, k_y)$  et les étapes de sélections de coupe, autant de fois que nécessaire.

L'aimantation finale  $\mathbf{M}_{sp}$  après les deux impulsions, dans le plan axial, est donnée pour les petits angles par l'équation 1.1.53. L'intégrale de cette équation est séparée en deux parties, chacune correspondant à une impulsion de durée  $T_p$ . Le champ magnétique de la première impulsion est noté  $\mathbf{B}_{1a}^+$  et celui de la seconde impulsion  $\mathbf{B}_{1b}^+$ , tous deux obtenus à partir des coefficients  $\mathbf{s}_n$  dans l'équation 1.3.2. Les coefficients  $\mathbf{s}_n$  varient pendant chaque impulsion, mais toujours selon la même forme d'enveloppe, généralement un sinus cardinal. C'est-à-dire que la forme des champs  $B_{1a}^+$  et  $B_{1b}^+$  ne changent pas pendant l'acquisition, mais leurs amplitudes varient selon un sinus cardinal. L'aimantation longitudinale initiale



est notée  $\mathbf{M}_{in}$ . Dans la coupe sélectionnée,  $\vec{G} \cdot \vec{r} = 0$  pendant la durée de la sélection de coupe. Les gradients ayant permis d'obtenir  $\vec{k}_{\perp a}$  et  $\vec{k}_{\perp b}$  à la fin de chaque impulsion doivent être pris en compte dans le calcul de l'aimantation finale  $\mathbf{M}_{sp}$ . Au final, l'équation décrivant  $\mathbf{M}_{sp}$  s'écrit, toujours avec l'approximation des petits angles [66] :

$$\mathbf{M}_{sp} = \mathbf{M}_{in} \left( \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1a}^+(t) dt \right] e^{-i(\vec{k}_b - \vec{k}_a) \cdot \vec{r}} + \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1b}^+(t) dt \right] \right). \quad (1.3.16)$$

En supposant que l'aimantation longitudinale initiale  $\mathbf{M}_{in}$  est elle-même homogène, l'homogénéisation de  $\mathbf{M}_{sp}$  impose l'homogénéisation de l'angle de bascule  $\alpha_{sp}$  donné par :

$$\alpha_{sp} = \left| \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1a}^+(t) dt \right] e^{-i(\vec{k}_b - \vec{k}_a) \cdot \vec{r}} + \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1b}^+(t) dt \right] \right|. \quad (1.3.17)$$

Si l'on nomme  $\mathbf{s}_{na}$ , les coefficients  $\mathbf{s}_n$  permettant d'obtenir le champ  $\mathbf{B}_{1a}^+$  et  $\mathbf{s}_{nb}$ , les coefficients  $\mathbf{s}_n$  permettant d'obtenir  $\mathbf{B}_{1b}^+$ , on en déduit, pour un choix des  $\vec{k}_{\perp}$  donné, qu'il n'y a que 16 coefficients complexes à optimiser pour 8 canaux. Cette optimisation peut se faire, comme pour la compensation statique, grâce à des algorithmes d'optimisation de type Levenberg-Marquardt.

Pour l'homogénéisation d'une coupe dans le cerveau, dans son article [1], Kawin Setsompop montre que, pour un même budget de puissance total, l'homogénéité avec la méthode des spokes est bien supérieure à l'homogénéité d'une simple compensation statique. Cette méthode d'homogénéisation nous a semblé parmi les plus intéressantes pour tester les antennes à transmission parallèle, et évaluer leur capacité à ajuster un angle de bascule donné. Son principal défaut est la détermination des points  $\vec{k}_a$  et  $\vec{k}_b$  qui est en partie empirique.

## 1.4 Problématique du travail de thèse

Ce rappel des connaissances sur l'IRM, au départ du travail de thèse, nous a permis de décrire les principes et les enjeux de l'IRM à ultra haut champ. C'est à partir de ces considérations qu'il a été décidé, à travers le projet ISEULT-INUMAC, de développer un IRM atteignant 11,7 T. Nous avons vu que, pour qu'un tel système IRM puisse produire des images homogènes, il est absolument nécessaire de développer des antennes à canaux multiples en transmission. Comme nous l'avons remarqué, des prototypes d'antennes existaient déjà, en transmission parallèle pour l'IRM 7 T, mais aucun n'avait été développé pour l'IRM à 11,7 T.

Cette première analyse a permis de montrer les difficultés à concevoir des antennes à ultra-haut champ :

- Nous avons vu que le rapport signal sur bruit augmentait lorsque le champ principal  $B_0$  augmentait, mais que cet effet était partiellement compensé par la baisse de la sensibilité  $\tilde{B}_1^-$  des antennes IRM, en particulier, au centre de la tête. L'un des critères les plus importants nous semble donc être le rapport signal sur bruit de l'antenne. La sensibilité de l'antenne doit être suffisamment élevée pour que le gain en rapport signal sur bruit porté par le champ  $B_0$  ne soit pas partiellement ou totalement annulé par la faible sensibilité en réception. Dans le cas contraire, le développement d'IRM à ultra haut champ n'apporte rien par rapport aux antennes à champ moins important. En particulier, les pertes énergétiques doivent être les plus faibles possibles dans l'antenne elle-même.
- L'antenne doit être conçue de façon à pouvoir prédire précisément son DAS, en particulier, par des méthodes numériques. Elle doit donc être modélisable précisément. Le DAS doit être aussi faible que possible, comparé au champ  $B_1^+$  émis, afin d'être en conformité avec les règles de sécurité définies par les normes françaises et européennes.
- Le champ émis par chaque élément de l'antenne doit permettre d'ajuster au mieux l'angle de bascule avec les méthodes de compensation dynamique. En particulier, toute zone de l'espace doit pouvoir être excitée par au moins un élément d'antenne. D'autre part, ces sensibilités doivent être suffisamment différentes pour que l'on puisse générer par interférence un champ  $B_1^+$  résultant le plus modulable possible par l'opérateur. Ceci définit un nouveau critère, l'homogénéité que l'on peut atteindre, pour un DAS donné.
- Enfin, il est nécessaire que le système soit dimensionné pour que les champs  $B_1^+$  permettant d'obtenir cette homogénéité, soient effectivement possibles à réaliser. Le dernier critère qui nous semble important à étudier est la puissance nécessaire à la sortie de chaque amplificateur, pour obtenir cette homogénéité.

## Chapitre 2

# Matériel et logiciels

### 2.1 Scanner Siemens Magnetom 7 T et matériel électronique

#### 2.1.1 Caractéristiques de l'aimant Magnetom 7 T

Le scanner Siemens Magnetom 7 T sur lequel nous avons travaillé est un système IRM pour tête seule. La taille interne de l'IRM ne permet pas d'y faire entrer le corps entier. Par conséquent, toutes les expériences faites avec celui-ci se contentent d'imager la tête, ou des fantômes de la taille de la tête. Il n'est pas possible d'y faire de l'imagerie d'autres organes humains, mais il peut également être utilisé sur des animaux de petites tailles. La fréquence de Larmor de l'aimant principal est de 297,2 MHz correspondant à un champ de 7,000 T. Le scanner IRM est conçu pour que le champ soit homogène dans la tête. Au-delà du cou, le champ magnétique  $B_0$  décroît lentement, jusqu'à obtenir environ 1 T au niveau des pieds. Le logiciel implémenté sur l'IRM Magnetom de Siemens est le logiciel Syngo, utilisé également pour la plupart des scanners IRM Siemens. Nous verrons dans la suite que l'implémentation du logiciel Syngo est légèrement différente de celle des scanners IRM Magnetom Siemens à canal unique, car le scanner IRM que nous avons utilisé est conçu pour utiliser pleinement les fonctionnalités de 8 amplificateurs et chaînes de pilotage, permettant d'utiliser des antennes à 8 canaux de transmission indépendantes.

A priori, le système de correction de l'inhomogénéité de  $B_0$  de l'aimant permet d'obtenir une homogénéité meilleure que le  $\mu\text{T}$ . Cette correction du champ  $B_0$  est produite par des bobines actives. Cette homogénéité est effectivement atteinte pour les antennes à canal unique en transmission. Pourtant, pour les antennes à canaux multiples, cette homogénéité est loin d'être atteinte. La raison en est que toutes les compensations préalables à l'imagerie, ne sont programmées, sur Syngo, que pour une transmission unique. Pendant la phase

de calibration, Syngo considère que l'antenne IRM fournie est une antenne monocanale, et n'émet donc qu'avec l'un des 8 amplificateurs, l'amplificateur numéroté 8. Seule la région comprise à proximité de l'élément rayonnant connecté au canal 8 est alors bien corrigée en  $\delta B_0$ . Là où le canal de transmission choisi par Syngo ne produit pas de champ  $\mathbf{B}_1^+$ , la compensation  $B_0$  est impossible. On observe alors que la différence  $\delta B_0$  peut atteindre jusque  $2 \mu\text{T}$ , engendrant localement, des déphasages importants. Rappelons en effet qu'une différence  $\delta B_0$  de  $1 \mu\text{T}$  engendre une rotation involontaire du spin à la fréquence de 42,6 Hz, soit  $15^\circ/\text{ms}$  pour  $1 \mu\text{T}$  et  $30^\circ/\text{ms}$  pour  $2 \mu\text{T}$ . Nous négligerons ce déphasage pour les simulations. Il peut être pris en compte en pratique, comme montré dans [55], mais dans la mesure où nous ne connaissons pas a priori pour nos simulations quelle est la valeur de ce  $\delta B_0$ , qui dépend de l'implémentation de la correction par Siemens, nous l'avons ignorée. Pour les quelques manipulations que nous présentons sur le scanner IRM même, les durées des impulsions sont assez faibles pour que cela n'ait pas d'influence sur le résultat final.

Au niveau des gradients, la montée en champ limite a été fixée à  $500 \mu\text{T}/\text{m}/\text{ms}$ . Une montée en champ trop brutale génère des courants de Foucault (ou eddy currents en anglais) qui deviennent de plus en plus complexes à corriger [72]. De plus, ces courants de Foucault provoquent un échauffement dans les parties métalliques de l'antenne et des aimants de gradient qui peuvent les détériorer. Les aimants de gradient ayant été conçus pour imager la tête, leur linéarité n'est assurée en pratique que sur une plage d'environ 30 cm, autour de l'isocentre de l'aimant principal  $B_0$ . Au-delà de cette plage, les gradients décroissent, pouvant provoquer des déformations de l'image par repliement au niveau du cou. Il est donc préférable de ne pas envoyer de champ RF au niveau du cou ou des épaules, afin d'éviter ce repliement.

En réception, l'IRM 7 T est capable de recevoir le signal provenant de 32 canaux de réception indépendants. Les antennes à réception parallèle étant déjà commercialisées aujourd'hui, ce système de réception est commun à un certain nombre de scanners IRM Siemens commercialisés actuellement. La spécificité de ce scanner IRM Magnetom 7 T comparé à d'autres fabriqués par Siemens est la transmission multiple qui est décrite dans la partie suivante.

### 2.1.2 Transmission parallèle et logiciel Syngo

L'IRM 7 T Magnetom qui nous a permis de valider nos antennes est un IRM à transmission parallèle, c'est à dire possédant des canaux de transmission indépendants. L'IRM Magnetom possède 8 amplificateurs distincts. Il est possible de le faire fonctionner selon deux modes, soit les 8 amplificateurs émettent exactement le même signal, qui est combiné



FIGURE 2.1.1: Aimant Magnetom 7 T de Siemens pour l'imagerie exclusive de la tête.

grâce à des circuits passifs, afin d'obtenir un seul et unique signal sortant, dont la puissance peut atteindre la valeur théorique de 8 kW. Soit, les 8 amplificateurs sont connectés à leur propre synthétiseur de signal, les signaux sortant n'étant pas recombinaés, afin d'obtenir 1 kW par canal. La puissance réellement disponible est de 5,6 KW pour le fonctionnement en mode monocanal, et 700 W pour chaque canal, pour le mode multicanal, au-delà, la linéarité des amplificateurs n'est pas suffisante. Tous les amplificateurs sont dotés d'un circulateur. Le circulateur permet de protéger l'amplificateur d'une onde réfléchie par l'antenne en cas de désadaptation de ses entrées. Cette onde réfléchie est alors redirigée dans une résistance qui en dissipe toute la puissance.

Nous ne nous intéresserons pas au mode monocanal dans la suite. Toutefois, il permet d'utiliser sur l'IRM 7 T des antennes commerciales, comme celles de Rapid-Biomed ou Nova, qui ne sont pas équipées de canaux de transmission indépendants. Nous décrirons seulement le fonctionnement du mode multicanal.

Le système à transmission parallèle à 7 T qui nous a permis de tester nos antennes est conçu de la façon suivante. L'un des canaux, le canal numéroté "canal 8", est un canal maître, connecté à un ordinateur maître, sur lequel est installé une version complète de Syngo. Les 7 autres canaux sont des canaux esclaves, connectés à un ordinateur esclave possédant une version modifiée de Syngo. Les deux ordinateurs doivent être allumés simul-

tanément. L'ordinateur maître s'occupe de la réception de tous les canaux de réception, de la reconstruction de l'image, de l'étalonnage de l'IRM, du calcul des paramètres optimaux pour l'acquisition de l'image puis de l'enregistrement de tous les résultats. L'étalonnage, en particulier, la mesure de la fréquence de Larmor, et la correction de  $B_0$ , se faisant avec le seul ordinateur maître, n'utilise, en transmission, que le canal 8 comme présenté précédemment à propos de l'inhomogénéité du champ  $B_0$ . L'ordinateur maître est donc parfaitement autonome, et hormis le fait qu'il n'émet que sur le canal 8, il se comporte exactement comme n'importe quel système IRM Siemens utilisant le logiciel Syngo.

L'ordinateur esclave a pour seule mission de superviser le bon fonctionnement des amplificateurs 1 à 7, de reporter les erreurs qu'ils peuvent rencontrer, de les commander en puissance. L'ordinateur esclave a aussi pour mission de vérifier en temps réel que la puissance émise ne dépasse pas les seuils de sécurité définis par Syngo. Dans la mesure où l'ordinateur maître ne reçoit pas toutes les informations venant des amplificateurs 1 à 7, c'est à l'ordinateur esclave de faire cette vérification. Avant toute utilisation de l'ordinateur esclave, il est nécessaire de lancer une séquence de test, pouvant durer plusieurs minutes. Si cette séquence de test échoue, il peut être nécessaire de redémarrer le scanner. En particulier, il est nécessaire de désactiver à la main le dispositif de couplage des 8 amplificateurs utilisé par le scanner IRM en mode monocanal, puis de redémarrer le scanner, avant de passer en mode multicanal.

Deux méthodes permettent d'utiliser en parallèle l'ordinateur esclave et l'ordinateur maître, afin que les tensions indépendantes en sortie des amplificateurs soient correctement pilotées par l'IRM. La plus simple est celle que nous avons utilisée pour tous les résultats présentés dans ce mémoire. L'impulsion est conçue et paramétrée à partir de l'ordinateur maître. Le scanner IRM vérifie qu'elle ne contrevient pas aux protocoles de sécurité dictés par Siemens. Le fichier généré lors de la conception de l'impulsion est copié de l'ordinateur maître à l'ordinateur esclave. Une fois ce fichier copié, sur l'ordinateur esclave, il est possible de rentrer manuellement l'amplitude et la phase des signaux  $s_n$  pour chaque canal, pour la compensation statique (signaux déterminés par la minimisation de  $J$  dans l'équation 1.3.4, dans la région d'intérêt). On peut ainsi vérifier qu'aucune erreur n'a été commise, et utiliser les séquences usuelles de l'IRM. Ceci ne permet toutefois pas de produire des excitations de compensation dynamique. En effet, la compensation dynamique nécessite une variation du signal  $s_i$  dans le temps, autre qu'une enveloppe de type sinus cardinal. Or, cette interface ne permet pas de définir la valeur de  $s_i$  à tout instant  $t$ . Ceci explique pourquoi nous nous sommes concentrés dans la suite sur la compensation statique de l'inhomogénéité de  $B_1^+$ .

La seconde méthode est plus complexe. Après avoir, comme précédemment, exporté les

paramètres créés par la conception de l'impulsion, vers l'ordinateur esclave, il est possible de donner à l'IRM la forme exacte de l'onde RF et des gradients. Pour cela, la forme désirée doit être enregistré dans un format binaire, avec un pas de temps défini et une longueur de fichier proportionnelle à la durée de l'impulsion. Cinq fichiers doivent être créés pour chaque chaîne de pilotage du scanner IRM, les deux premiers définissant l'amplitude et la phase de  $\mathbf{s}_i$  et les trois derniers, la valeur du gradient  $\vec{G}$  dans les trois directions. Pour nos tests simples, cette technique d'implémentation des impulsions nous semblait trop complexe, et pas forcément utile pour décrire nos antennes. Nous ne l'avons donc pas utilisée, afin de minimiser les sources potentielles d'erreur.

Nous voyons donc que l'IRM Siemens possède un très grand potentiel pour la conception d'impulsions pour la transmission parallèle. N'ayant pas eu besoin, pour notre travail, d'utiliser tout ce potentiel, nous nous sommes contentés d'utiliser les fonctions qui nous intéressaient le plus, c'est-à-dire validant le bon fonctionnement de nos antennes, en transmission parallèle.

### 2.1.3 Préamplificateurs et commutateurs T/R

Un commutateur Transmission/Réception peut être considéré comme un interrupteur à commande électrique. L'objectif est de basculer une antenne d'un mode de transmission à un mode de réception, à partir d'une commande électrique,  $I$ . Les commutateurs T/R ont tous été conçus au laboratoire de Neurospin par Marie-France Hang et Eric Giacomini. Le schéma électronique utilisé est donné dans la figure 2.1.2. Lorsque la commande délivre une intensité positive, les diodes  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_3$  laisse circuler la puissance se comportant comme des circuits fermés. Les lignes  $T_2$  et  $T_1$  sont des lignes quart-d'onde. Elles permettent d'inverser l'impédance vue par l'antenne, du côté du préamplificateur. Les diodes  $D_2$  et  $D_3$  générant un court-circuit, l'antenne voit un circuit ouvert du côté du préamplificateur, impliquant que toute la puissance injectée vers le préamplificateur est réfléchi. Si l'on utilise deux diodes et deux lignes pour bloquer cette puissance, c'est afin de doubler la protection du préamplificateur. En effet, il est recommandé que la transmission résiduelle, entre l'amplificateur et le préamplificateur soit toujours inférieure à -40 dB, soit 0,01 %, afin d'éviter toute surchauffe et détérioration du préamplificateur. La bobine  $L_1$  est utilisée comme passe-bas, afin de protéger la source de la commande des ondes radio-fréquences émises par l'amplificateur. Les capacités  $C_1$ ,  $C_3$  et  $C_4$  servent de passe-haut, afin de protéger l'amplificateur et le préamplificateur RF du courant continu produit par la commande  $I$ , la capacité  $C_2$  est utilisée de la même façon pour éviter la propagation du courant continu de la commande dans l'antenne. Ainsi, lorsque la tension est positive, l'antenne ne voit

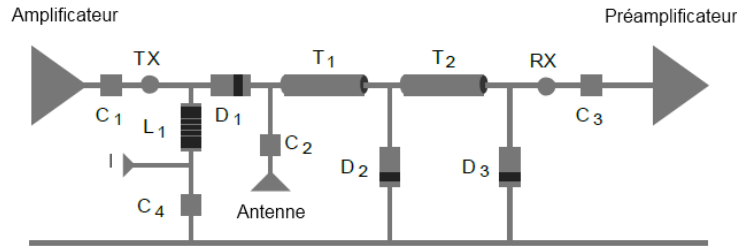


FIGURE 2.1.2: Schéma de principe des commutateurs T/R. En transmission, le commutateur envoie la puissance vers l'antenne, et en réception, la puissance reçue par l'antenne est redirigée vers les préamplificateurs. La commutation est commandée à partir de l'intensité  $I$ .

que l'amplificateur. Lorsque la tension est négative, les diodes  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_3$  se comportent comme un circuit ouvert. L'antenne ne voit donc plus l'amplificateur, mais seulement le préamplificateur.

Ce dispositif permet donc, à partir d'une source de courant continu, de commuter entre une utilisation en transmission de l'antenne (intensité positive) et une utilisation en réception (intensité négative). La commutation des diodes n'est pas influencée par le signal RF, dans la mesure où sa fréquence, près de 300 MHz est beaucoup plus importante que la vitesse de commutation des diodes. La tension envoyée par la commande est de l'ordre de 5 V, ce qui est très faible, par rapport à la tension injectée par les amplificateurs (supérieure à 264 V crête). Ce signal est toutefois suffisant pour commuter les diodes, dans un temps de l'ordre d'une dizaine de microsecondes. Ce temps de commutation fixe la limite de durée à attendre, entre l'arrêt du signal venant de l'amplificateur, pendant la période d'émission, et le début de la lecture de l'écho, venant du préamplificateur.

Des mesures ont été réalisées au laboratoire d'électronique radio-fréquence de Supélec. Les mesures ont montré que le facteur de bruit total était de 1,08 dB. Ces résultats nous ont semblé très satisfaisants, meilleurs que les mesures faites avec des commutateurs T/R commerciaux. L'isolation du préamplificateur par rapport à l'amplificateur atteint -56 dB, ce qui est supérieur aux -40 dB désirés. Ce dispositif électronique a été intégré au plus près de la sortie des antennes, afin de limiter le bruit reçu par les câbles entre l'antenne et le préamplificateur. L'ensemble est visible sur la figure 2.1.3.

Les préamplificateurs sont des LNA (low noise amplifier) commerciaux produits par la société RFMD sous la référence SPF-5122. Leur facteur de bruit est de 0,5 dB à 300 MHz. Les diodes du commutateur T/R ont un facteur de bruit proche de 0,5 dB également et



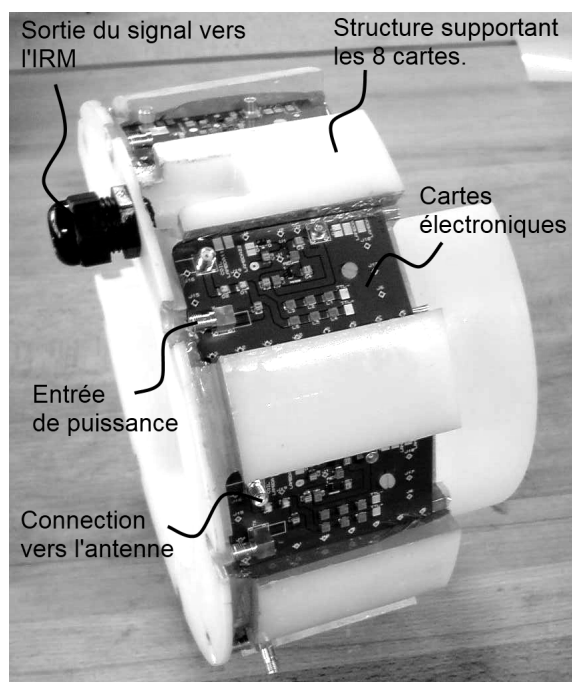


FIGURE 2.1.3: Photographie de l'implémentation physique des commutateurs T/R de l'antenne 8 canaux.

contribuent donc significativement au facteur de bruit total mesuré à 1,08 dB.

#### 2.1.4 Analyseur de réseau vectoriel multiplexé

Il est nécessaire, afin de décrire les antennes, d'évaluer leur fréquence de résonance, leur impédance, ainsi que leur couplage mutuel. Afin que le maximum de puissance injectée dans l'antenne soit transmise, il est nécessaire que l'impédance de l'antenne soit la même que celle de l'amplificateur, et que la fréquence de résonance soit également la même que la fréquence d'émission de l'amplificateur. Nous savons, pour le système IRM Magnetom de Siemens que la fréquence d'émission des amplificateurs est de 297,2 MHz environ, et que leur impédance d'émission est de  $50 \Omega$ . Il a donc été nécessaire de vérifier que nos antennes résonnaient à la même fréquence, et que leur impédance était identiquement de  $50 \Omega$ .

En ingénierie radiofréquence, on définit habituellement une matrice appelée matrice  $S$ , que l'on notera  $[\mathbf{S}]$ , décrivant le comportement des systèmes RF. Si l'on suppose que l'on transmet un signal  $\mathbf{s}_n$  sur le port  $n$  de l'antenne, avec une impédance d'entrée  $50 \Omega$ , et que l'on reçoit un signal  $\mathbf{s}_m^t$  sur le port  $m$  chargé par une impédance de  $50 \Omega$  également,  $[\mathbf{S}]_{n,m}$  décrit le ratio complexe  $\mathbf{s}_m^t/\mathbf{s}_n$ . Si  $m = n$ ,  $[\mathbf{S}]_{n,n}$  décrit le signal réfléchi par le

port  $n$  lorsqu'on l'alimente avec un amplificateur  $50\Omega$ . L'objectif d'un analyseur de réseau est de mesurer ce ratio  $\mathbf{s}_m^t/\mathbf{s}_n$ . Pour cela il est nécessaire qu'il possède au moins deux ports, l'un connecté au port  $n$  de l'antenne, et le second connecté au port  $m$  de l'antenne, sauf si  $n = m$ . Les autres ports de l'antenne doivent être chargés à  $50\Omega$ , par définition de la matrice  $S$ . Il existe des analyseurs de réseau possédant plus de canaux, mais nous nous sommes contentés pour nos mesures d'un analyseur à 2 canaux. Cet analyseur à 2 voies portatif est un Anritsu MS2024A. Cet analyseur est certes peu performant, mais suffisamment rapide et précis pour les mesures de fréquence de résonance et d'impédance.

Afin d'éviter d'avoir à connecter et déconnecter les 8 ports d'antenne à la main aux charges de  $50\Omega$  et aux deux ports de notre analyseur de réseau – ceci use les connecteurs des ports de l'antenne – nous avons utilisé un système informatique permettant d'enregistrer les données, et de commander des multiplexeurs électromécaniques qui eux-mêmes connectent et déconnectent mécaniquement les dipôles. Les connecteurs des multiplexeurs sont conçus pour supporter quelques dizaines de milliers de connections et déconnections.

L'analyseur de réseau nous a également permis de mesurer le couplage entre les antennes. Le couplage décrit la puissance émise par une antenne et reçue par une autre. Comme nous l'avons expliqué précédemment, les amplificateurs sont tous dotés d'un circulateur. La puissance ainsi reçue par les canaux est dissipée par la charge du circulateur. Connaissant le couplage, on peut donc prévoir la puissance dissipée dans les circulateurs des autres canaux, lorsqu'on en excite l'un des 8. L'analyseur de réseau permet donc de faire un bilan global des pertes, que ce soit par réflexion, ou par transmission d'un canal à l'autre. La récupération des données et l'affichage ont été programmés sur le logiciel LabView. Toutes ces données peuvent ensuite être exportées pour être analysées avec un logiciel tiers.

## 2.2 Outils de simulation de circuits haute fréquence

### 2.2.1 Ansoft HFSS

Les outils de simulation nous ont permis de concevoir par ordinateur les différentes antennes exposées dans la suite, afin de les optimiser. L'objectif était donc de prévoir les champs électromagnétiques produits par les dipôles. D'une part, il était important de déterminer l'amplitude du champ  $\mathbf{B}_1^+$  dans la tête, et d'autre part le DAS, c'est à dire le champ électrique  $\vec{\mathbf{E}}$  et la puissance dissipée.

Afin de simuler ces champs, nous avons choisi de nous concentrer sur la méthode des éléments finis. L'objectif n'est pas ici de décrire précisément l'algorithme de simulation



FIGURE 2.1.4: Dispositif de mesure des coefficients de la matrice  $[S]$  des antennes. En haut, l'analyseur de réseau vectoriel à 2 canaux mesure au choix la transmission et la réflexion. En dessous, l'ordinateur permet la commutation entre les canaux mesurés, et pilote l'analyseur.

par éléments finis appliqué aux champs électromagnétiques, que nous pourrions trouver par exemple dans le livre [73], mais de donner les avantages et les inconvénients du code d'Ansoft HFSS.

Plusieurs raisons ont concouru au choix des éléments finis. Le premier est la forme du maillage, en tétraèdres. Le type de maillage en tétraèdre permet de produire un maillage conforme. Toutes les surfaces planes, quelle que soit leur direction, sont maillées conformément, c'est à dire qu'elles ne coupent pas les tétraèdres du maillage. Seules les surfaces courbes doivent être approximées en polygones. Pour les autres méthodes nécessitant des maillages cubiques, les surfaces planes obliques, par rapport au repère 3D ne peuvent pas être maillées exactement, et nécessitent donc des méthodes de calcul spécifiques, comme le PBA (pour Perfect Boundary Approximation) pour le logiciel CST Microwaves Studio. Le deuxième avantage est le temps de calcul. En effet, certains codes de calcul par éléments finis ne résolvent les équations de Maxwell que pour une seule fréquence, à partir des phasors. Pour les algorithmes de type différences finies ou intégrale finie, le calcul se fait dans

le domaine temporel, et est ramené, par transformation de Fourier, à une solution fréquentielle. Le nombre de calculs est alors plus important pour ces algorithmes à différence ou intégrale finie, mais plus simple, nécessitant alors plus de temps, mais moins de mémoire vive. Enfin, pour l'étude des antennes réseaux, le temps de calcul pour les algorithmes à différence ou intégrale finie est proportionnel au nombre de canaux indépendants, alors que pour les algorithmes à éléments finis, le temps de calcul ne dépend pas, ou très peu du nombre de canaux indépendants, ce qui est aussi une source de gain de temps pour les simulations.

Le logiciel de simulation par éléments finis utilisé est commercialisé par la société Ansys, sous le nom Ansoft HFSS. HFSS possède deux modes de résolution, l'un en modes propres, permettant d'obtenir les fréquences de résonance du système ainsi que leurs facteurs de qualité, l'autre en transmission, utilisant des ports de transmission. Toutes les simulations présentées ont été obtenues avec le second mode.

HFSS ne résout les équations de l'électromagnétisme qu'en champ électrique. Le champ magnétique est calculé à partir du champ électrique et de l'équation de Maxwell-Faraday, par dérivation du champ électrique. Le résultat est plus dépendant du maillage, mais pour des maillages assez denses, la précision est suffisante.

Le modèle anatomique utilisé pour les simulations a été produit à partir des modèles réalisés par la fondation ITIS, sous le nom "Virtual Family". Chacun des tissus proposés dans le modèle initial fourni par ITIS a ensuite été remaillé, afin qu'il soit compatible pour des calculs par éléments finis. Les tissus dont la dimension était trop faible, et dont le maillage avec HFSS aurait été trop long à réaliser, ont été supprimés. Les caractéristiques des tissus ont été compilées dans la littérature.

Le choix d'HFSS vient principalement du fait que c'est un logiciel qui a été validé par des projets antérieurs, dans le développement de cavités accélératrices à des fréquences de 80 à 1300 MHz, au laboratoire dans lequel s'est déroulée ma thèse. Il est simple d'y concevoir des modèles, grâce à une interface de conception simple d'utilisation permettant de visualiser immédiatement le résultat, et qui informe des erreurs potentiellement commises par l'utilisateur (chevauchement de différents objets en particulier). HFSS produit son propre maillage, qu'il affinera autant de fois que nécessaire, afin d'améliorer la convergence de l'algorithme et ainsi d'améliorer la précision de la simulation. Pour le maillage, le logiciel n'est pas en mesure d'utiliser plus d'un seul processeur, mais avec la licence multi-processing, pendant la phase de calcul des champs, tous les processeurs de l'ordinateur sont utilisés.

En pratique, toutes les simulations suivantes ont été obtenues à partir d'un maillage initial possédant 300 000 tétraèdres. Six affinements ont été réalisés au minimum, avant d'extraire les cartes de champ finales. A chaque itération, le nombre de tétraèdre augmente de 20% afin d'obtenir 900 000 tétraèdres à la dernière itération. La mémoire vive dévolue au calcul est au maximum de 92 Go. Le temps total d'exécution de la simulation est de l'ordre de 10 heures.

HFSS propose une méthode dite de balayage, qui permet d'estimer la fréquence de résonance à l'entrée du port de chaque élément d'antenne, même si la simulation a été effectuée en dehors de cette fréquence de résonance. Ainsi, à la fin de chaque itération, avant d'affiner le maillage, la fréquence de résonance à l'entrée de chaque port est estimée. Afin que le résultat de simulation soit le plus précis possible, il est préférable de simuler les cartes de champ à la fréquence de résonance de l'antenne. A partir de la fréquence de résonance de chaque dipôle de l'antenne, nous avons donc fait calculer la fréquence de résonance moyenne des dipôles émetteur, avant que HFSS affine le maillage et lance l'itération avec, pour fréquence de calcul, la fréquence de résonance moyenne.

Les phaseurs de champs  $\vec{H}$  (l'excitation magnétique) et  $\vec{E}$  sont alors exportés à partir d'un pavé centré sur la base du crâne, et de dimensions  $225 \times 225 \times 325$  avec une résolution de 5 mm. L'export se fait dans un fichier texte ASCII avec le format suivant :

- 3 premières colonnes : position du champ, dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .
- Colonnes 4, 6 et 8 : partie réelle du champ, dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .
- Colonnes 5, 7 et 9 : partie imaginaire du champ, dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

La conductivité du milieu est déduite des cartes de champ  $\vec{J}$  (intensité volumique) et  $\vec{E}$ . Ces cartes sont ensuite importées dans MATLAB afin de calculer le champ  $\mathbf{B}_1^+$  et le DAS, en tout point. En effet, les capacités de traitement des champs électromagnétiques sont très limitées dans HFSS. Il est possible d'estimer le champ  $\mathbf{B}_1^+$  dans la mesure où c'est une combinaison linéaire des champs  $\vec{B}$  dans les directions  $x$  et  $y$ . Pour les calculs plus complexes, par exemple pour le calcul de DAS, HFSS n'est pas suffisamment stable et le temps de calcul devient trop important. C'est pourquoi tous les traitements plus complexes ont été faits à partir de MATLAB.

### 2.2.2 Ansoft Designer

De la même société, nous avons également utilisé le logiciel Ansoft Designer. Ce logiciel n'est pas un outil de simulation en 3D, contrairement à Ansoft HFSS, mais permet de simuler des circuits électromagnétiques. Ce logiciel a deux intérêts principaux :

- Il permet de simuler des circuits électroniques d'adaptation en impédance ("matching") ou d'accord en phase ("tuning") possédant des éléments discrets. Tous les circuits électroniques détaillés dans la suite ont été validés avec Ansoft Designer. Il est ainsi possible de simuler tous les circuits possédant notamment des lignes de transmission, des résistances, condensateurs et bobines, et de simuler les défauts éventuels de ces éléments, comme des facteurs de qualité, des comportements parasites à haute fréquence, etc. Sans Ansoft Designer, il aurait été possible de simuler leur comportement avec Ansoft HFSS, mais cela aurait été bien plus long. De plus, la fonction "push excitation" permet de lier le circuit électronique d'Ansoft Designer aux champs en 3D d'Ansoft HFSS, ce qu'on appelle généralement co-simulation. Ainsi, il est possible d'optimiser tous les paramètres du circuit discret, en particulier les condensateurs ajustables, avec Ansoft Designer, à partir des fonctions "tuning", et d'injecter le résultat dans Ansoft HFSS, afin d'observer la carte de champ obtenue après accord. Il est ainsi possible de vérifier si les modifications du circuit électronique tendent à augmenter, diminuer le champ, tendent à le déphaser, ou à modifier sa répartition. Nous avons vu que tous ces paramètres étaient importants afin de décrire les antennes, aussi bien le rapport signal sur bruit, que leur capacité à ajuster l'angle de bascule. Et nous verrons dans la suite, que le circuit électronique de tuning et matching peut potentiellement modifier la forme du champ.
- Ansoft Designer permet de simuler des circuits en 2 dimensions, éventuellement sur plusieurs couches. On peut ainsi simuler les circuits de type "microstrip" et "stripline", décrits dans [28], par la méthode des moments, qui permet d'obtenir des résultats bien plus rapidement qu'une simulation avec Ansoft HFSS. Ceci a été utilisé afin de simuler le comportement des coupleurs hybrides que nous avons conçus pour le pilotage de l'antenne. De la même façon que précédemment, il est possible de lier les résultats des simulations en 2 dimensions obtenus avec Ansoft Designer, aux simulations en 3D d'Ansoft HFSS, par la même fonction "push excitation".

Ansoft Designer a donc permis d'estimer la différence entre les circuits parfaits, décrits dans la troisième partie, et les circuits comportant des défauts et des facteurs de qualité non infinis. Les résultats des co-simulations produites par Ansoft Designer et HFSS seront indiqués, afin de valider l'implémentation des circuits radiofréquences auxiliaires.

## 2.3 Environnement de calcul et traitement numérique

Pour finir ce chapitre portant sur le matériel et les logiciels, nous nous intéresserons au logiciel MATLAB qui a fourni tous les résultats de comparaison entre les antennes.

### 2.3.1 MATLAB

MATLAB est un logiciel distribué par MathWorks qui fournit principalement des moteurs de calcul numériques, et une interface de programmation simple. Il est distribué avec un grand nombre d'options, appelées Toolbox, donc certaines seront présentées dans la suite. Sans option, MATLAB n'est pas capable de proposer des résultats de calcul formel, et permet principalement de résoudre des problèmes matriciels, c'est à dire linéaires.

Toute variable est représentée dans MATLAB comme un tenseur, d'ordre 0 (nombre réel ou complexe), 1 (vecteurs), 2 (matrices) ou supérieur. Les opérations terme par terme (addition, multiplication, division, etc.) sont disponibles pour tous les ordres de tenseur. Certaines opérations ne sont disponibles que pour les matrices, comme la multiplication matricielle, l'exponentielle matricielle, la norme.

Il est possible d'intégrer des fonctions écrites en C à MATLAB, à partir du compilateur MEX. MEX est un compilateur, associé aux compilateurs C déjà installés sur l'ordinateur, permettant d'utiliser des fonctions C avec MATLAB, après un minimum d'adaptation du programme C initial. Les erreurs de programmation en langage MATLAB n'entraînent généralement pas d'instabilité grave de l'ordinateur, alors que les erreurs de programmation en C, concernant en particulier la gestion de la mémoire, peuvent entraîner des instabilités importantes du système comme une immobilisation d'une partie importante de la mémoire vive (ou fuite de mémoire) et le gel de l'ordinateur. Ainsi, la compilation de programmes en C avec le compilateur MEX est risquée et n'a été utilisé que pour le calcul rapide du DAS et l'extraction des fichiers bruts provenant du scanner IRM. L'utilisation de MEX permet de réduire le temps de calcul, là où MATLAB n'est pas optimisé par défaut, par exemple pour le calcul du DAS moyen sur 10g. Le compilateur MEX permet, comme expliqué précédemment, de réutiliser simplement des programmes déjà écrits en C, afin de les utiliser sur MATLAB. Pour la lecture des fichiers bruts provenant de l'IRM 7T Magnetom, un programme avait été développé en C, par les chercheurs de Neurospin, permettant de lire les fichiers bruts avant reconstruction, dans l'espace  $k$ . Ce programme a pu être compilé avec MEX pour être réutilisé avec MATLAB. Les données brutes acquises dans l'espace  $k$  ont été reconstruites dans MATLAB avec notre propre programme de reconstruction.

En plus du logiciel standard MATLAB, nous avons acquis une ToolBox pour la lecture des fichiers d'image et l'analyse des images. Cette ToolBox permet d'ouvrir en particulier les images au format DiCom (Digital Communication), qui est le format standard pour les images d'exportation des systèmes d'imagerie médicale. En particulier, avant programmation de notre propre routine de reconstruction, nous avons ainsi pu lire les fichiers DiCom

générés par le scanner IRM. Enfin la ToolBox d'analyse d'images a permis de fournir quelques images débruitées à partir du filtre de Wien, utilisé en particulier pour débruiter les résultats des mesures de sensibilité en réception.

### 2.3.2 Modules d'optimisation

Une seconde ToolBox a été acquise et a très fréquemment été utilisée pendant le déroulement de la thèse, la ToolBox d'optimisation de MATLAB. Cette ToolBox nous a permis d'optimiser les paramètres des séquences de compensation statique et dynamique présentées dans la suite, c'est pourquoi une description plus en détail de ses fonctions nous paraît nécessaire. Les trois fonctions principalement utilisées dans cette ToolBox sont les fonctions "*lsqnonlin*" et "*fmincon*".

*lsqnonlin* a été utilisé pour toutes les optimisations sans contrainte. L'idée est de donner un objectif  $\alpha_{obj}$ , d'angle de bascule, de définir une séquence, donnant un angle de bascule  $\alpha_{seq}$  dépendant un ensemble de paramètres  $\{p_i\}$ . Le but est de minimiser la différence  $|\alpha_{obj} - \alpha_{seq}|$ . On choisit une région d'intérêt (ROI) dans l'espace, où cette différence sera minimisée. Cette région d'intérêt est définie par une liste, ou index,  $idx$ , des points de la grille où la mesure de  $B_1^+$  a été obtenue dans la ROI. En donnant pour argument  $|\alpha_{obj}(idx) - \alpha_{seq}(idx)|$ , et un paramètre de départ  $\{p_i\}$  à la fonction *lsqnonlin*, on obtient un minimum local de la fonction de minimisation discrétisée  $J_{dis}$  :

$$J_{dis} = \sum_{idx} (\alpha_{obj}(idx) - \alpha_{seq}(idx))^2. \quad (2.3.1)$$

L'optimisation se fait donc sur un espace discrétisé, mais on peut considérer, si la mesure a été faite avec une résolution suffisante et dans une grille régulière, dans les trois directions de l'espace cartésien, que la minimisation de la fonction discrète  $J_{dis}$  est quasiment équivalente à la minimisation de la fonction continue :

$$J = \int_{ROI} (\alpha_{obj}(\vec{r}) - \alpha_{seq}(\vec{r}))^2 d\vec{r}, \quad (2.3.2)$$

où  $\vec{r}$  est la position de l'espace.

*lsqnonlin* ne fournit qu'un minimum local de cette fonction. L'algorithme par défaut, "trust-region-reflective", ne permet pas de résoudre ce genre de problème si le nombre de paramètres est inférieur à la taille de l'index  $idx$ . Par conséquent, l'algorithme utilisé par MATLAB est l'algorithme de Levenberg-Marquardt [68]. Cet algorithme n'admet aucune contrainte pour la fonction *lsqnonlin* telle qu'implantée dans MATLAB, c'est pourquoi il n'a été utilisé que pour les optimisations sans contrainte. Notons que l'algorithme *lsqnonlin*



n'accepte pour paramètres que des valeurs réelles. Il n'est donc pas possible de donner pour paramètres les valeurs des signaux complexes  $\mathbf{s}_i$ . Dans tous les cas où l'on cherche à optimiser des paramètres complexes, ces paramètres ont été séparés en partie réelle et partie imaginaire. L'angle de bascule  $\alpha_{seq}$  est donc calculé à partir de la partie réelle et imaginaire des  $\mathbf{s}_i$  en fonction de la méthode de compensation utilisée.

Pour les optimisations avec contrainte, nous avons utilisé la fonction *fmincon*. Cette fonction n'accepte pas non plus pour paramètres des valeurs complexes et demande un point de départ pour l'optimisation. Contrairement à la fonction *lsqnonlin*, la fonction *fmincon* ne propose qu'une optimisation scalaire, le résultat ne peut donc pas être un vecteur ou un ensemble de valeurs  $|\alpha_{obj} - \alpha_{seq}|$  comme précédemment. L'optimisation se fait alors directement sur la valeur  $J_{dis}$  de l'équation 2.3.1. L'intérêt de cette fonction, est que l'on peut y ajouter des contraintes, notées  $c$ . Les contraintes sont définies dans une fonction séparée de  $J_{dis}$ , à partir des mêmes paramètres à optimiser  $\{p_i\}$  et ont toujours été des inégalités. Pour la puissance, la contrainte ne doit pas dépasser une puissance maximale acceptable. L'algorithme de calcul utilisé avec la fonction MATLAB *fmincon* est l'algorithme "active-set". Avec cet algorithme, la fonction *fmincon* évalue l'hessien de  $J_{dis}$  ainsi que l'hessien de la contrainte  $c$ , afin de déterminer un minimum local de  $J_{dis}$  vérifiant  $c$ . L'algorithme complet est décrit plus précisément dans les articles [74, 75].

## 2.4 Résumé de la partie matériel et logiciels

Nous avons donc présenté dans cette partie les différents équipements et outils logiciels qui ont été utilisés tout au long de la thèse et dont les résultats sont présentés dans la dernière et principale partie du manuscrit. D'une part, nous avons pu donner quelques idées des performances du scanner IRM qui nous a permis de valider les antennes développées, et nous avons présenté l'analyseur de réseau et les commutateurs T/R utilisés. D'autre part, nous avons pu décrire brièvement les logiciels qui ont été utilisés. Nous nous référerons régulièrement dans la suite aux logiciels précédents, Ansoft HFSS, Ansoft Designer et MATLAB, et aux fonctions utilisées dans ces logiciels. Les modèles de simulation HFSS utilisés seront autant que possible illustrés. Les images de cerveau et de fantôme, qu'elles représentent des cartes de champ, des résultats expérimentaux ou de simulation proviennent toujours d'un post traitement avec MATLAB.

## Chapitre 3

# Travaux de recherche et démarche

### 3.1 Antennes réseaux, critères de comparaison sommaires

#### 3.1.1 Architecture des dipôles

Avant mon arrivée en thèse, un premier prototype d'antenne à transmission parallèle avait été construit, sans avoir été testé. La première étape a donc été de valider l'architecture de ce premier prototype, puis nous avons cherché à l'améliorer à partir des simulations et d'expériences avec le scanner Siemens.

Dans toute la suite du mémoire, les différentes antennes fabriquées seront nommées sous le même format. La première lettre code la fréquence de résonance de l'antenne, A pour 297,2 MHz (c'est-à-dire pour l'IRM 7 T) et B pour 500 MHz (c'est-à-dire pour l'IRM 11,7 T). Le premier nombre désigne le nombre de dipôles indépendants de l'antenne. Le deuxième nombre, séparé du premier par un point indique la version d'antenne, et éventuellement, un troisième nombre peut indiquer une variante de la version. L'antenne ayant été construite avant mon arrivée en thèse sera appelée antenne A8.0, elle a été accordée à 297,2 MHz et possède 8 dipôles indépendants. Son numéro de version est 0, dans la mesure où elle est issue d'une étude préliminaire au début de la thèse.

##### 3.1.1.1 Première architecture : Élément rayonnant sur diélectrique

A un champ principal  $B_0$ , on associe une fréquence de résonance, dite fréquence de Larmor (Cf. équation 1.1.10). L'objectif de la thèse est de développer une antenne à 7 T et une antenne à 11,7 T, la fréquence de Larmor étant environ de 300 MHz et 500 MHz respectivement, correspondant à une longueur d'onde de 100 et 60 cm dans l'air. Deux types d'antennes existent principalement, les antennes dites boucles, et les résonateurs

linéaires, monopôles et dipôles. A bas champ ( $B_0 < 1,5$  T), les antennes boucles émettent, en champ proche, un champ magnétique intense, qui décroît rapidement en champ lointain. Les résonateurs linéaires émettent un champ électrique intense en champ proche, qui décroît rapidement en champ lointain. On observe donc qu'à très bas champ, les antennes boucles sont les plus efficaces, alors qu'à plus haut champ, où la longueur d'onde est proche de la taille de la tête, les résonateurs linéaires sont plus performants [76]. Ce que l'on montre en plus est que les résonateurs linéaires sont moins couplés entre eux que les antennes boucle. L'article de Gregor Adriany [64] montre que le couplage mutuel pour les boucles atteint -5 dB pour une antenne à 8 voies, contre -9 dB à -14 dB pour un résonateur linéaire, en fonction de sa géométrie. Ce problème peut être résolu en découplant les voies, mais plus la fréquence est élevée, plus le découplage est complexe, variable d'un patient à un autre, et les composants du découplages présentent plus de pertes. Nous avons donc choisi de ne pas découpler les voies de l'antenne, et donc de choisir la technologie possédant le plus faible couplage mutuel. En réception, la technologie du résonateur linéaire permet d'atteindre des facteurs d'accélération plus importants [27, 76], et en transmission parallèle, sans découplage, ils limitent les pertes par couplage mutuel. C'est ce qui a dirigé l'étude du prototype A8.0 vers l'utilisation de résonateurs linéaires, plutôt que vers l'utilisation de boucles.

Le choix des dipôles, plutôt que des monopôles tient en la configuration spatiale du champ rayonné. L'analyse de Ray Lee [76] sur les antennes de type "Planar Strip Array" (ou PSA), montre que les champs les plus intenses sont produits par les antennes monopôles ou quart d'onde, mais que ce champ est moins homogène dans la direction du champ  $B_0$ . Les résultats obtenus sont décrits dans la figure 3.1.1. Les antennes dipôles telles que nous les avons conçues pour l'antenne A8.0 et A8.1 sont composées de deux antennes monopôles telles que décrites par la figure 3.1.1.b, c'est à dire avec une terminaison non connectée à la masse, et sont placées sur chaque élément émetteur dans le but que le champ magnétique soit maximal au centre de la tête. Les deux monopôles sont reliés en leur point d'alimentation, afin de former une seule et unique bande métallique, que nous nommons dipôle. L'idée est donc d'utiliser les avantages des monopôles sur une antenne plus longue, et de concentrer le champ  $\mathbf{B}_1^+$  au centre de la tête. Le schéma des antennes A8.1 sera expliqué plus précisément dans la suite.

Concernant les dimensions de ces deux types de résonateurs linéaires, pour une antenne quart d'onde, la longueur de l'antenne doit mesurer le quart environ de la longueur de l'onde dans le milieu. Typiquement, si l'antenne est fabriqué sur un support Téflon, possédant une permittivité électrique relative de 2.1, la longueur de l'antenne doit être  $25 \text{ cm}/\sqrt{2.1} \simeq$

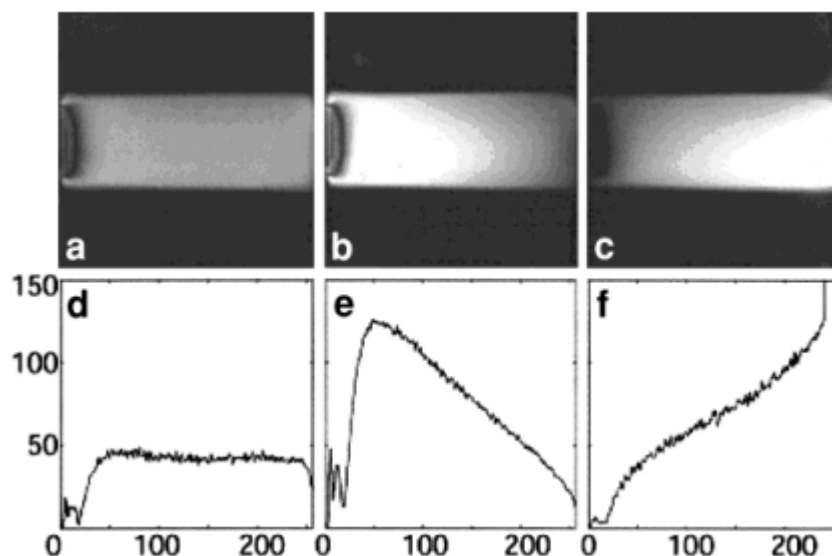


FIGURE 3.1.1: (a-c) Images coronales et (d-f) profils d'intensité correspondants, acquis pour un fantôme cylindrique d'eau orienté parallèlement aux résonateurs linéaires, à la même distance des éléments rayonnants. L'image (a) a été obtenue avec une antenne dipolaire telle que décrite par Ray Lee, et les images (b) et (c) avec des antennes monopôles, non connectée à la masse (b) et connectée à la masse (c). Source : Planar Strip Array for MRI, by Ray Lee et al.

17 cm à 7 T et 10 cm à 11,7 T. De la même façon, pour une antenne demi-onde sur support Téflon, la longueur de l'antenne mesure environ la moitié de la longueur de l'onde, soit 34 cm à 7 T et 20 cm à 11,7 T environ. On s'attend donc à éclairer plus facilement la base et le sommet du cerveau avec une antenne de type demi-onde. La longueur d'onde aux champs très élevés étant de l'ordre de grandeur de la taille de la tête, la réalisation de ces antennes demi-onde ne pose pas de soucis en pratique. En comparaison, à 1,5 T, la longueur de l'antenne demi-onde atteindrait 1,5 m ce qui n'est plus réalisable simplement.

On voit donc à partir de ces premières considérations que les antennes boucles et les antennes quart d'onde sont intéressantes pour l'étude de la tête à des champs faibles, inférieurs à 1,5 T : dimensions raisonnables de l'antenne, meilleure sensibilité pour les antennes boucles. Pour obtenir des images IRM du dos, on voit dans le travail de Ray Lee que l'utilisation d'antenne demi-onde devient plus intéressante : meilleure homogénéité, dimension de l'antenne comparable à la dimension du dos. A 7 T et 11,7 T, la réduction de la longueur d'onde renforce les avantages de l'antenne demi-onde, et le gain important en  $S/B$  des antennes demi-onde, atténue l'intérêt des antennes boucles. La première antenne

prototype, A8.0, ayant déjà donné de bons résultats en termes de champ magnétique, c'est donc ce type de technologie que nous avons décidé d'utiliser pour notre premier prototype d'antenne pour la tête, A8.1, premier prototype sur lequel j'ai travaillé.

Une fois la structure demi-onde choisie, le premier problème qui se pose est l'alimentation de l'antenne. La puissance est délivrée par le scanner à travers un câble coaxial, la puissance radio-fréquence est donc confinée entre un conducteur cylindrique central, et un blindage métallique, relié à la masse. Ce type d'alimentation, avec blindage relié à la masse, est appelé alimentation asymétrique. L'antenne demi-onde est une antenne que l'on souhaite symétrique. Cette symétrisation de l'antenne permet d'obtenir un champ symétrique possible, et plus homogène sur la longueur de l'antenne. Afin d'obtenir une alimentation symétrique, il est nécessaire de réaliser un circuit de conversion, nommé circuit balun pour "balanced-unbalanced", symétrique-asymétrique. Le même schéma de balun a été utilisé pour toutes les antennes.

Le schéma du prototype A8.1 est décrit dans la figure 3.1.2. On y retrouve le balun décrit précédemment, dont le substrat (2) englobe deux lignes de transmission (3) et (4). Trois plaques de substrat sont nécessaires, l'une entre le blindage inférieur et la ligne (3), une seconde entre la ligne (3) et la ligne (4) et une dernière entre la ligne (4) et le blindage supérieur situé entre (2) et (10). La ligne (3) est alimentée par le câble coaxial à son extrémité gauche. Le blindage du câble coaxial est connecté au blindage du balun, entourant le balun (9). La ligne de transmission (3) n'est pas connectée directement à la ligne de transmission (4) mais l'alimente par couplage capacitif. Afin que cette alimentation soit optimale, il est préférable que la longueur et la largeur des lignes (3) et (4) soient importantes. La ligne (4) est coupée en son centre, les extrémités les plus à droites et à gauches au blindage sont reliées au balun. Ainsi les deux parties de la ligne (4) sont alimentées par couplage capacitif. C'est ce dispositif qui permet de symétriser l'alimentation injectée dans la ligne (3). Au niveau du point (5), c'est-à-dire au niveau de la coupure de la ligne (4), se trouvent les deux alimentations du résonateur demi-onde (7). Cette alimentation se fait en deux points, séparés par une distance ajustée grâce à la simulation, permettant de modifier l'impédance de l'antenne à la valeur souhaitée, c'est-à-dire  $50 \Omega$ . Les points d'alimentations se trouvent donc connectés aux deux extrémités centrales des deux résonateurs quart-d'onde (4) du balun, c'est à dire là où l'intensité est la plus importante. Le couplage entre les résonateurs quart-d'onde (4) et le résonateurs demi-onde (7) est donc principalement un couplage inductif au niveau du point (5). Les deux parties du résonateur demi-onde (7) se comportent comme deux antennes quart-d'onde, telles que décrites par Ray Lee, ainsi, le champ magnétique est fort au centre du dipôle, décroissant lentement

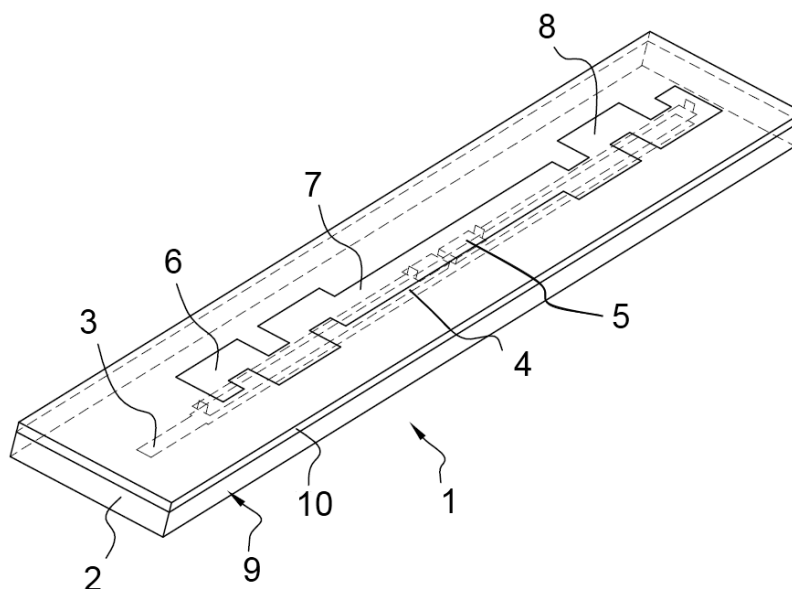


FIGURE 3.1.2: Schéma du dipôle (1) réalisé pour le prototype A8.1. Le balun est composé d'un substrat (2), de deux lignes de transmissions (3) et (4) dont l'une (4) est coupée au centre, et reliée à deux points d'alimentation (5) au résonateur linéaire (7). Afin de réduire la taille du résonateur, ses extrémités (6) et (8) sont en forme de méandres. L'ensemble est blindé (9), et pour le prototype A8.1, le résonateur (7) est soutenu par une plaque supplémentaire (10) utilisant le même substrat que le balun (2).

vers les extrémités. La partie émettrice du dipôle est elle-même déposée sur un substrat (10) du même matériau que le substrat du balun. En pratique, nous avons utilisé, pour le dipôle A8.1, le substrat TLX de Taconic, qui possède une permittivité relative de 2,5 et un facteur de dissipation inférieur à  $1 \cdot 10^{-3}$ . Pour ces valeurs, la dimension du résonateur linéaire est de 33 cm. Afin de réduire la taille totale de du dipôle de transmission, trop importante par rapport à la taille de la tête, les extrémités (6) et (8) ont été repliées en méandre pour l'antenne A8.1.

Pour tous les prototypes, hormis le prototype A8.0, le balun a été blindé, afin d'éviter que les monopôles de la ligne (4) rayonnent hors du balun, et d'augmenter le couplage entre (3) et (4). Différents blindages ont été testés, le premier blindage, pour le prototype A8.1, est composé sur ces deux faces d'un dépôt de cuivre recouvert d'une très faible épaisseur d'étain protégeant le cuivre de l'oxydation et facilitant les soudures (quelques microns de cuivre pour moins d'un micron d'étain), sauf au niveau de l'alimentation centrale. Les tranches ont été blindées avec du ruban adhésif de cuivre. Ce blindage s'est révélé peu

solide, le ruban adhésif ayant tendance à se décoller. Pour le prototype A8.2, l'étamage à l'étain sur les deux faces a été remplacé par un étamage à l'argent, moins résistant à l'oxydation, mais plus conducteur que l'étain. Les bords ont été argentés avec une peinture chargée en argent. Comme précédemment, il était d'une part difficile d'appliquer la peinture argentée, et d'autre part, la peinture s'écaille et se détache lorsqu'on insère le dipôle dans la coque de l'antenne. Pour le dernier prototype réalisé à 297,2 MHz, le prototype A12.1, des trous ont été réalisés autour de chaque plaque, au plus près des bords. Les trous sont métallisés entre le plan de masse supérieur et inférieur par un dépôt électrolytique de cuivre de 18 microns.

Le balun est donc composé de trois plaques, et dans ce premier design, une quatrième plaque est placée au-dessus de ces trois plaques pour supporter l'antenne demi-onde. Cette plaque est thermocollée sur le blindage de la face supérieure du balun. Le résultat mécanique est une superposition de 4 plaques dont on peut voir une image pour le prototype A8.1 dans la figure 3.1.3. Sur cette photo, on ne voit que la partie supérieure, c'est à dire le résonateur demi-onde, gravé sur le substrat de Taconic TLX. Sur la tranche du dipôle, on observe le ruban adhésif de cuivre. A droite, se situe l'arrivée de puissance, ici un connecteur SMB droit, et des composants passifs, sur lesquels nous reviendrons dans la suite. Les deux points d'alimentation du résonateur linéaire se situent au centre de celui-ci, distants d'environ 4 cm, et réalisés par deux séries de 3 trous métallisés. La distance nominale, ici 4 cm, entre les deux points d'alimentation a été déterminée par simulation. La taille totale de la ligne demi-onde résonnante a été conçue un peu trop longue, afin que l'on puisse la régler précisément à la fréquence souhaitée, en en rognant les extrémités avec une meule. Ainsi, la fréquence de résonance initiale était inférieure à 297,2 MHz, et en rognant les extrémités des méandres, la fréquence augmente, jusqu'à obtenir la fréquence désirée.

Le premier prototype réalisé avant le début de la thèse, A8.0, est composé de quatre plaques de Téflon de 3 mm d'épaisseur chacune sur lesquelles était collées des rubans adhésifs de cuivre. Les plaques étaient tenues et compressées par une armature en PVC, visible sur la figure 1.3.1, afin que le contact entre les différents éléments cuivrés soit assuré, en particulier au niveau de l'alimentation symétrique de l'élément raisonnant. La bande supérieure rayonnante est donc à la fois en contact avec le Téflon d'un côté, et en contact avec la coque en PVC de l'autre. Sa longueur est de l'ordre de 35 cm, due à la permittivité relative du Téflon et du PVC. Après quelques réglages consistant à raccourcir progressivement cette longueur, le dipôle résonnait bien à 297,2 MHz comme désiré.

J'ai donc participé aux premiers essais de ce prototype, dont la fabrication a été achevée lorsque la thèse a commencé. Deux défauts importants sont apparus immédiatement. Son

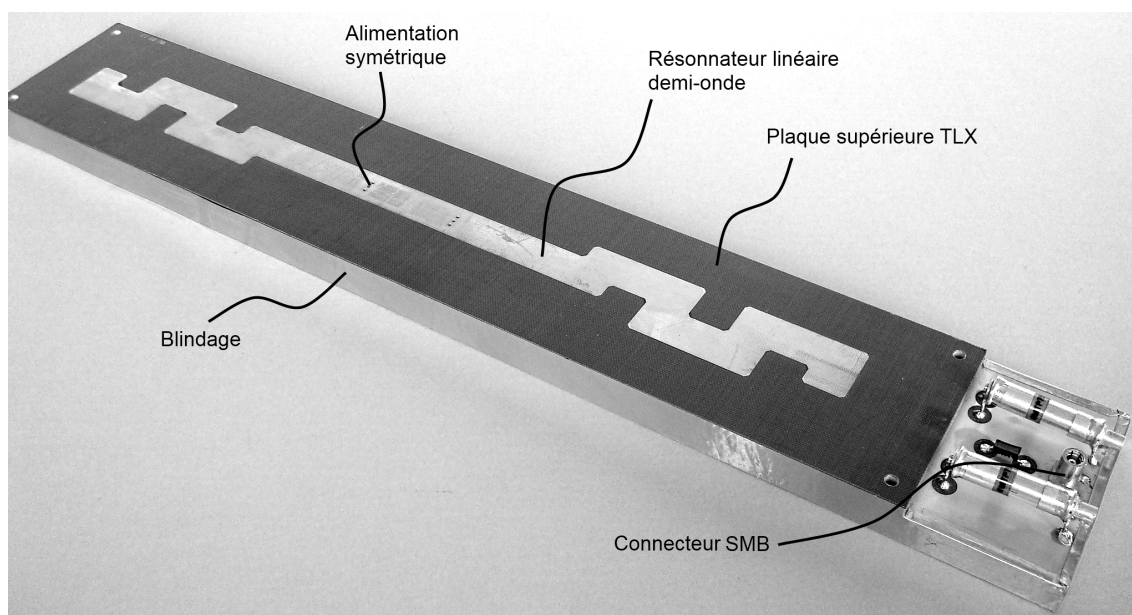


FIGURE 3.1.3: Photographie du dipôle A8.1 réalisé par thermocollage de 4 plaques de stratifiés TLX (Taconic).

premier défaut est sa dimension : l'antenne est trop longue pour faire centrer le cerveau ou le fantôme sur l'isocentre de l'aimant  $B_0$  en raison notamment d'une butée sur le lit du patient dans la configuration prévue où les câbles RF sortent à l'arrière. Par conséquent, il fallait installer l'antenne retournée, les câbles sortant vers l'avant, pour les tests sur fantômes. Aussi, les tests sur volontaires devenaient impossibles en raison de la grande distance entre l'ouverture arrière de l'antenne et le centre des dipôles. Son second défaut réside en sa fragilité mécanique. L'IRM vibre fortement, en particulier pour des séquences demandant des gradients de champ importants [77]. Les vibrations ont alors tendance à disjoindre les plaques de Téflon, et à décoller les rubans en cuivre. Il faut alors démonter et remonter l'antenne, en calant les dipôles avec des morceaux de plastique.

De cette toute première expérience, nous avons tiré deux conclusions importantes, d'une part, la conception mécanique de l'antenne doit être suffisamment solide pour pouvoir supporter les vibrations, d'autre part, il est nécessaire de trouver une solution pour raccourcir la longueur du dipôle. C'est à partir de ces conclusions que nous avons développée l'antenne A8.1, telle que présentée dans la figure 3.1.2. Les méandres aux extrémités réduisent la longueur linéaire, d'un bout à l'autre du dipôle, à 29 cm. Le substrat TLX présente certes des pertes 5 fois plus élevées que le Téflon, mais est plus résistant, grâce à son renforcement avec des fibres de verre. Au lieu de tenir les quatre plaques en les com-



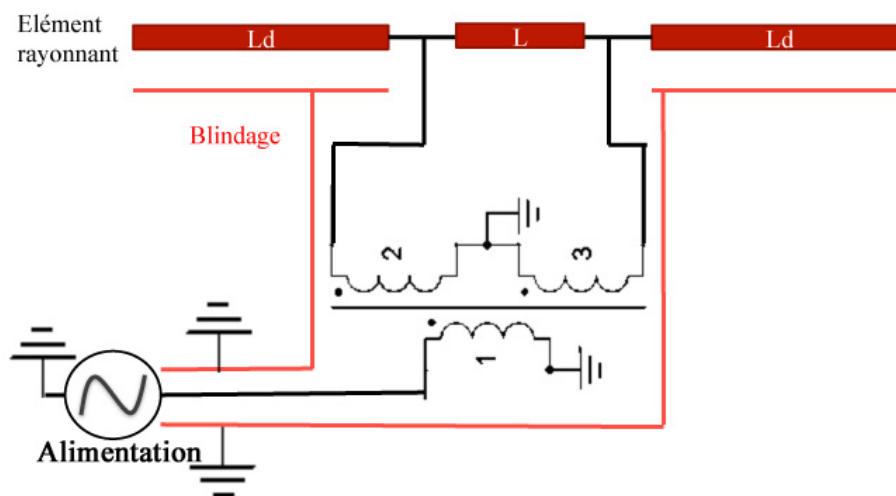


FIGURE 3.1.4: Schéma simplifié d'un résonateur linéaire demi-onde avec balun. L'antenne demi-onde est une plaque métallique rectangulaire de longueur  $Ld+L+Ld$ . Les deux points d'alimentation du résonateur linéaire sont placés aux extrémités de la longueur  $L$  et sont reliés à l'alimentation par un transformateur à une entrée et deux sorties. Le transformateur est en pratique construit avec deux lignes couplées, et est appelé balun. Le blindage permet de protéger le balun, et de diriger la puissance émise par l'élément rayonnant vers la tête du patient. La longueur  $L$  permet de régler l'impédance du résonateur, et  $Ld$  la fréquence de résonance de l'antenne.

primant, nous avons choisi de les coller, ce qui est possible avec le TLX était impossible avec le Téflon. Le Téflon est extrêmement difficile à coller, et il tend à se décoller facilement sous l'effet des vibrations. La société Taconic qui produit ce substrat commercialise également des films pour le thermocollage. Une fois le montage réalisé avec ces films placés entre les plaques, l'ensemble est chauffé à une température de  $220^\circ$  pendant une demi-heure avant refroidissement. Le résultat obtenu est impossible à décoller, sans détruire le dipôle. L'ensemble se révèle extrêmement solide et peut supporter des chocs importants, comme des chutes, sans que la fréquence ou l'impédance en soit affectées.

La figure 3.1.4 schématise le fonctionnement de nos résonateurs linéaires. La fréquence de l'antenne peut être réglé en modifiant la dimension  $Ld$ , et le couplage de l'antenne au générateur peut être réglée avec  $L$ . Cette technologie n'utilise aucun élément discret qui ne soit pas possible à simuler précisément par ordinateur. De plus, le couplage et la fréquence changent peu d'une tête à l'autre grâce au balun enterré.

### 3.1.1.2 Deuxième architecture : Élément rayonnant *cantilever*

Nous avons observé avec le prototype A8.1, que, malgré la grande qualité du substrat utilisé, une partie importante de la puissance injectée était dissipée entre le blindage du balun (qui est également le plan de masse du balun) et la ligne demi-onde résonnante. L'idée a donc été de supprimer le substrat entre le balun et l'élément émetteur. Les qualités diélectriques de l'air sont excellentes, on peut supposer, si le taux d'humidité est inférieur ou égal à 80%, que l'air est un isolant parfait. En soutenant l'antenne avec seulement deux plots à ses extrémités, les pertes ne se situent plus que sur ces deux plots. La figure 3.1.5 montre une vue éclatée complète du dipôle tel que réalisé pour le prototype A8.2. Les deux points d'alimentation symétriques (136) et (137), contrairement à l'antenne A8.1, ressortent dans l'air par l'ouverture (118). Tous les éléments (C1), (C2), (140) et (103) sont dans l'air. En particulier, le dipôle rayonnant (103) est dans l'air, n'ayant pour contact que (C1) et (C2). Le plot (140) est un renfort diélectrique qui n'est pas indispensable et qui n'a donc pas été monté sur les dipôles A8.2.2.

Deux modèles différents du dipôle A8.2 ont été fabriqués, que l'on appellera A8.2.1 et A8.2.2. Le dipôle représenté dans la figure 3.1.6 est le dipôle A8.2.1. Il se caractérise d'une part par la forme du dipôle supérieur, plié deux fois dans le sens de la longueur, et par les condensateurs situés aux extrémités. Les pliages étaient censés empêcher l'élément rayonnant de vibrer, mais finalement, nous avons observé que l'épaisseur de la plaque de cuivre formant cet élément rayonnant était suffisante pour qu'il ne vibre pas, même sans être plié. Ces pliages n'ont donc pas été réalisés pour les dipôles A8.2.2. De plus, la position des plots aux extrémités du dipôle ne permet pas facilement d'allonger ou de raccourcir l'élément rayonnant, afin de l'accorder à la fréquence souhaitée. En choisissant un élément rayonnant plat, qui dépasse des plots, et en fabriquant des languettes de cuivre de la même largeur, d'environ 4 cm de longueur, et de moins d'1 mm d'épaisseur, nous avons pu mettre au point un système de réglage plus simple à réaliser. De manière générale, pour tous les dipôles A8.1 à A12.1, deux dispositifs de réglage peuvent être utilisés, l'un appelé réglage grossier, et l'autre appelé réglage fin. Le réglage grossier consiste pour le dipôle A8.1 à rogner les extrémités de la ligne résonnante avec une lime diamant, le réglage fin consiste à faire varier les condensateurs réglables, sur lesquels nous reviendrons dans la suite. Notons que le réglage grossier est définitif, une fois la capacité rognée, il n'est pas possible de revenir en arrière. Comme pour le dipôle A8.1, les dipôles A8.2.1, A8.2.2 et A12.1 ont un système de réglage fin, grâce aux condensateurs ajustables, mais nous verrons dans la suite que ce réglage ne permet de faire varier la fréquence d'accord que sur une plage de l'ordre du MHz. Pour le dipôle A8.2.2, les languettes placées aux extrémités

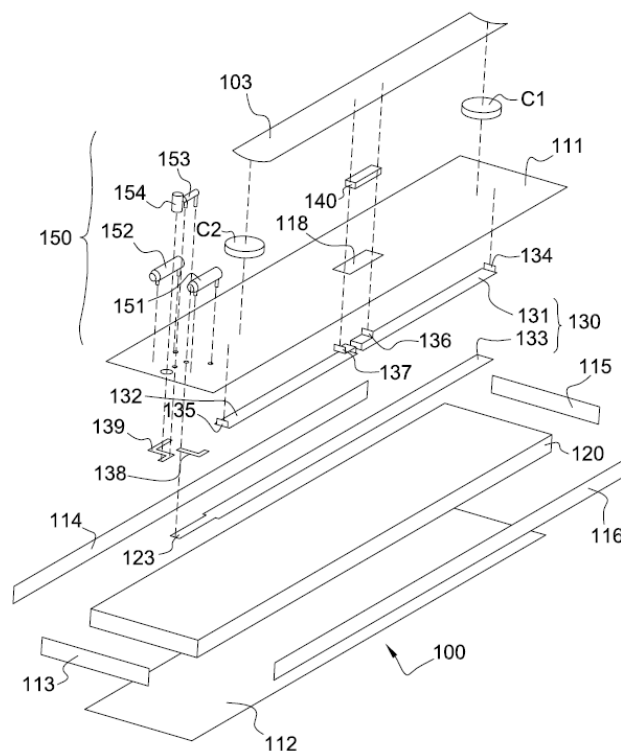


FIGURE 3.1.5: Vue éclatée d'un dipôle de l'antenne A8.2. Le substrat du balun (120) est composé de deux lignes, dont l'une est coupée au centre (133), (131), (132). Le balun est protégé par un blindage sur ses 6 faces : (111), (112), (113), (114), (115), (116). La ligne supérieure (131), (132) est connectée à ses extrémités au blindage (134), (135) et alimente au centre (136), (137) le dipôle (103). Le dipôle n'est pas en contact avec le blindage (111) mais est supporté à ses extrémités par deux plots (C1) et (C2) et au centre par (140). Le circuit auxiliaire d'accord en fréquence et d'adaptation en impédance (150) possède ses propres pistes (138), (139) pour relier les différents éléments (151), (152), (153), (154).

permettent d'obtenir un réglage grossier à 0,5 MHz près, mais sur une large bande de fréquence (20 MHz environ). Sur le dipôle A8.2.1, ce système de languettes n'existe pas, il est donc impossible de produire un tel réglage grossier, sauf à limer la partie supérieure en cuivre des plots capacitifs aux extrémités. C'est ce que nous avons fait, mais avec beaucoup de difficulté, et avec une précision inférieure à 0,5 MHz.

La difficulté que présente un tel assemblage est que la longueur de l'antenne nécessaire pour la faire résonner est en théorie de 50 cm dans l'air (la moitié de la longueur d'onde). Comme nous le verrons ensuite, nous souhaitons encore diminuer la taille des dipôles pour augmenter le nombre de canaux. La solution des lignes en méandre n'est alors plus

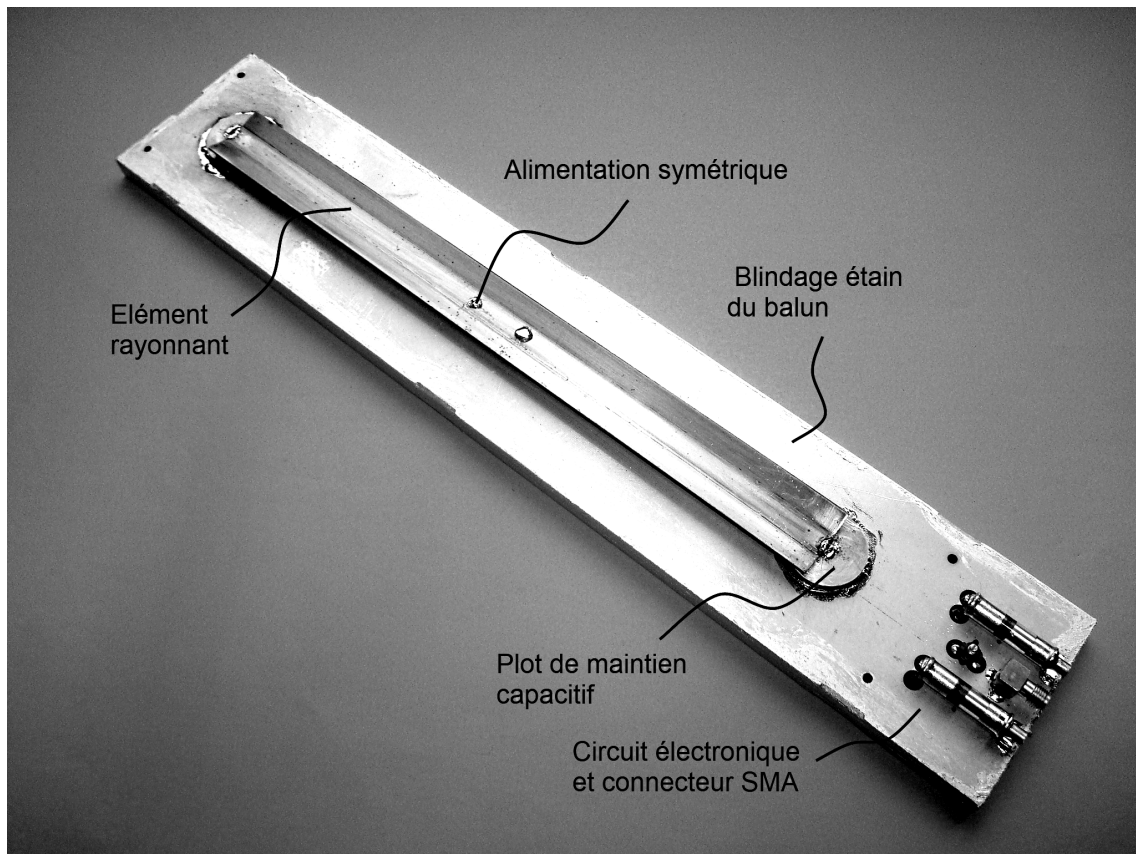


FIGURE 3.1.6: Photographie du dipôle A8.2.1.

possible, ou ceci engendrerait un champ  $B_1^+$  trop inhomogène. La solution est donc de terminer les deux extrémités de la ligne rayonnante par des condensateurs comme proposé par [78]. Contrairement à l'antenne décrite par David Lamensdorf, dans la mesure où l'alimentation au centre se fait à travers le Balun, les condensateurs centraux ne sont pas utiles. Seules des condensateurs aux extrémités permettent d'accorder à la fréquence de Larmor désirée à 7 T. L'idée est donc de donner un double rôle aux plots des extrémités, en plus de supporter l'élément rayonnant, ils ont été conçus pour avoir un effet capacitif. Les simulations montrent que deux plots capacitifs aux extrémités permettent de réduire la taille du dipôle jusqu'à un facteur 3 pour des capacités de quelques picofarad. Ces valeurs de capacités sont si faibles qu'elles sont réalisables simplement avec du cuivre et un substrat à forte permittivité. Nous avons choisi de les réaliser avec de l'alumine, possédant une permittivité supérieure à 9, et des pertes extrêmement faibles. L'alumine est collée avec de la résine époxy entre deux feuilles de cuivre. La dimension nécessaire pour obtenir 300 MHz

est un diamètre de 3 cm pour une épaisseur de 3 mm d'alumine. Les deux feuilles de cuivre comme l'alumine sont des disques, de même diamètre et d'épaisseur 0,1 mm. Ainsi, ces plots ont deux utilités. Ils servent d'une part de pied pour le maintien de l'élément rayonnant. A ce titre, ils doivent être solides et supporter les vibrations. Il a donc fallu plusieurs essais, tester plusieurs colles et diverses techniques de soudure, pour souder le dipôle résonnant aux deux condensateurs, avant d'obtenir un résultat satisfaisant. D'autre part, ils servent de condensateurs et sont soumis à un champ électrique très important, et ne doivent pas subir de pertes. C'est pourquoi l'alumine doit être très pure, afin de minimiser sa conductivité. Avec de l'alumine à 99.7%, on atteint un facteur de dissipation de  $2,5 \cdot 10^{-4}$ , comparable au facteur de dissipation du Téflon, mais avec une permittivité bien supérieure. Les pertes sont toujours importantes, localement, au niveau des condensateurs, mais elles sont plus localisées. Les pertes totales sont au final moins importantes.

Ainsi, un nouveau prototype a été mis en place, le prototype A8.2.2. Les collages ont été réalisés avec une colle de type époxy, qui supporte bien mieux les fortes températures et les vibrations que les colles de type cyanoacrylate. Les soudures ont toutes été réalisées à l'étain. La principale difficulté de ce montage est que le cuivre est un excellent conducteur thermique. Il faut donc chauffer au chalumeau une partie importante du dipôle pour pouvoir faire adhérer l'étain. Ceci peut décoller ou dessouder d'autres éléments. Ces montages ne se sont donc pas révélés concluants, le processus étant mal maîtrisé. Des mesures de champ dans l'air ont montré que deux dipôles a priori identiques et aussi bien ajustés en fréquence et en impédance, pouvaient avoir des comportements assez différents. Ce montage n'est donc pas reproductible.

Le dernier prototype A12.1, utilise soudures, collages et brasages. Les condensateurs sont fabriqués par dépôt d'or sur l'alumine, cette technique étant parfaitement maîtrisée. Afin de régler la fréquence de résonance, il est alors possible de gratter légèrement le dépôt d'or, ce qui fait varier suffisamment la capacité pour déplacer la fréquence de résonance de plusieurs dizaines de MHz. Ces condensateurs sont brasés d'un côté sur un plot en cuivre, lui-même collé et soudé au blindage du balun, et de l'autre côté à l'élément rayonnant. Une vis en alumine permet de maintenir le plot en cuivre à l'élément rayonnant. Les deux points d'alimentation centraux sous forme de nappe, comme aux points (136) et (137) de la figure 3.1.5 ont été remplacés par des cylindre en cuivre connectant les sorties du balun à l'élément rayonnant. Ces cylindres ont été soudés à leurs deux extrémités. Ces améliorations permettent de rendre la fabrication des dipôles plus simple, et plus reproductible. Les dipôles de l'antenne A12.1 se présentent sous deux formes, selon qu'ils soient situés en avant ou en arrière de l'antenne, appelés respectivement dipôles courts et

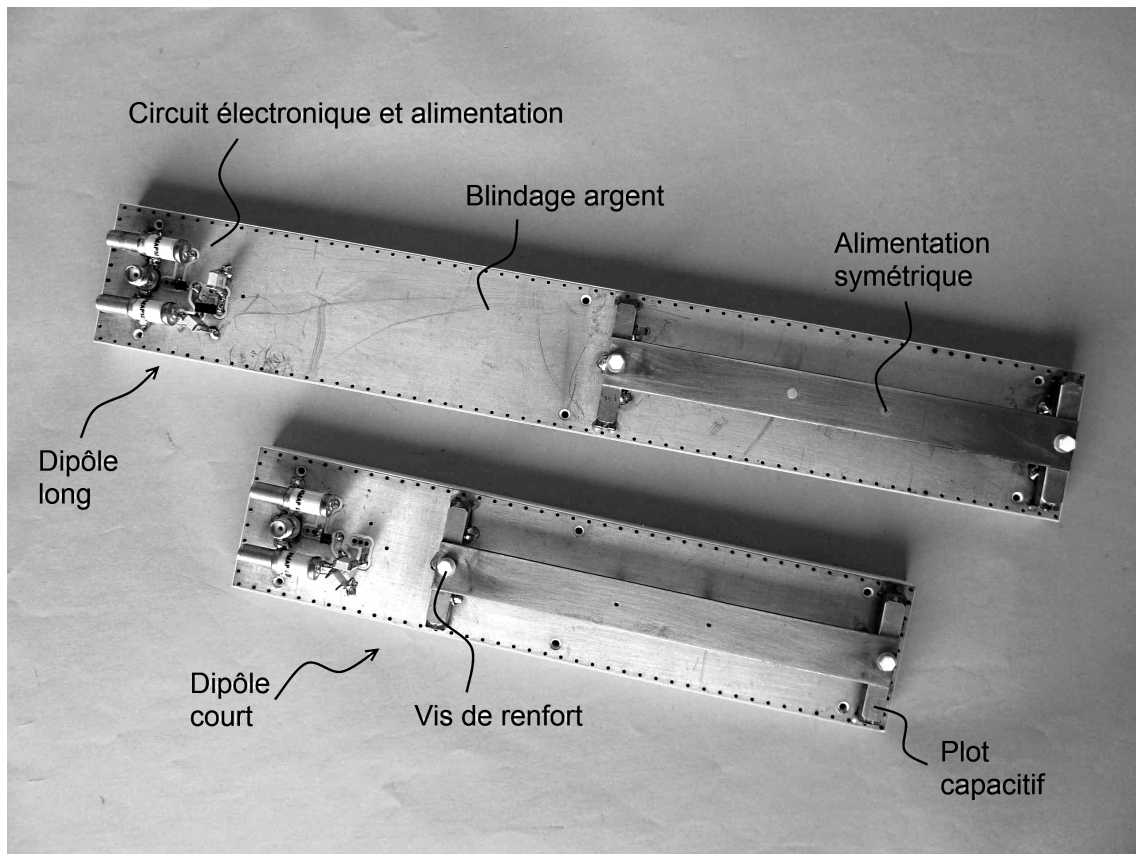


FIGURE 3.1.7: Photographie des dipôles courts et long du prototype A12.1.

longs dans la suite. Dans les deux cas, la dimension de l'élément rayonnant est la même, 14 cm, c'est à dire plus courts encore que pour les prototypes A8.2.1 et A8.2.2. La différence est l'emplacement de l'élément rayonnant, plus ou moins loin du point d'alimentation. Ceci nous a permis, comme nous le verrons dans la suite, d'obtenir une segmentation en  $z$  pour la compensation de l'angle. Les deux types de dipôles sont présentés dans la figure 3.1.7.

L'avantage de cette conception A12.1, est qu'elle peut être directement utilisée à 500 MHz. En effet, la longueur de l'élément émetteur étant inférieure à la demi-longueur d'onde à 500 MHz (30 cm dans l'air), il suffit de modifier la valeur des capacités aux extrémités pour que l'ensemble soit ajusté à 500 MHz. Les dimensions des nouveaux condensateurs ont été ajustées avec Ansoft HFSS.

### 3.1.1.3 Résumé sur les dipôles

L'objectif premier, dans la conception des dipôles a été de minimiser les pertes afin de maximiser le champ  $B_1^+$  émis ainsi que le rapport signal sur bruit en réception. Nous avons tenté par la simulation, présentée dans la suite, de localiser les endroits où la puissance de l'onde électromagnétique était perdue, afin d'essayer de réduire autant que possible les pertes dans les dipôles. Ensuite, la réalisation et les tests nous ont permis de déterminer les problèmes mécaniques, les problèmes de montage, ainsi que notre capacité à fabriquer les dipôles à l'identique. Nous présenterons ensuite brièvement les problèmes de fabrication du corps de l'antenne, avant de présenter les méthodes de simulation utilisées. Dans la suite, nous présenterons les résultats obtenus, qui montreront pourquoi nous nous attendons à ce que les antennes A12.1 et B12.1 soient les plus performantes, parmi celles développées.

### 3.1.2 Corps des antennes

La conception du corps des antennes s'est principalement heurtée à des contraintes mécaniques de fabrication. Le schéma général choisi pour les antennes A8.x est présenté dans la figure 3.1.8. Le corps d'antenne (1) s'y présente comme un cylindre (2) dont le diamètre extérieur est imposé par la forme du lit du scanner IRM. Ce cylindre est ouvert (3) afin de transmettre au patient des stimuli visuels pour des expérimentations en IRM fonctionnelle. Les logements (4) permettent de disposer les 8 dipôles (5) autour de la tête. Une fois les dipôles placés dans le corps d'antenne, l'ensemble est refermé au niveau de (6), initialement par deux plaques de cuivre permettant de relier le blindage, donc la masse des baluns, ensuite par des plaques en plastique, recouvertes de bande adhésive de cuivre, afin d'alléger l'ensemble. La liaison en cuivre entre les blindages des baluns s'est révélée très importante, le moindre faux contact pouvant modifier significativement la fréquence de résonance de l'ensemble. En effet, cette liaison entre les blindages des baluns permet de supprimer les modes volumiques parasites résonnants de l'antenne. Nous avons donc été contraints de placer des cales supplémentaires aux extrémités des dipôles, afin de s'assurer que le contact ne se détériorerait pas dans l'IRM, malgré les vibrations. L'ensemble est réalisé en POM (Polyoxyméthylène). Le patient (7) se place en avant de l'antenne, à l'opposé des entrées et sorties de puissance des dipôles qui se situent en arrière.

Pour les antennes A8.1 et A8.2, les parties supérieures et inférieures de l'antenne se séparent, étant seulement posées l'une sur l'autre, et alignées grâce à quatre chevilles métalliques. La seule différence entre ces deux antennes, est la position des dipôles. Dans le cas optimal, comme huit dipôles doivent être placés en cercle, l'angle entre chaque dipôle devrait être de  $45^\circ$ . Comme nous avons choisi de proposer une ouverture pour les

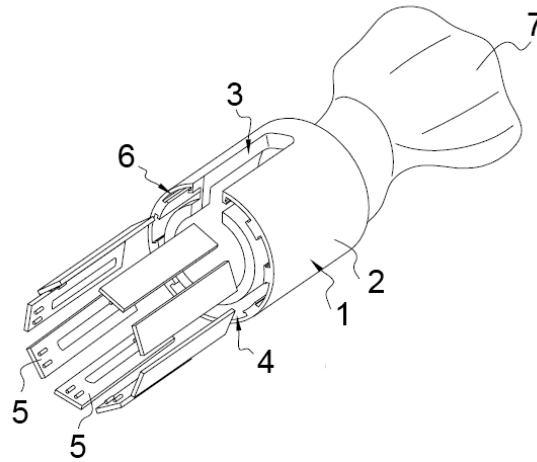


FIGURE 3.1.8: Schéma de la structure des antennes A8.1 et A8.2. Le corps d'antenne (1) est de forme cylindrique (2), avec une ouverture pour les yeux (3), des logement (4) permettant d'insérer les dipôles (5). L'ensemble est refermé en (6) avec une liaison en cuivre entre les blindages des baluns.

stimulations visuelles en IRM fonctionnelle (3), il a fallu réduire cet angle, afin de laisser un espace plus important entre les dipôles supérieurs. Pour l'antenne A8.1, l'angle entre les dipôles est de  $40^\circ$ , sauf pour les deux dipôles supérieurs, distants de  $80^\circ$ . Cette ouverture était trop importante et rendait difficile la compensation de l'angle au niveau de la partie antérieure du cerveau. Nous avons donc opté pour A8.2.2 pour un angle de  $42^\circ$  entre les dipôles, et  $66^\circ$  entre les dipôles supérieurs. Les dipôles A8.2.1 et A8.2.2 ont été utilisés avec le même corps d'antenne. La figure 3.1.9 présente le prototype A8.2 complet, tel qu'il a été certifié pour les expérimentations in-vivo. On observe que la conception de l'antenne permet d'éviter que le patient puisse être en contact avec des parties métalliques, afin d'éviter d'éventuelles électrocutions. Elle permet en outre de placer les commutateurs T/R et préamplificateurs au plus près des dipôles, le câble les reliant mesurant environ 10 cm. En effet, un trou taraudé a été percé sur la partie inférieure de l'antenne, afin de fixer par un boulon l'ensemble électronique à l'antenne, et ainsi de les maintenir au plus près l'un de l'autre. Ceci réduit l'impact de la pollution électromagnétique extérieur, et en particulier du bruit thermique, en phase de réception. L'ouverture pour la stimulation visuelle est assez importante pour réduire l'impression d'enfermement, et donc le risque de claustrophobie du patient. Nous voyons sur cette photographie, à l'arrière-plan, le fantôme SAM, représentant une tête humaine. Nous voyons donc que la taille de l'antenne permet tout juste d'y insérer une tête humaine adulte. L'ajout de mousse pour le confort, et de



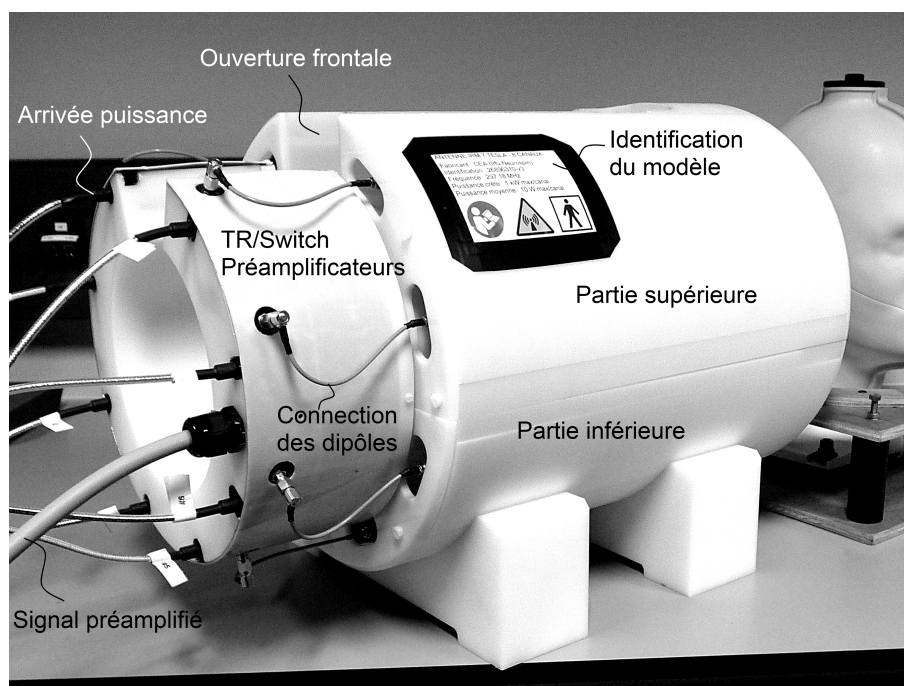


FIGURE 3.1.9: Photographie de l'antenne A8.2.2 complète avec son module électronique intégrant les commutateurs T/R et les préamplificateurs.

protections auditives reste possible, mais réduit encore l'espace disponible pour la tête du patient.

La validation des normes mécaniques pour les appareils médicaux nous ont permis de valider la solidité de l'antenne, pour des chutes de plus d'un mètre. Son principal inconvénient est son poids. En effet, il est impossible de tenir une telle antenne à bouts de bras, et le transport sur une dizaine de mètres, seul, se révèle peu commode. Sa masse avec les dipôles et le circuit électronique à l'arrière dépasse 15 kg. C'est pourquoi une conception différente a été imaginée pour les antennes A12.1 et B12.1. Les corps des antennes A8.x ont été fabriqués en POM. Le POM a été formé par tournage et fraisage, qui ne permettent pas de produire n'importe quelle forme, certaines contraintes sont liées aux machines d'usinage, plus la conception est complexe, plus le coût de fabrication est important. Les corps d'antenne A12.1 et B12.1 ont été fabriqués en DuraForm par frittage. Le frittage permet de réaliser une forme arbitraire en 3D. Cela consiste à placer des couches de poudre de DuraForm et à ne solidifier par fusion, sous l'action d'un laser, que la fraction de la couche de DuraForm qui nous intéresse. Ces méthodes, de type "impression 3D" ou stéréolithographie, permettent de fabriquer très rapidement un objet à partir d'un fichier CAO au

format STL.

Le schéma général de ces corps d'antenne A12.1 et B12.1 est donné dans la figure 3.1.10. Ce corps d'antenne se divise en 4 parties. La première partie (1) est la coque extérieure, en contact avec le lit de l'IRM. La coque externe est de forme ovoïde afin qu'elle épouse autant que possible la forme de la tête. Elle est renforcée par deux disques qui permettent de la stabiliser sur le lit, qui est de forme cylindrique au niveau de la tête. Les dipôles sont directement vissés à la coque externe grâce à un ensemble de trous (2). La coque interne (3) est fixée à l'intérieur de la coque externe (1) grâce à un ensemble de plots (4) percés et taraudés. C'est dans cette coque que repose la tête. Deux ouvertures (5) permettent la stimulation visuelle. Le support des cartes électroniques (6) permet de refermer l'antenne. Il dispose d'un ensemble d'ouvertures (7) permettant de faire passer les 12 câbles des 12 dipôles, et d'avoir accès aux condensateurs réglables, présentés dans la suite. A l'arrière de ce support sont vissées les cartes des commutateurs T/R. Cet élément est évidé autant que faire se peut, afin d'alléger l'ensemble (8). Le capot (9) assure la protection physique et électromagnétique des cartes des commutateurs T/R. Des ouvertures permettent également le passage des câbles. La dernière image (11) présente l'antenne montée avec ces 4 éléments.

Le même corps d'antenne a été conçu pour les dipôles à 7 T et les dipôles à 11,7 T qui sont similaires. La figure 3.1.11 montre une photographie de l'antenne A.12, en cours de montage. On y voit les dipôles courts et les dipôles longs fixés à la coque extérieure. Cette coque est entièrement blindée, afin de la rendre moins sensible à la pollution électromagnétique extérieure, et de relier les masses des dipôles entre elles. L'antenne assemblée pèse environ 5 kg ce qui la rend plus facilement transportable. Elle ne peut par contre pas être séparée en deux parties, supérieure et inférieure, ce qui rend le positionnement de la tête dans l'antenne plus délicat.

### 3.1.3 Simulation d'antennes réseaux

Les antennes réseaux décrites précédemment ont toutes été simulées. Comme décrit précédemment nous avons utilisé pour cela le logiciel Ansoft HFSS. La première étape a été de décrire très précisément tous les matériaux utilisés. Concernant les propriétés des métaux, ainsi que les propriétés des diélectriques des circuits imprimés et de l'alumine des plots, nous avons pu les obtenir grâce aux fiches techniques des fabricants, à la littérature, et aux mesures en laboratoire.

Pour simuler la tête humaine, nous avons utilisé un modèle anatomique dérivé du modèle Ella proposé par la fondation ITIS, appartenant à l'ensemble "Virtual Family". Ce modèle représente une jeune femme mesurant 1,60 m et pesant 58 kg. Il possède en théorie

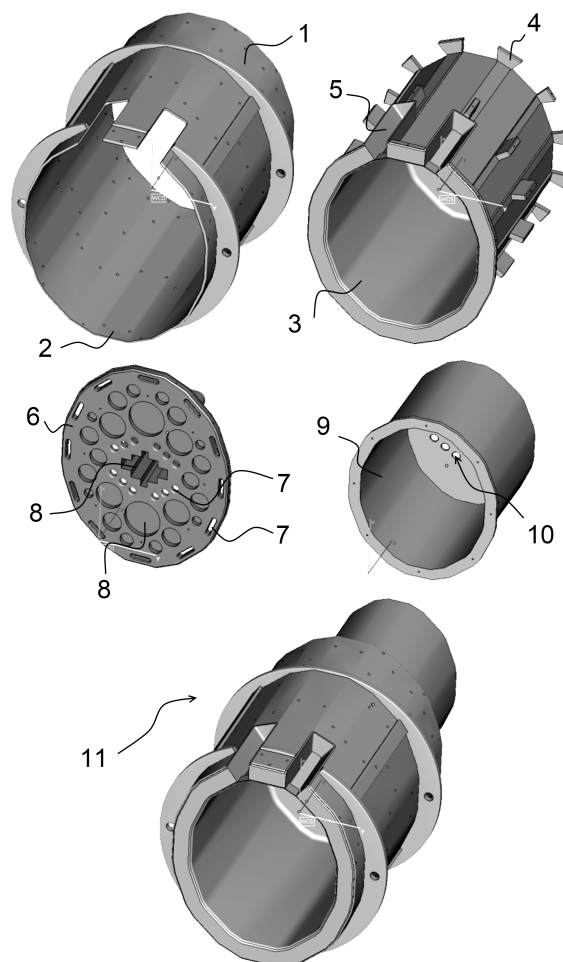


FIGURE 3.1.10: Représentation des 4 éléments de l'antenne A12.1. La coque externe (1) supporte les 12 dipôles en (2). La coque interne (3) fixée à (1) par des plots (4) supporte la tête du patient. Le support des cartes électroniques (6) permet le passage des câbles et la fixation des commutateurs T/R. Le capot (9) protège les commutateurs T/R. La coque assemblée est montrée en (11).

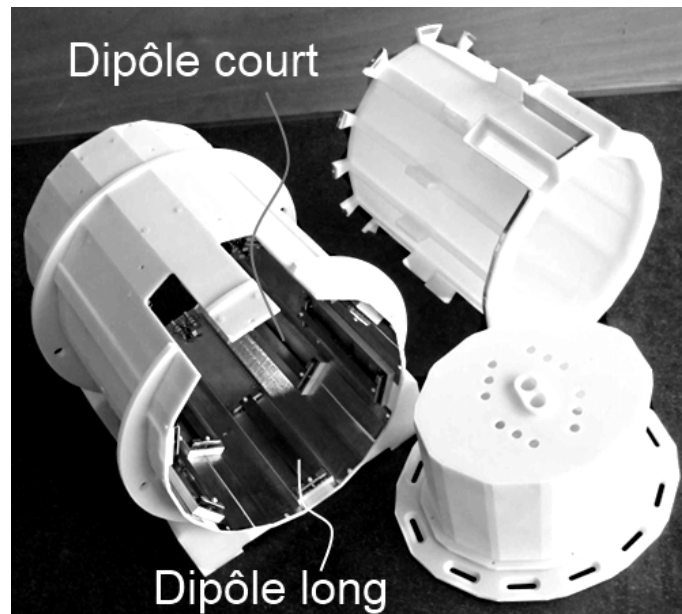


FIGURE 3.1.11: Antenne A12.1 en cours de montage. On peut y voir la disposition des dipôles dans la coque externe.

plus de 80 tissus pour l'ensemble du corps, mais seuls 9 ont été conservés pour la tête, les autres ont été assimilés au muscle. Le tableau 3.1 indique les tissus utilisés dans le modèle anatomique à 297 et 500 MHz. Le modèle a été coupé au niveau du buste, afin de réduire le temps de calcul. Nous avons observé par ailleurs, que le champ électromagnétique au niveau du buste était très faible, et qu'il n'influçait pas les champs dans le cerveau.

Tissu	$\epsilon_r$ 297 MHz	$\sigma$ 297 MHz	$\epsilon_r$ 500 MHz	$\sigma$ 500 MHz
Cerveau	49,6	0,51 S/m	46,7	0,72 S/m
Tronc cérébral	60,0	0,69 S/m	41,0	0,47 S/m
Os spongieux	23,1	0,21 S/m	22,0	0,25 S/m
Cervelet	59,7	0,97 S/m	53,7	1,08 S/m
Liq. cérébro-spinal	72,7	2,22 S/m	70,1	2,28 S/m
Os cortical	13,4	0,08 S/m	12,9	0,10 S/m
Muscle	59,5	0,78 S/m	56,4	0,82 S/m
Yeux	69,0	1,51 S/m	56,9	1,03 S/m
Cavité nasale	1	0	1	0 S/m
Moelle épinière	36,9	0,42 S/m	34,4	0,47 S/m

TABLE 3.1: Propriétés diélectriques des tissus du modèle anatomique à 297 MHz et 500 MHz.

Pour les calculs, nous avons essayé de simuler la présence du blindage des aimants de gradients, par un cylindre en cuivre entourant le patient. Le circuit de réglage à l'extrémité des dipôles n'a pas été simulé avec Ansoft HFSS, mais nous verrons plus tard comment il a été simulé avec Ansoft Designer. Les deux faces aux extrémités du cylindre de cuivre ont été assimilées à des surfaces de rayonnement, c'est à dire que toute la puissance sortant de ces surfaces a été considérée comme absorbée entièrement par la salle IRM. Une illustration du modèle obtenu avec Ansoft HFSS est donnée dans la figure 3.1.12. Tous les éléments qui composent l'antenne sont représentés le plus fidèlement possible dans le modèle de simulation, par des objets 3D. Aucune simplification faisant apparaître des objets 2D n'a été utilisée. La plus petite dimension correspond à l'épaisseur de certaines éléments en cuivre, tel que le plan de masse des dipôles, c'est à dire 35 microns.

Toutes les simulations présentées sont issues d'un maillage initial de 300 000 tétraèdres qui a été remaillé 6 fois avec un affinement de 20%. Le remaillage a permis d'une part de recalculer chaque fois plus précisément la fréquence exacte de résonance de chaque dipôle, et de remailler les zones où le champ varie le plus rapidement. La dernière simulation nécessite alors entre 50 et 60 Go de mémoire vive pour finir. Les zones remaillées sont principalement placées au niveau du dipôle. Dans la tête, les arêtes des mailles ne dépassent pas 2 cm, valeur réglée manuellement. Afin de vérifier que le calcul a convergé, nous avons d'une part vérifié que les coefficients de couplage (ou la matrice S) varie peu entre la 5e et la 6e simulation, et que la symétrie gauche droite du modèle se retrouve dans la matrice S. Nous

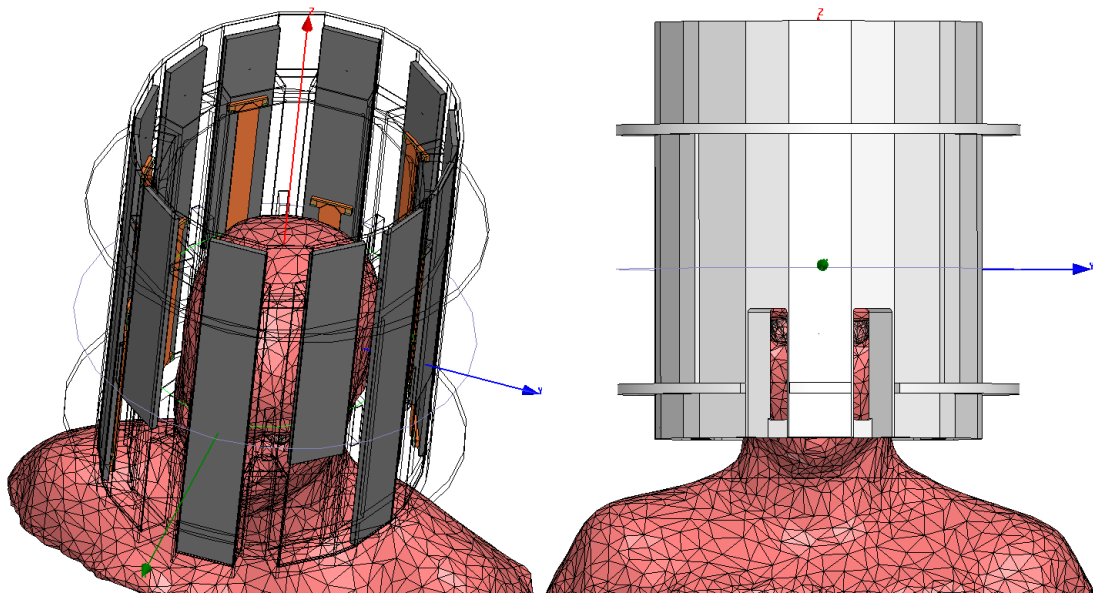


FIGURE 3.1.12: Illustration du modèle HFSS de l'antenne et du modèle anatomique . L'image de gauche présente une vue sans la coque de l'antenne, où l'on peut y distinguer tous les éléments des dipôles. L'image de droite présente une vue avec la coque de l'antenne.

avons également vérifié que le bilan de puissance, c'est à dire que la puissance dissipée égale bien la puissance acceptée, avec une erreur de 10% considérée comme acceptable. Le résultat de simulation est un ensemble de cartes de champ, une par canal, en champ électrique et magnétique, à la fréquence de résonance moyenne des 8 ou 12 canaux. Avant exploitation des résultats, les simulations ont généralement été lancées plusieurs fois. Entre chaque simulation, les antennes ont été accordées en fréquence en ajustant les condensateurs aux extrémités des dipôles. Tous les résultats ont été exportés au format ASCII, comme décrit précédemment, afin d'être analysés avec MATLAB.

### 3.1.4 *Tuning et matching* des dipôles émetteurs

#### 3.1.4.1 Principe du *tuning/matching* et cas idéal

On entend par *tuning* l'accord en fréquence des antennes, et par *matching*, l'adaptation en impédance. En dépit du réglage en fréquence et en impédance permis respectivement par la longueur du dipôle (ou pour les antennes A12.1 et B12.1 par le réglage des condensateurs aux extrémités) et la distance entre les points d'alimentation du balun, il peut être nécessaire de faire appel à un circuit extérieur. Ceci pour deux raisons : d'une part, la bande passante à -10 dB de l'antenne est de quelques MHz, ce qui correspond à environ

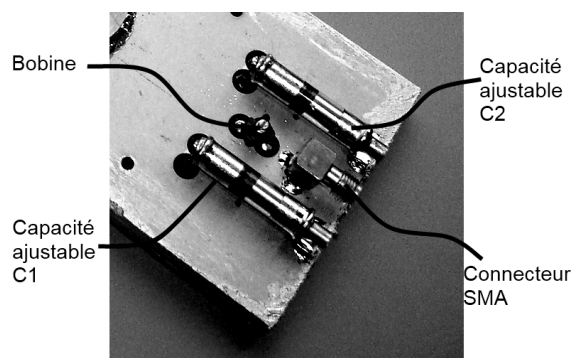


FIGURE 3.1.13: Circuit en pi du dipôle A8.2.1.

0,5 mm de plus ou de moins sur les extrémités du dépôt d'or formant l'une des électrodes du condensateur. Il n'est donc pas possible, simplement en grattant ce dépôt, d'atteindre une grande précision. D'autre part, lorsque l'on place une tête dans l'antenne, la fréquence de résonance et l'impédance d'entrée des dipôles changent. Il faut donc réajuster le *tuning* et *matching*, en particulier si la tête à imager, ou le fantôme de test, est de très grosse ou de très petite taille.

Le réglage se fait idéalement avec des éléments passifs possédant de forts facteurs de qualité. Il faut que le circuit de réglage ne génère pas de pertes supplémentaires. Les deux composants de base que nous utilisons sont le condensateur et la bobine. Les deux peuvent potentiellement être des éléments réglables avec un simple tournevis, mais les bobines réglables sont souvent constituées de ferrites, qui sont magnétiquement incompatibles avec un usage en IRM et sont donc exclues. Les bobines réglables sans ferrites ne permettent généralement pas de régler sur une grande plage de fréquence. C'est pourquoi notre choix s'est porté sur les condensateurs variables, qui pour leur part permettent des réglages fins avec une grande dynamique. Le schéma proposé est de type circuit en  $\pi$ . Les deux condensateurs sont connectés aux deux extrémités d'une même bobine, dont l'inductance est choisie au mieux. L'une des extrémités de la bobine est également connectée à l'entrée du balun, et la seconde extrémité à l'arrivée de puissance. La seconde extrémité des deux condensateurs ajustables est connectée au plan de masse du dipôle. Une photographie du circuit en  $\pi$  est donnée dans la figure 3.1.13 pour le dipôle A8.2.1 et un schéma électronique est donné dans la figure 3.1.14.

Ce premier schéma a été testé et utilisé sur les prototypes A8.1 et A8.2. Pour les prototypes A8.1 et A8.2.1, les condensateurs ajustables permettent d'obtenir une capacité variant de 7 à 70 pF. Le prototype A8.2.2 possède des condensateurs avec un meilleur

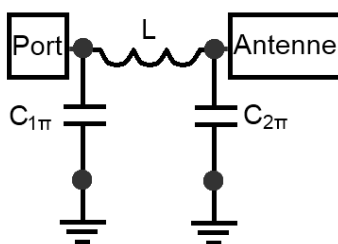
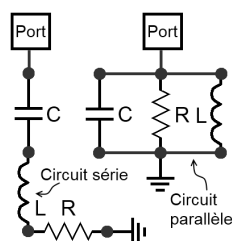
FIGURE 3.1.14: Schéma électronique du circuit en  $\pi$ .

FIGURE 3.1.15: Circuit parallèle et série modélisant une antenne résonnante, sans ligne de transmission

facteur de qualité, donc moins de pertes, mais ne variant que de 1 à 10 pF. Le réglage est alors plus précis mais la plage de réglage en fréquence est plus faible. Les prototypes A12.1 et B12.1 utilisent les mêmes condensateurs ajustables que le prototype A8.2.2. Les bobines ont toutes été fabriquées pour avoir une inductance proche de 20 nH et 10 nH pour les prototypes A8.1 et A8.2 respectivement. Pour se donner une idée, le prototype A8.2.2 permet de régler la fréquence sur une plage de l'ordre de 2 à 3 MHz, selon le dipôle. En ce qui concerne l'impédance, son réglage n'a jamais posé de souci, quel que soit le fantôme utilisé, car la dynamique de réglage est assez grande. Toutefois, un problème est apparu très rapidement, avec cette configuration, il est extrêmement difficile de prévoir le comportement du circuit en  $\pi$ . Il est difficile de prédire à l'avance ce qui va changer, de la fréquence de résonance, ou de l'impédance si l'on tourne la vis de l'un ou l'autre des condensateurs dans un sens ou dans l'autre. Le réglage se fait donc par tâtonnement. Selon le réglage du premier condensateur, un même mouvement sur le second condensateur peut aussi bien augmenter la fréquence de résonance que la réduire.

Pour résoudre ce problème, nous avons choisi dans un premier temps de modéliser simplement le comportement de l'antenne sous la forme d'un système RLC parallèle (Cf. figure 3.1.15). Les mesures avec l'analyseur de réseau permettent de déterminer la valeur des différents composants du circuit RLC.



Pour qu'une antenne fonctionne au mieux, c'est à dire pour que la puissance qu'elle réfléchit soit nulle, il faut que son impédance propre soit la même que l'impédance de l'amplificateur, à la fréquence de résonance. L'impédance d'une résistance est simplement sa valeur,  $Z_R = R$ . Pour un condensateur de capacité  $C$ , l'impédance à la pulsation  $\omega$  est  $Z_C = \frac{1}{i\omega C}$  où  $i^2 = -1$ . Pour une bobine, d'inductance  $L$ , l'impédance est égale à  $Z_L = i\omega L$ . L'impédance  $Z_A$  d'une antenne représentée par le circuit parallèle de la figure 3.1.15 est donnée par :

$$Z_A = \frac{1}{\frac{1}{R} + i\omega C + \frac{1}{i\omega L}} \quad (3.1.1)$$

L'impédance des amplificateurs est généralement égale à  $50\Omega$ , et c'est le cas des amplificateurs du système IRM Magnetom. Pour obtenir les valeurs de  $R$ , de  $C$  et de  $L$ , il est possible d'utiliser le coefficient de réflexion  $\Gamma$ , qui est mesurable avec un analyseur de réseau et vaut :

$$\Gamma = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \quad (3.1.2)$$

où  $Z_0$  est l'impédance de l'amplificateur. On voit bien que, si  $Z_0 = Z_A$ , la réflexion est nulle. Le minimum de la fonction  $\Gamma$  est atteint pour  $\omega^2 CL = 1$  ou  $4\pi^2 f_A^2 CL = 1$  où  $f_A$  est la fréquence de résonance de l'antenne. Cette relation donne la fréquence de résonance  $f_A$  de l'antenne. Lorsque ce minimum est atteint,  $Z_A = R$ , ce qui donne la valeur de  $R$ . Si l'on suppose que  $R = Z_0$ , c'est à dire que l'adaptation en impédance a été effectuée,  $\Gamma$  peut s'écrire, quel que soit  $\omega$  :

$$\Gamma = \frac{\omega^2 CL - 1}{2\frac{i\omega L}{Z_0} + \omega^2 CL} \quad (3.1.3)$$

La méthode la plus précise permettant d'estimer  $C$  consiste à mesurer la pente de la phase, que l'on peut écrire, à  $180^\circ$  près :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = -\frac{d[\text{atan}(\Im(\Gamma^{-1})/\Re(\Gamma^{-1}))]}{d\omega} \quad (3.1.4)$$

En développant la dérivée, dans l'expression 3.1.4, on obtient la relation suivante :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = -\frac{\Re(\Gamma^{-1})d\Im(\Gamma^{-1})/d\omega - \Im(\Gamma^{-1})d\Re(\Gamma^{-1})/d\omega}{\Re^2(\Gamma^{-1}) + \Im^2(\Gamma^{-1})} \quad (3.1.5)$$

A la résonance, en utilisant la relation 3.1.3, on obtient :

$$\frac{d\phi}{d\omega} = \frac{2}{\omega^2 CZ_0} \quad (3.1.6)$$

La mesure de la pente à la fréquence de résonance, lorsque l'impédance est ajustée donne donc  $C$ . La fréquence de résonance donne  $L$ . On peut donc retrouver tous ces paramètres

avec la mesure de  $\Gamma$ , sous la forme d'un abaque de Smith (sur l'axe des ordonnées, on représente  $\Re(\Gamma)$  et  $\Im(\Gamma)$  sur l'axe des abscisses), ou sous des représentations rectangulaires classiques de type diagramme de Bode. Diverses simulations ont été faites pour des dipôles rayonnants dans un espace libre, c'est à dire assez loin de tout élément perturbateur, en particulier métallique. Pour ces simulations, aucun fantôme n'est placé près du dipôle, un seul dipôle est simulé, et toutes les parois du volume de calcul sont des parois absorbantes parfaites.

En plus de ce circuit RLC, il est nécessaire d'ajouter un tronçon de ligne de transmission et une résistance de perte pour reproduire correctement la courbe de réflexion, notamment en phase, en dehors de la résonance (figure 3.1.16). Ce tronçon rend compte du déphasage continu avec l'augmentation de la fréquence. La résistance de perte en série  $R_s$  modélise de façon simple les pertes dans le balun et la ligne de transmission qui le connecte au port de mesure. On retrouve les valeurs de tous ces paramètres pour le prototype A8.2.2 dans la figure 3.1.17. La figure 3.1.16 montre que ce modèle, malgré sa forme simple reproduit correctement le comportement du dipôle obtenu avec une simulation électromagnétique complète en 3D, en particulier autour de la résonance.

Ce modèle simple permet de mieux comprendre l'effet du circuit en  $\pi$ . De par sa construction, l'impédance  $Z_p$  vue au niveau du port, avec le circuit en  $\pi$  vaut :

$$Z_p = \frac{1}{i\omega C_{1\pi}} \parallel \left( i\omega L_\pi \parallel \left( \frac{1}{i\omega C_{2\pi}} \parallel Z'_A \right) \right), \quad (3.1.7)$$

où  $C_{1\pi}$  est la capacité du condensateur à l'entrée de puissance,  $L_\pi$  l'inductance de la bobine du circuit en  $\pi$ , et  $C_{2\pi}$  la capacité du deuxième condensateur (cf. figure 3.1.14).  $\parallel$  symbolise la "somme parallèle", c'est à dire  $a \parallel b = a \cdot b / (a + b)$ . A la suite du calcul des paramètres de  $Z_A$ , il est donc possible, en faisant varier  $C_{1\pi}$ ,  $C_{2\pi}$ ,  $L_\pi$ , de simuler le comportement du circuit en  $\pi$ . Cette simulation est cohérente avec les résultats précédents, c'est à dire qu'il est difficile de prédire le comportement de l'antenne lorsqu'on modifie  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$ .

Cette analyse a permis de développer un nouveau circuit d'adaptation et d'accord pour les dipôles A12.1. On observe sur la figure 3.1.17 que si la longueur électrique de la ligne est de  $0^\circ$ , le schéma de l'antenne comprenant le circuit en  $\pi$  de la figure 3.1.14 et le modèle parallèle de la figure 3.1.15 ressemblerait à la figure 3.1.18, à la très faible résistance de fuite près. Dans ce schéma, on voit que le condensateur  $C_{1\pi}$  est parallèle au condensateur du modèle d'antenne,  $C$ . Le condensateur total de l'antenne est donc  $C + C_{1\pi}$ . Une modification de la valeur de  $C_{1\pi}$  permet alors, d'après l'équation 3.1.3, de modifier la fréquence

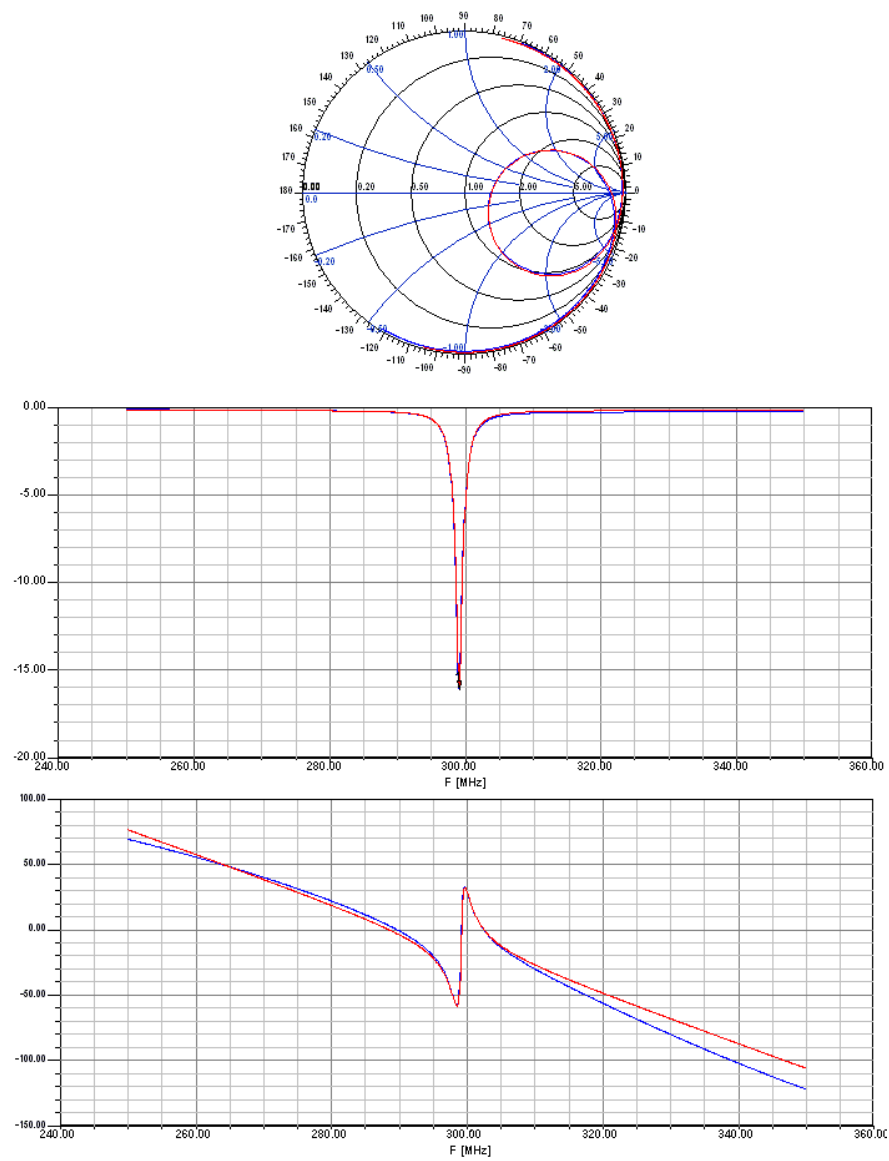


FIGURE 3.1.16: Comparaison, de haut en bas, de l'abaque de Smith, de l'amplitude (en dB) et de la phase (en °) pour une fréquence variant de 250 à 350 MHz. En bleu la courbe de  $\Gamma$  calculée par HFSS, en rouge la courbe de  $\Gamma$  obtenue avec le modèle RLC combiné à une résistance de perte et une ligne de transmission.

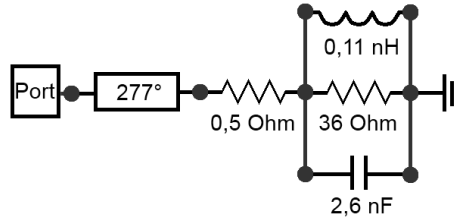


FIGURE 3.1.17: Modèle approchant la valeur de réflexion d’un dipôle A8.2.2 telle que simulé dans un espace libre.

de résonance.  $C_{1\pi}$  permet donc réellement d’ajuster l’antenne en fréquence, et nous l’appellerons condensateur de *tuning*. En ce qui concerne  $C_{2\pi}$ , ce condensateur permet d’ajuster l’impédance de l’antenne, tout en modifiant peu la fréquence, on l’appellera condensateur de *matching*. On voit donc qu’en se ramenant à ce type de schéma électrique, il est possible de prévoir le comportement du circuit en  $\pi$  sur l’antenne, selon qu’on modifie  $C_{2\pi}$  ou  $C_{1\pi}$ . Ceci simplifie le réglage des antennes pour l’opérateur, s’il doit la régler d’un patient à l’autre.

L’objectif est donc de ramener l’impédance du circuit de la figure 3.1.17 au circuit parallèle de la figure 3.1.15. Pour cela, on peut utiliser la formule de transformation d’impédance à travers une ligne de transmission, donnée dans [28] :

$$\mathbf{Z}_{\pi} = Z_0 \frac{\mathbf{Z}'_A + jZ_0 \tan \phi}{Z_0 + j\mathbf{Z}'_A \tan \phi} \quad (3.1.8)$$

où  $\mathbf{Z}'_A$  est l’impédance du dipôle,  $Z_0$  l’impédance de la ligne de transmission (ici  $50\Omega$ , la ligne étant adaptée à l’amplificateur),  $\phi$  le déphasage et  $\mathbf{Z}_{\pi}$  l’impédance vue à l’endroit où vient se connecter le circuit en  $\pi$ . On observe à partir de l’équation 3.1.8 que pour  $\phi = 180^\circ \times n$ ,  $n \in \mathbb{N}$ , on obtient simplement  $\mathbf{Z}_{\pi} = \mathbf{Z}'_A$ . On en déduit qu’en ajoutant une longueur de ligne entre le port d’entrée et l’antenne, telle que la longueur de ligne totale soit un multiple de  $180^\circ$  on se ramène au circuit parallèle désiré. Sur l’abaque de Smith, cela consiste à ramener le cercle dans la figure 3.1.16 sur la gauche en ajoutant une ligne de transmission. Ainsi, par exemple, en ajoutant une ligne de transmission créant un déphasage de  $83^\circ$  ( $360^\circ - 277^\circ$ ), le schéma de la figure 3.1.17 est équivalent au schéma de la figure 3.1.18. Grâce à cette ligne de transmission, les deux condensateurs  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  se comportent effectivement comme des condensateurs de tuning et matching.

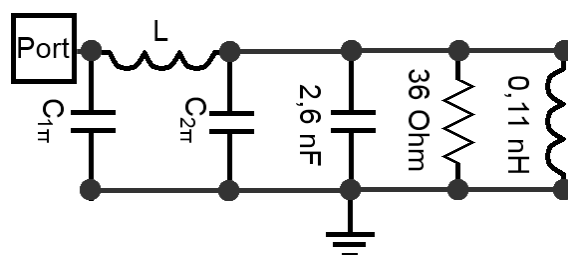


FIGURE 3.1.18: Modèle équivalent en RLC parallèle sans ligne de transmission, ni résistance de fuite  $R_s$ , connecté au circuit en  $\pi$ .

### 3.1.4.2 Résultats pour l'antenne réseau et déphasage par un circuit LC

En fonction des antennes, il peut être nécessaire de produire une longueur de ligne variant entre 0 et 180°. A 300MHz, une longueur de ligne de 180° correspond à une longueur physique de 50 cm divisée par la racine de la permittivité relative de la ligne. Pour du Téflon, généralement utilisé dans les lignes de transmission coaxiales, la permittivité étant proche de 2, la longueur physique peut varier de 0 à 36 cm. Cette solution simple pose donc potentiellement des problèmes d'encombrements. Nous avons choisi de remplacer le tronçon de ligne par un circuit discret plus compact. En pratique, nous savons que les deux composants passifs les plus simples ne provoquant que peu de pertes sont les condensateurs et bobines, tant que leur facteur de qualité est assez élevé. Nous avons utilisé l'abaque de Smith afin de déterminer quel était le schéma équivalent à partir de bobines et de condensateurs, qui permettait de simuler la longueur de ligne désirée. Les simulations ont été menées avec l'outil de simulation Ansoft Designer.

Nous avons exposé précédemment les simulations qui ont été effectuées avec le logiciel Ansoft HFSS. Il est possible d'exporter la matrice S de l'antenne simulée par HFSS vers Ansoft Designer, afin de prédire le comportement du circuit électrique. La figure 3.1.19 montre les courbes de réflexion obtenus avec HFSS pour les dipôles longs et courts de l'antenne A12.1 à l'extrémité de la ligne (123) de la figure 3.1.5. On observe, comme nous nous y attendions, que les dipôles courts (dipôles numérotés pairs) ont une phase différente des dipôles longs (dipôles numérotés impairs). La réflexion inférieure à 10 dB indique que les champs ont bien été calculés pour une antenne déjà adaptée en impédance. Toutefois, cet accord n'a pas été fait à la fréquence de résonance du système IRM à 7 T, c'est à dire à 297,2 MHz, mais à la fréquence de 298 MHz. Dans la mesure où la différence de fréquence est extrêmement faible, nous pouvons nous attendre à ce que la différence sur la forme des champs soit négligeable. Partant de ce constat, nous verrons qu'il est possible, à partir

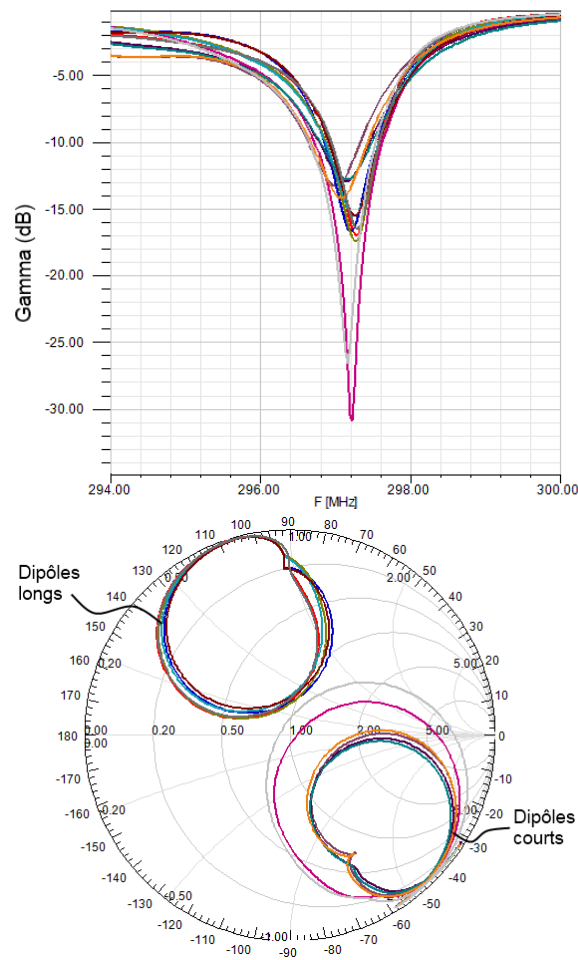


FIGURE 3.1.19: Courbe de réflexion des dipôles sans circuit auxiliaire, obtenu avec HFSS pour l'antenne A.12.1.

des champs simulés à la fréquence de 298 MHz de déduire, au premier ordre, les champs effectivement produits à 297,2 MHz avec circuit de réglage.

Par itération, il a été possible, à partir de Ansoft Designer de déterminer les circuits LC équivalent à la ligne de transmission nécessaire pour ramener les cercles sur la partie gauche de l'abaque de Smith. Les résultats sont donnés dans la figure 3.1.20. Notons que ces circuits sont effectivement différents pour les dipôles courts et les dipôles longs. Nous nommerons dans la suite ces circuits, circuits de déphasage. Lorsqu'ils seront associés à un circuit en  $\pi$ , nous nommerons l'ensemble, "circuit de réglage". Les valeurs des capacités  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  calculées pour l'accord parfait en fréquence atteignent des valeurs de 20 pF. En pratique, les condensateurs variables utilisés ont une capacité maximale de 10 pF,

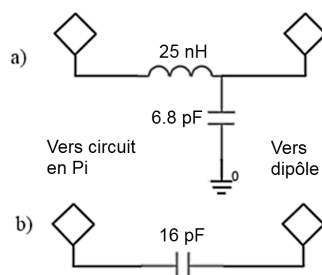


FIGURE 3.1.20: Circuits LC permettant de ramener les dipôles de l'antenne A12.1 à un modèle équivalent en circuit RLC, afin de faciliter les opérations d'accord en fréquence. a) En haut, le circuit optimal pour les dipôles longs (1, 3, 5, 7, 9 et 11). b) En bas, le circuit optimal pour les dipôles courts (2, 4, 6, 8, 10 et 12).

mais nous avons vu qu'il était possible d'ajuster grossièrement les fréquences, afin que ces condensateurs 10 pF soient suffisants pour le réglage fin. Les résultats obtenus après réglage avec le circuit de réglage sont donnés dans la figure 3.1.21.

Pour l'antenne B12.1, opérant à 500 MHz, les mêmes types de schéma ont été utilisés. Contrairement aux dipôles à 300 MHz, le schéma utilisé pour le déphasage des dipôles impairs (longs) n'est composé que d'un condensateur, alors que le schéma des dipôles pairs (courts) est composé d'un condensateur et d'une bobine. Comme précédemment, les schémas des circuits LC sont données dans la figure 3.1.22. Les condensateurs et bobines utilisées sont du même type que ceux utilisés pour l'antenne 300 MHz, la différence entre les deux schémas étant due à la différence de fréquence.

Comme pour l'antenne 7 T, les simulations montrent qu'il est facile de régler les dipôles à une fréquence arbitraire autour de 500 MHz, avec une réflexion inférieure à -15 dB. Les résultats finaux avec le circuit de déphasage et l'accord en fréquence et en impédance sont donnés dans la figure 3.1.23. Comme précédemment, une première correction doit être faite en rognant la surface en or des électrodes des condensateurs plans aux extrémités des dipôles, une seconde correction en fréquence est alors permise par le condensateur de tuning  $C_{2\pi}$ , sur une plage de 1 MHz environ, et en impédance avec le condensateur  $C_{1\pi}$ .

### 3.1.4.3 Co-simulation et correction des champs émis

La co-simulation consiste à émettre une impulsion au niveau d'un port, et à étudier l'intensité et la tension reçue à l'entrée du dipôle sans circuit de réglage. L'antenne étant vue comme une charge d'impédance complexe  $Z'_A = R_A + iX_A$ , le lien entre l'intensité  $I_A$  et la tension  $U_A$  est donc toujours donné, à l'entrée du dipôle, sans circuit de réglage, par

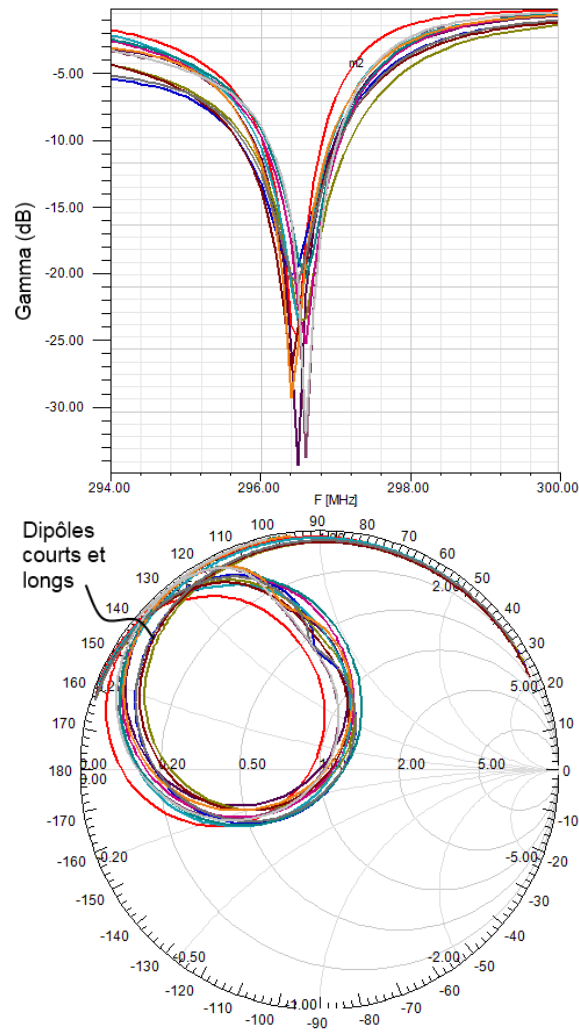


FIGURE 3.1.21: Courbes de réflexion de l'antenne A12.1 réglée à 297,2 MHz avec les circuits de déphasage et le circuit en  $\pi$ .



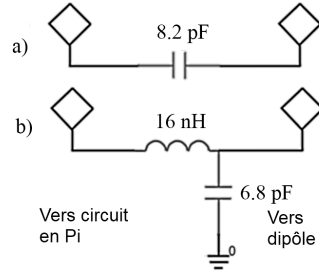


FIGURE 3.1.22: Circuits LC permettant de ramener les dipôles de l'antenne B12.1 à un modèle équivalent en circuit RLC, afin de faciliter les opérations d'accord en fréquence. a) En haut, le circuit optimal pour les dipôles longs (1, 3, 5, 7, 9 et 11). b) En bas, le circuit optimal pour les dipôles courts (2, 4, 6, 8, 10 et 12).

$U_A = Z_A I_A$ . La partie réelle de l'impédance, notée  $R_A$ , correspond aux pertes générées par la charge, tandis que la partie imaginaire  $X_A$  correspond à un stockage d'énergie. La puissance perdue  $P_{loss}$  est alors donnée par  $R_A |I_A|^2 / 2$  (loi d'Ohm appliquée à une charge complexe) et l'énergie stockée  $E_{RLC}$  par  $\omega X_A |I_A|^2 / 2$ . On observe alors, en notant par une barre supérieure, le conjugué complexe, que :

$$P_{loss} = \Re(U_A \bar{I}_A) / 2 \quad (3.1.9)$$

$$E_{RLC} = \omega \Im(U_A \bar{I}_A) / 2 \quad (3.1.10)$$

On sait de plus que l'énergie stockée dans un milieu par une onde électromagnétique est égale à :

$$E_{em} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \epsilon \|\vec{E}(\vec{r})\|^2 + \mu \|\vec{H}(\vec{r})\|^2 d\vec{r}, \quad (3.1.11)$$

où  $\Omega$  désigne l'espace entier dans lequel l'onde se propage et  $\vec{H}$  l'excitation magnétique, reliée au champ magnétique  $\vec{B}$  par  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ . En considérant que le modèle électrique RLC est représentatif de la réalité, l'énergie stockée dans le modèle électrique,  $E_{RLC}$ , doit être égale à l'énergie stockée dans le modèle 3D,  $E_{em}$ . Si l'on suppose que la forme du champ est la même, à 297,2 MHz et à 298 MHz, on en déduit que le rapport  $\|\vec{E}\| / \|\vec{H}\|$  est toujours le même pour une position donnée. Cette hypothèse est valable en raison de la géométrie de base très simple du dipôle et de son comportement électromagnétique. La dimension du ratio  $\|\vec{E}\| / \|\vec{H}\|$  étant le Ohm, nous nommerons ce ratio impédance électromagnétique locale, que nous noterons  $Z_{em}$  et qui dépend de la position  $\vec{r}$ . Avec cette notation, on obtient pour une antenne donnée :

$$E_{em} = \frac{1}{2} \int_{\Omega} (\epsilon Z_{em}(\vec{r}) + \mu) \|\vec{H}(\vec{r})\|^2 d\vec{r} \quad (3.1.12)$$

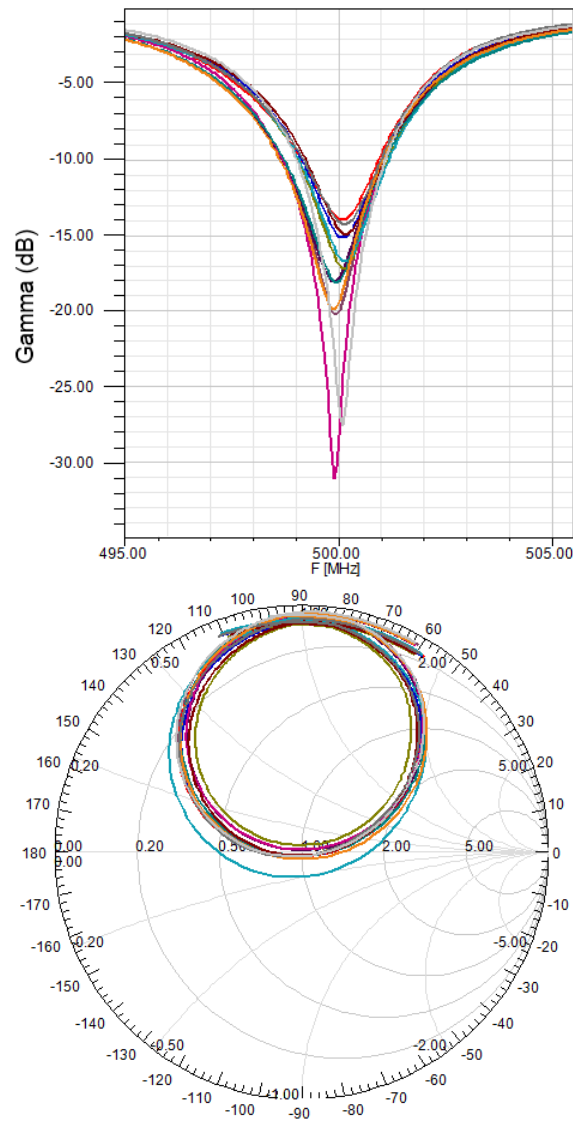


FIGURE 3.1.23: Courbes de réflexion de l'antenne B12.1 réglée à une fréquence proche de 500 MHz avec les circuits de déphasage et le circuit en  $\pi$ .

Toujours en supposant que la forme des champs est la même, on peut considérer que l'amplitude de l'excitation magnétique  $\vec{H}$  est proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique polarisé  $\mathbf{B}_1^+$ . On déduit alors des équations 3.1.10 et 3.1.12, la relation de proportionnalité suivante, en tout point  $\vec{r}$  :

$$\Im(\mathbf{U}\mathbf{I}^*) \propto |\mathbf{B}_1^+(\vec{r})|^2. \quad (3.1.13)$$

Cette relation est donc une correction du premier ordre, basée uniquement sur des considérations énergétiques. Dans la réalité, on s'attend à ce qu'une petite variation existe au niveau des cartes de champ, entre l'onde à 297,2 MHz et l'onde à 298 MHz, car la longueur d'onde à 298 MHz est 0,3% plus petite qu'à 297,2 MHz, mais nous négligerons cette faible différence.

En ce qui concerne la phase, on observe que la phase de  $\mathbf{I}_A$  varie avec la phase de  $\mathbf{U}_A$  pour un  $\mathbf{Z}'_A$  donné, d'après la même relation  $\mathbf{U}_A = \mathbf{Z}'_A \mathbf{I}_A$ . On en déduit qu'étudier la phase de l'intensité ou de la tension est équivalent. Nous avons choisi la phase de l'intensité. Nous avons tout d'abord mesuré l'intensité sans le circuit de réglage, puis avec le circuit de réglage pour les 12 dipôles. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.2 pour une capacité de matching  $C_{1\pi}$  de 5 pF et une capacité de tuning  $C_{2\pi}$  de 5 pF également. La première conclusion est que ce déphasage est sensiblement différent entre les dipôles. La principale différence se fait entre les dipôles courts (en moyenne  $-78^\circ$ ) et les dipôles longs (en moyenne  $-128^\circ$ ), avec des variations atteignant  $20^\circ$  au sein de ces deux familles. La différence dipôles courts, dipôles longs se comprend bien, dans la mesure où les circuits de réglage sont différents. La variabilité au sein d'une même famille, se comprend du fait que le coefficient de réflexion  $\Gamma$  est légèrement différent d'un dipôle à un autre. Cette variation de  $\Gamma$  est liée d'une part à la proximité entre le dipôle et la tête, et d'autre part entre le dipôle et les dipôles environnants.

Nous avons ensuite tenté, à partir des modèles électriques, décrits pour l'antenne A8.2.2 et ajustés pour les dipôles 1 et 2 de l'antenne A12.1, de déterminer l'influence des réglages en *tuning* et *matching* sur les cartes de champ  $\mathbf{B}_{1,n}^+$  des dipôles. En faisant varier les paramètres  $C$  et  $R$  du modèle parallèle décrivant les antennes (cf. figure 3.1.17) sans faire varier la résistance de fuite ni la ligne de déphasage, il est possible de simuler le comportement des dipôles si on rogne l'extrémité des condensateurs du réglage grossier, ou si on place une tête différente. Après avoir modifié  $C$  et  $R$ , nous avons ajuster les condensateurs  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  afin que les dipôles soient toujours accordés à 297,2 MHz, et adaptés à une impédance de  $50 \Omega$  avec un coefficient de réflexion inférieure à  $-20$  dB. Nous avons considéré que les valeurs extrêmes de  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  était 1 pF et 10 pF, données par le fabricant des condensateurs ajustables. Les valeurs de  $C$  et  $R$  choisies s'écartent assez peu des valeurs

Dipôle	Avec circuit	Sans circuit	Différence
1	-150°	0°	-150°
2	-86°	-6°	-80°
3	-132°	-19°	-113°
4	-81°	-7°	-74°
5	-135°	-18°	-117°
6	-86°	-7°	-79°
7	-143°	-4°	-139°
8	-86°	-7°	-79°
9	-134°	-8°	-126°
10	-81°	-7°	-74°
11	-132°	-8°	-124°
12	-87°	-6°	-81°

TABLE 3.2: Phase simulée de l'intensité avec et sans le circuit de réglage, pour  $C_1 = 5$  pF et  $C_2 = 5$  pF.

nominales, afin que le réglage avec les condensateurs  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  soit possible, pour cette plage de capacité. En particulier, nous avons observé que le condensateur de tuning  $C_{2\pi}$  ne permet de corriger l'accord en fréquence que sur une plage de 0,8 MHz. Une variation relative de  $C$  supérieure à 0,3% ne peut donc pas être corrigée.

Nous avons alors observé qu'en modifiant  $R$  uniquement et réajustant avec  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$ , le déphasage maximal observé, par rapport au schéma de référence est de 6°, pour le modèle électrique du dipôle 1. Une modification de  $C$  peut entraîner, après accord avec  $C_{2\pi}$  un déphasage supplémentaire de 28° au maximum. Ceci signifie que le réglage de l'antenne peut également générer un déphasage non désiré, assez important. Nous avons observé également qu'en ajoutant en parallèle de la capacité  $C_{2\pi}$  une capacité de 8,2 pF, le déphasage lié à l'accord en fréquence de l'antenne à 297,2 MHz était réduit, dans le pire cas, à 20°. L'ajout de cette capacité fait varier en moyenne de 53° la phase des dipôles impairs (longs) et de 32° la phase des dipôles pairs (courts).

Ces considérations faites, en regroupant toutes les observations, et toutes les sources de variations, on en déduit que pour une capacité de matching comprise entre 1 et 10 pF, et une capacité de tuning comprise entre 9,2 et 18,2 pF (1 à 10 pF en parallèle avec une capacité de 8,2 pF), le déphasage moyen est de -75° pour les canaux impairs et de -110° pour les canaux pairs, avec une variation maximale de 26°, selon les valeurs de  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$ . Nous avons appliqué ces déphasages aux cartes de champ simulées, afin d'obtenir la carte de champ  $\mathbf{B}_1^+$  générée par une alimentation connectée au circuit de réglage

Concernant l'amplitude du champ, nous avons observé que pour des facteurs de qualité de 100 pour les bobines et condensateur, la puissance dissipée dans ces composants était inférieure à 5% pour tous les canaux, soit une perte en champ négligeable. Les condensateurs utilisés sont de marque Voltronic, de modèle NMAP10-5. Le facteur de qualité est de 600 à 500 MHz et ils peuvent supporter des tensions de 5000 V maximum. Les condensateurs utilisés non ajustables sont tous de marque Temex Ceramics, de type CLX, pouvant supporter 3600 V et de facteur de qualité 100 à 500 MHz. Tous ces condensateurs ont été testés avec une puissance de 700 W en entrée et un cycle utile de 10 % pendant une heure, sans dégradation. Ces facteurs de qualité étant élevés, nous avons considéré que l'amplitude des cartes de champ simulées sans circuit de réglage devait être égale à l'amplitude des cartes de champ avec circuit de réglage.

Cet algorithme de co-simulation, liant les cartes de champ simulées sans circuit de réglage aux cartes de champ estimées avec circuit de réglage, a été vérifié sur l'antenne A12.1 avec le logiciel HFSS grâce à la fonction "push excitation". La concordance des résultats entre l'algorithme utilisé par HFSS et cet algorithme a permis d'en valider le principe.

Les mêmes manipulations ont été faites avec l'antenne B12.1, afin principalement de prévoir la phase du champ, avec le circuit de réglage. Les premières observations ont montré que pour l'antenne ajustée à 500 MHz (fréquence de Larmor à 11,7 T), les condensateurs  $C_{1\pi}$  et  $C_{2\pi}$  ont moins d'effet sur la phase, la variation étant inférieure à 5° pour une plage de réglage des condensateurs de 1 à 10 pF. De la même façon, nous avons observé que la variation d'un canal à l'autre est bien moins importante. Le tableau 3.3 donne le déphasage de chaque canal, pour  $C_{1\pi} = 5$  pF et  $C_{2\pi} = 5$  pF. Le déphasage moyen est de -10° pour les dipôles impairs, et de -141° pour les dipôles pairs avec une variation maximale de 8° pour le canal 5 par rapport à ces valeurs.

### 3.1.5 Post processing des cartes de champ simulées et critères de comparaison sommaire

Les champs calculés avec Ansoft HFSS ont été exportés avec une résolution de 5 mm vers des fichiers ASCII. Seul le champ magnétique dans les tissus cérébraux du modèle anatomique a été exporté, ainsi que le champ électrique dans la tête entière, le cou et le haut du torse. Les premiers critères présentés, permettant de donner une première évaluation de la qualité des antennes, s'intéressent à l'efficacité de chaque dipôle, individuellement. Pour cela, on définit, pour 600 W incident, le champ  $B_1^+$  moyenné sur le cerveau et le champ pic

Dipôle	Avec circuit	Sans circuit	Différence
1	-11	-2	-9
2	-149	-7	-142
3	-10	0	-10
4	-146	-5	-141
5	-14	4	-18
6	-147	-5	-142
7	-14	-5	-9
8	-148	-6	-142
9	-8	2	-10
10	-147	-5	-142
11	-9	0	-9
12	-149	-8	-141

TABLE 3.3: Phase simulée de l'intensité avec et sans le circuit de réglage, pour  $C_1 = 5$  pF et  $C_2 = 5$  pF.

produit par chaque dipôle, 600 W étant considéré comme la puissance maximale disponible pour chaque canal.

Pour permettre une comparaison avec les antennes à canal unique, pour chaque antenne, nous définissons un "mode pseudo-CP". Le mode pseudo-CP est défini comme le mode produit pour 4800 W de puissance incidente (puissance maximale disponible sur le scanner IRM Magnetom, pour la transmission à canal unique) répartie équitablement sur tous les canaux, et un déphasage  $\phi_i$  qui maximise la valeur de  $\mathbf{B}_1^+$  au centre du cerveau. Lorsque l'antenne fonctionne en mode pseudo-CP, son fonctionnement est proche du fonctionnement d'une antenne sans transmission parallèle de type birdcage. Le champ  $\mathbf{B}_1^+$  est donné en valeur moyenne sur le cerveau et valeur pic. Le  $\mathbf{B}_1^+$  associé au mode pseudo-CP est noté  $\mathbf{B}_{1,CP}^+$ . Tous les champs magnétiques seront exprimés en  $\mu\text{T}$ . Pour information, 1  $\mu\text{T}$  permet de produire une excitation d'environ  $15^\circ$  en 1 ms. Il faut donc  $6\mu\text{T}$  pour produire  $90^\circ$  en 1 ms.

Pour comparer les sensibilités en réception, nous utilisons  $\tilde{\mathbf{B}}_1^-$ . La sensibilité totale est donnée, sans facteur d'accélération, pour une reconstruction en somme des carrés. Pour ce type de reconstruction, la sensibilité finale  $S_f$  vaut, en fonction du  $\tilde{\mathbf{B}}_{1,i}^-$  produit par chaque canal  $i$  :

$$S_f = \sqrt{\sum_i |\tilde{\mathbf{B}}_1^-|^2} \quad (3.1.14)$$

Le champ  $\tilde{\mathbf{B}}_1^-$  étant exprimé en  $\mu\text{T}$  pour 1 W,  $S_f$  sera donné en  $\mu\text{T}/\sqrt{W}$ . Les tableaux

de résultats donnent l'homogénéité de  $S_f$  et  $B_{1,CP}^+$  en coefficient de variation, c'est à dire le rapport entre l'écart type dans l'ensemble du cerveau, et le champ moyen. Plus le coefficient de variation est important, plus l'homogénéité est faible. L'homogénéité en réception permet d'évaluer l'homogénéité du rapport signal sur bruit.

Un autre élément indispensable à estimer pour décrire une antenne IRM est son DAS, défini pour une séquence IRM de type écho de gradient dans la suite. Le DAS ne doit pas dépasser 10 W/kg dans la tête, moyenné sur 6 minutes et 10 grammes. Afin de moyenné sur 10 grammes, on utilise l'algorithme suivant.

- On sait que la densité des tissus humains est de l'ordre de 1, sauf pour les os, c'est à dire de l'ordre de la densité de l'eau. Une masse de 10 g correspond alors à un volume proche de 10 cm<sup>3</sup>, soit un cube de 2,2 cm de côté. La résolution des cartes de champ exportées est de 5 mm. On considère donc au début de l'algorithme un cube de dimension 4 × 4 × 4 voxels, noté  $P_0$ , et un point de départ  $\vec{r}_0$  à la position (2, 2, 2) dans le cube.
- On calcule la masse totale comprise dans ce cube, que l'on notera  $m_0$ . Cette masse est calculée avec une estimation de la masse des tissus humains. Si une partie du cube est dans l'air, la masse associée est 0 g. Vu la dimension du cube (2 × 2 × 2 cm), cette masse est toujours inférieure à 10 g, aucun tissu humain n'étant significativement plus lourd que l'eau.
- Dans la direction  $x$ , on ajoute une couche de voxels, de dimension 1 × 4 × 4, de telle façon que le point  $\vec{r}_0$  précédent se trouve, dans ce nouveau parallélépipède  $P_1$ , de dimension 5 × 4 × 4 voxels, à la position (3, 2, 2). Le cube  $P_0$  est strictement compris dans  $P_1$ . La masse de  $P_1$ , notée  $m_1$ , est donc supérieure à celle de  $P_0$ . Une illustration de  $P_0$  et  $P_1$  est donnée dans la figure 3.1.24. L'épaisseur de cette couche étant d'un voxel, sa longueur et largeur de 4 voxels, sa masse maximale est de l'ordre de 2 g.
- Si  $m_1$  dépasse 10 g, le pavé final sur lequel le DAS moyen est calculé sera  $P_0$ .
- Sinon, on continue le processus en ajoutant une couche de voxels, dans la direction  $y$ , de dimension 5 × 1 × 4 afin d'obtenir un parallélépipède  $P_2$  de dimension 5 × 5 × 4 voxels. Le point  $\vec{r}_0$  précédent se place alors à la position (3, 3, 2) dans  $P_2$ . On calcule alors la masse  $m_2$  de  $P_2$ , si elle dépasse 10 g, le cube sur lequel le DAS moyen est calculé est  $P_1$ , sinon, on continue dans la direction  $z$ , et ainsi de suite.

Chaque nouvelle couche de voxel augmente la masse du parallélépipède de quelques grammes, au plus. Le parallélépipède choisi est toujours celui qui est légèrement moins lourd que 10 g, car on observe numériquement que le calcul de la moyenne sur un peu moins de 10 g donne toujours un DAS supérieur au calcul sur un peu plus de 10 g, même si la différence n'est

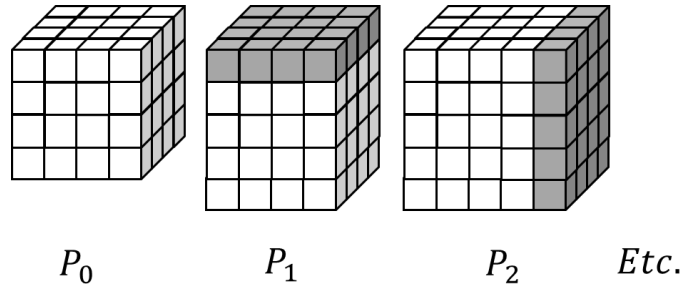


FIGURE 3.1.24: Construction des parallélépipèdes  $P_0$ ,  $P_1$ ,  $P_2$ . Le point  $\vec{r}_0$  se trouve au centre des  $P_i$ .

que de l'ordre de 5 à 10%. Le DAS est donc surestimé par cette méthode. Si le DAS 10 g tel que calculé par ce moyen est inférieur à la limite autorisée, nous sommes certains que le DAS 10 g calculé selon un vrai volume de masse 10 g est également inférieur à la limite autorisée.

Une fois le volume  $P_i$  choisi, on calcule en chaque point de ce volume, le DAS local, donné par l'équation 1.2.2. Les simulations donnent le champ électrique en tout point de la tête comme indiqué précédemment. Comme le champ électrique vérifie le principe de superposition, dans les trois directions,  $x$ ,  $y$  et  $z$ , l'amplitude du champ  $\vec{E}$  résultant est calculé en sommant le champ  $\vec{E}$  produit par chaque canal. Le DAS local est ensuite moyenné dans le cube  $P_i$  choisi, afin d'obtenir le DAS sur 10 g :

$$DAS_{10g} = \frac{\int_{P_i} DAS dV}{\int_{P_i} dV} \quad (3.1.15)$$

Tous les résultats de DAS sont donnés pour un champ magnétique moyen obtenu pour le mode pseudo-CP, permettant une comparaison entre les différentes antennes pour une même séquence d'excitation. En l'occurrence, le DAS est donné pour un champ magnétique moyen de  $1 \mu\text{T}$ . Le cycle utile permet d'affecter un facteur multiplicatif au DAS égal au ratio  $T_I/T_R$  où  $T_I$  est le temps de l'impulsion et  $T_R$  le temps de répétition.

L'intérêt de ne moyenné que sur des parallélépipèdes est le temps de calcul. Si l'on estime le DAS pour un volume de 10 g, de forme quelconque, le calcul de la moyenne nécessite autant d'additions que de voxels dans le volume. Si le volume est de forme parallélépipède, il est possible d'utiliser l'algorithme proposé par Paul Viola [79] généralisé au cas à 3 dimensions. En pratique, cet algorithme divise le temps de calcul par un facteur compris entre 10 et 20 pour une résolution de 5 mm.



### 3.1.6 Résultats pour des antennes réseaux 7 T et 11,7 T

A partir des critères de comparaison définis précédemment, nous avons estimé l'efficacité des différentes antennes simulées à 7 et 11,7 T. L'antenne 8 canaux présentée en premier lieu est l'antenne A8.1. La seconde antenne présentée est l'antenne A8.2.2. L'antenne 12 canaux A12.1 a été étudiée dans deux cas, le premier, où tous les dipôles d'antenne ont été accordés à la fréquence exacte 297,2 MHz, fréquence de Larmor pour l'IRM Siemens Magnetom 7 T. Le second cas, l'antenne a été accordée à une fréquence légèrement inférieure, 296,7 MHz, afin d'étudier l'effet de la fréquence sur le comportement de l'antenne. L'antenne 16 canaux présentée est l'antenne qui n'a jamais été construite, on la notera antenne A16.1. L'antenne A8.2.1 donne des résultats presque identiques à ceux de l'antenne A8.2.2. La raison pour laquelle l'antenne A8.2.1 n'a pas été utilisée tient principalement aux difficultés que nous avons eues pour l'accorder en fréquence. Le modèle de tête utilisé est le modèle humain présenté précédemment, qui possède un volume de 1,6 L.

#### 3.1.6.1 Antenne 7 T à 8 canaux, A8.1

Les résultats pour l'antenne A8.1 sont donnés en champ moyen dans le cerveau, canal par canal dans le tableau 3.4, pour une puissance de 600 W à l'entrée. Comme nous l'avons fait remarquer, cette antenne présente des pertes importantes au niveau de l'élément rayonnant, ce qui diminue effectivement de façon importante le champ émis par chaque dipôle. Si l'on compare avec le tableau 3.5 donné dans la suite pour l'antenne A8.2.2, on comprend immédiatement que cette antenne ait été abandonnée rapidement, le champ est plus de deux fois inférieur en amplitude.

Valeur mesurée	Moyen ( $\mu\text{T}$ )
$B_{1,1}^+$	2,0
$B_{1,2}^+$	1,9
$B_{1,3}^+$	2,5
$B_{1,4}^+$	2,7
$B_{1,5}^+$	2,6
$B_{1,6}^+$	2,4
$B_{1,7}^+$	2,0
$B_{1,8}^+$	1,7

TABLE 3.4: Champ  $B_1^+$  moyen dans le cerveau produit par les dipôles de l'antenne A8.1, pour une puissance d'excitation de 600 W.

### 3.1.6.2 Antenne 7 T à 8 canaux, A8.2.2

Pour l'antenne 7 T, à cause de l'ouverture, au niveau du nez, le mode pseudo-CP est obtenu avec un déphasage de  $42^\circ$  entre les canaux, sauf entre le canal 1 et 8, où le déphasage est de  $66^\circ$ . Pour les résultats  $B_{1,n}^+$ , la puissance injectée est de 600 W, et pour le résultat  $B_{1,CP}^+$ , 4800 W en tout, soit 600 W par dipôle. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.5. Ces premiers résultats montrent que le temps d'impulsion nécessaire pour produire une excitation moyenne dans le cerveau de  $90^\circ$  avec le mode pseudo-CP et 4800 W est de  $350 \mu\text{s}$  environ. Si l'on compare ce temps d'impulsion aux valeurs de  $T_2^*$  des tissus qui dépassent généralement 200 ms, on en déduit que cette antenne permet effectivement, sans difficulté, d'exciter les spins du cerveau dans un temps très inférieur à  $T_2^*$ . Pour une acquisition en 2 dimensions produite à partir de 3 lobes du sinus cardinal, le temps d'impulsion monte à quelques millisecondes.

Le DAS maximum moyenné sur 10 g ( $DAS_{10g}$ ) pour  $1 \mu T$  moyen, est de 0,24 W/kg en mode pseudo-CP, pour une acquisition 3D. Avec un cycle utile de 10%, une impulsion de  $90^\circ$  en 1 ms, le DAS 10 g vaut 0,86 W/kg. Cette valeur de DAS est bien inférieure à la valeur maximum acceptée et montre donc qu'une telle séquence ne pose pas de problème de sécurité. Les cartes de champ sur une coupe axiale pour le mode pseudo-CP sont données dans la figure 3.1.25.

Champ simulé	Moyen ( $\mu\text{T}$ )	Crête ( $\mu\text{T}$ )	CV (%)
$B_{1,1}^+$	5,4	22,0	
$B_{1,2}^+$	4,0	9,6	
$B_{1,3}^+$	4,8	14,1	
$B_{1,4}^+$	5,2	20,7	
$B_{1,5}^+$	4,8	20,9	
$B_{1,6}^+$	4,3	14,6	
$B_{1,7}^+$	4,1	10,6	
$B_{1,8}^+$	3,9	15,5	
$B_{1,CP}^+$	17,0	38,1	38
$S_f$ (pour 1 W)	0,60	1,20	26

TABLE 3.5: Champ  $B_1^+$  et sensibilité en réception, moyens et crête, dans le cerveau, produit par les dipôles de l'antenne A8.2.2.

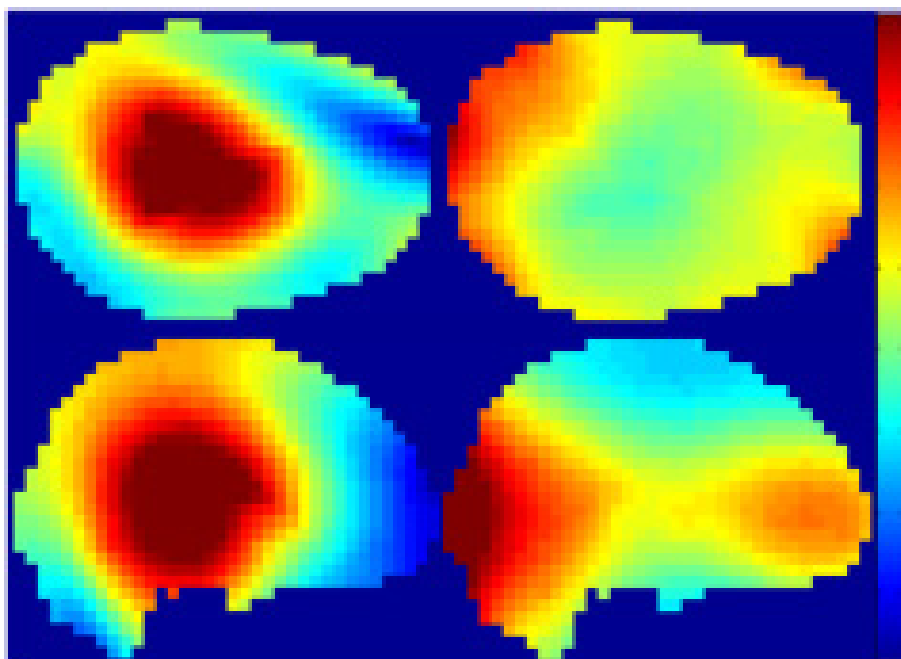


FIGURE 3.1.25: Champ  $B_1^+$  en transmission à gauche et sensibilité en réception à droite, pour une acquisition en mode pseudo-CP avec l'antenne A8.2.2, vus sur une coupe axiale et sagittale.

### 3.1.6.3 Antenne 7 T à 12 canaux, A12.1

Pour l'antenne 12 canaux, afin d'obtenir le mode CP, le déphasage entre deux dipôles pairs ou deux dipôles impairs successifs, doit être de  $60^\circ$ . Le déphasage entre les dipôles pairs et les dipôles impairs est obtenu en maximisant  $B_1^+$  au centre, ce qui donne un déphasage de  $210^\circ$  entre le dipôle 1 et le dipôle 2. Pour les résultats de champ des dipôles individuels, la puissance injectée est de 600 W. Pour le mode pseudo-CP, la puissance totale transmise est de 4800 W soit 400 W par canal. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.6.

Si l'on compare avec les résultats précédents, on observe que le champ moyen pour chaque canal est quasi identique, voire légèrement inférieur à l'antenne 8 canaux. Deux effets inverses en sont responsables : d'une part, les dipôles sont plus proches du patient, et leurs pertes sont légèrement inférieures, tendant à augmenter le champ magnétique produit, mais d'autre part, le couplage est plus fort car les dipôles sont plus proches, tendant à le diminuer. On s'attend, de façon générale à ce que, plus le nombre de dipôles est important, plus l'efficacité de chaque dipôle soit faible, à cause du couplage mutuel.

Champ simulé	Moyen ( $\mu\text{T}$ )	Crête ( $\mu\text{T}$ )	CV (%)
$B_{1,1}^+$	4,4	23,6	
$B_{1,2}^+$	5,0	24,8	
$B_{1,3}^+$	4,7	24,1	
$B_{1,4}^+$	3,0	28,9	
$B_{1,5}^+$	5,3	31,2	
$B_{1,6}^+$	5,5	31,6	
$B_{1,7}^+$	5,5	27,0	
$B_{1,8}^+$	5,4	24,4	
$B_{1,9}^+$	5,0	29,0	
$B_{1,10}^+$	5,5	29,8	
$B_{1,11}^+$	3,9	20,6	
$B_{1,12}^+$	5,0	27,7	
$B_{1,CP}^+$	15,8	32,6	39
$S_f$ (pour 1 W)	0,88	1,70	26

TABLE 3.6: Champ  $B_1^+$  et sensibilité en réception, moyens et crête, dans le cerveau, produit par les dipôles de l'antenne A12.1.

De plus, le positionnement des dipôles en quinconce, permettant la segmentation en  $z$ , diminue significativement l'efficacité du mode pseudo-CP, le champ est plus fort dans le cou et au niveau de l'occiput, mais moins fort au centre du cerveau.

Pour le mode pseudo-CP, l'augmentation du nombre de dipôles diminue la puissance disponible injectée dans chaque dipôle, la puissance totale ayant été fixée à 4800 W. Toutefois, en reconstruisant le mode pseudo-CP en sommant les champs  $B_{1,n}^+$  générés par les 12 dipôles, la valeur de  $B_{1,CP}^+$  augmente. De la même façon, la sensibilité et le DAS augmentent. En conséquence, le mode pseudo-CP est semblable en efficacité à celui de l'antenne à 8 canaux. En ce qui concerne la sensibilité en réception,  $S_f$  est de 47% plus fort en moyenne, entre l'antenne à 8 canaux et l'antenne à 12 canaux. Que ce soit en émission, en mode pseudo-CP ou en réception, l'homogénéité du champ est à peu près la même entre les antennes A8.2.2 et A12.1.

Pour le DAS 10 g maximum sur toute la tête, l'augmentation est également sensible en mode pseudo-CP, passant de 0,24 W/kg à 0,76 W/kg pour un champ magnétique de  $1 \mu\text{T}$ , soit trois fois plus élevé. Le DAS maximal se trouve à la périphérie de la tête, approcher les dipôles de la tête explique donc cette augmentation. La figure 3.1.26 présente les cartes de champ pour une coupe axiale, pour le mode pseudo-CP. La même échelle a été utilisée afin que l'on puisse comparer la figure 3.1.26 et la figure 3.1.25. La comparaison montre

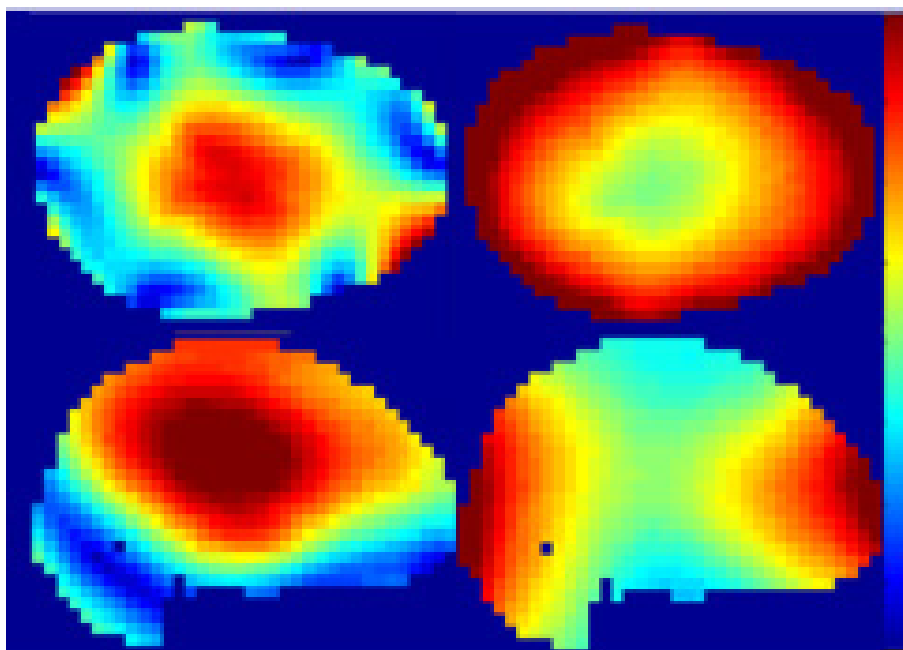


FIGURE 3.1.26: Champ  $B_1^+$  en transmission à gauche et sensibilité en réception à droite, pour une acquisition en mode pseudo-CP avec l'antenne A12.1, vus sur une coupe axiale et sagittale.

que, si l'efficacité moyenne est la même, la forme des cartes de champ est très différente entre le mode pseudo-CP donné par l'antenne A8.2.2 et l'antenne A12.1.

#### 3.1.6.4 Antenne 7 T à 12 canaux désaccordée

Afin de compléter l'étude précédente sur l'antenne A12.1, nous avons souhaité étudier le comportement des dipôles hors de leur fréquence de résonance. En modifiant significativement l'accord de l'antenne en fréquence, c'est à dire en l'accordant à une fréquence supérieure à 297,7 ou inférieure à 296,2 MHz, l'efficacité de l'antenne décroît significativement (plus de 20% de champ en moins). En accordant l'antenne à une fréquence supérieure, l'efficacité décroît toujours, même en mode pseudo-CP. En ajustant l'antenne à une fréquence inférieure de 0,5 MHz, le champ moyen augmente légèrement, ainsi que le champ pic, alors que la sensibilité en réception diminue. Le tableau 3.7 donne les résultats pour le mode pseudo-CP, avec un accord à 296,7 MHz, soit 0,5 MHz de moins que la fréquence de Larmor du système Siemens, et la sensibilité en réception pour cette même configuration.

Un autre effet, lié également à la diminution du champ à la périphérie de la tête, est que le DAS 10 g maximum dans la tête est divisé par un facteur 2 (0,34 W/kg au

lieu de 0,76 W/kg) avec cette configuration ajustée à 296,7 MHz. Cette étude d'antenne avec un accord différent montre qu'il est préférable d'ajuster l'antenne avec une fréquence légèrement inférieure à la fréquence de Larmor que le contraire. Nous verrons dans la suite que l'avantage observé en mode pseudo-CP ne se vérifie pas forcément pour une séquence de compensation de l'inhomogénéité utilisant la transmission parallèle. Rappelons que, le mode pseudo-CP reste une interférence spécifique, ses caractéristiques ne sont pas transposables à une interférence quelconque, comme nous le verrons dans la suite.

Champ simulé	Moyen ( $\mu\text{T}$ )	Crête ( $\mu\text{T}$ )	CV (%)
$B_{1,CP}^+$	17,5	34,6	40
$S_f$	0,77	1,33	22

TABLE 3.7: Champ  $B_1^+$  et sensibilité en réception, moyens et crête, dans le cerveau, produit par les dipôles de l'antenne A12.1 désaccordée à 296,7 MHz.

### 3.1.6.5 Antenne 7 T à 16 canaux, A16.1

L'antenne 16 canaux n'a jamais été construite. Pour des problèmes d'encombrement, il n'est pas possible, comme pour l'antenne 12 canaux, de placer les dipôles au plus près du patient, ils sont donc éloignés de la même distance que pour l'antenne 8 canaux. Par rapport à l'antenne 8 canaux, la principale différence vient du couplage. Il devient ici assez important pour que le champ magnétique de chaque canal soit en moyenne 39% plus faible pour la même puissance injectée. L'antenne 16 canaux est 56% moins efficace que l'antenne 8 canaux pour une puissance totale disponible égale, de 4800 W (soit 300 W par canal pour l'antenne 16 canaux). En réception par contre, la sensibilité est à peu près la même. Cette différence importante entre l'antenne 8 canaux et l'antenne 16 canaux n'est pas uniquement due au couplage mutuel. Pour l'antenne 16 canaux comme pour l'antenne 12 canaux, le système est segmenté en  $z$ , ce qui permet de mieux éclairer le dessus et le dessous de la tête mais diminue globalement l'efficacité du mode pseudo-CP moyenné sur le cerveau.

En ce qui concerne la sensibilité de l'antenne en réception, elle est proche de celle de l'antenne à 8 canaux. La différence porte principalement sur l'homogénéité, de 26% en coefficient de variation en réception, pour les antennes à 8 et 12 canaux, on atteint 42% pour l'antenne 16 canaux. Si l'homogénéité en émission peut être corrigée comme nous l'avons vu dans la section 1.2.4, l'homogénéité en réception ne peut pas, pour une séquence quelconque, être corrigée sans perte en rapport signal sur bruit.

Le DAS produit par cette antenne pour 1  $\mu\text{T}$  en émission est de 0,86 W/kg, soit plus élevé que pour l'antenne à 12 canaux. Ceci est lié à la forte puissance nécessaire pour

atteindre  $1 \mu\text{T}$  en moyenne, alors que le champ électrique à la périphérie reste très fort.

Champ simulé	Moyen ( $\mu\text{T}$ )	Crête ( $\mu\text{T}$ )	CV (%)
$B_{1,1}^+$	2,5	21,0	
$B_{1,2}^+$	2,5	14,1	
$B_{1,3}^+$	2,4	9,3	
$B_{1,4}^+$	2,6	11,7	
$B_{1,5}^+$	3,0	14,3	
$B_{1,6}^+$	3,1	16,5	
$B_{1,7}^+$	3,4	19,0	
$B_{1,8}^+$	3,3	22,5	
$B_{1,9}^+$	2,9	16,0	
$B_{1,10}^+$	2,8	15,2	
$B_{1,11}^+$	2,3	9,6	
$B_{1,12}^+$	2,8	10,8	
$B_{1,13}^+$	2,5	14,7	
$B_{1,14}^+$	2,6	13,4	
$B_{1,15}^+$	2,8	19,6	
$B_{1,16}^+$	2,9	26,0	
$B_{1,CP}^+$	7,4	15,8	39
$S_f$	0,57	1,62	42

TABLE 3.8: Champ  $B_1^+$  et sensibilité en réception, moyens et crête, dans le cerveau, produit par les dipôles de l'antenne A16.1.

### 3.1.6.6 Antenne 11,7 T à 12 canaux, B12.1

L'antenne 12 canaux à 11,7 T est similaire à l'antenne 12 canaux à 7 T quant aux paramètres du mode pseudo-CP. Les résultats canal par canal sont donnés pour 600 W par canal, et 4800 W en tout pour le mode pseudo-CP soit 400 W par canal. Le tableau 3.9 présente les résultats obtenus en émission et réception. En comparant ce tableau au tableau 3.6, on observe que l'efficacité en mode pseudo-CP est légèrement supérieure, par rapport à l'antenne 7 T, mais que la sensibilité en réception est légèrement inférieure. On retrouve le fait qu'en augmentant le champ, le rapport signal sur bruit de l'antenne est un peu plus faible. La moyenne de  $S_f$  est 24% plus faible pour l'antenne B12.1, comparée à l'antenne A12.1. Le DAS pour sa part est quasi-identique. Comme le champ  $B_0$  est plus fort, le gain en rapport signal sur bruit, entre l'IRM 7 T avec l'antenne A12.1 et l'IRM 11,7 T avec l'antenne B12.1, telles qu'elles ont été simulées, devrait être d'un facteur 2,1. L'augmentation du champ permet donc effectivement d'améliorer le rapport signal sur

bruit entre 7 et 11,7 T.

Champ simulé	Moyen ( $\mu\text{T}$ )	Crête ( $\mu\text{T}$ )	CV (%)
$B_{1,1}^+$	2,6	14,1	
$B_{1,2}^+$	4,2	19,9	
$B_{1,3}^+$	3,7	18,2	
$B_{1,4}^+$	4,3	22,0	
$B_{1,5}^+$	4,4	23,0	
$B_{1,6}^+$	4,2	22,2	
$B_{1,7}^+$	3,8	21,4	
$B_{1,8}^+$	4,0	19,0	
$B_{1,9}^+$	4,0	22,5	
$B_{1,10}^+$	4,3	22,1	
$B_{1,11}^+$	3,9	17,6	
$B_{1,12}^+$	4,1	18,4	
$B_{1,CP}^+$	17,7	47,3	58,4
$S_f$	0,67	1,14	19,2

TABLE 3.9: Champ  $B_1^+$  et sensibilité en réception, moyens et crête, dans le cerveau, produit par les dipôles de l'antenne B12.1.

### 3.1.7 Conclusion

Les premières études ont permis d'évaluer la qualité des différentes antennes à 8, 12 et 16 canaux. On a pu observer que le DAS produit par les antennes restait assez faible pour une utilisation à 7 T sans danger pour le patient, en mode pseudo-CP. Cette première étude a permis de faire une première sélection parmi les 4 antennes étudiées à 7 T : A8.1, A8.2.2, A12 et A16. A travers les premiers résultats de simulation, et une étude rapide des critères simples sur les cartes de champ, on a pu observer que les deux configurations les plus intéressantes, que ce soit en émission ou en réception, sont celles des antennes 8 canaux et 12 canaux à 7 T, avec un avantage toutefois intéressant, au moins en réception, pour l'antenne 12 canaux.

Ces antennes ne sont pas conçues pour une utilisation en mode pseudo-CP, c'est pourquoi les coefficients de variations très importants, supérieurs à 30%, obtenus en mode pseudo-CP ne sont pas significatifs des performances que l'on peut attendre en transmission parallèle en termes de compensation de l'inhomogénéité. Si l'utilisation en transmission parallèle ne change rien à la caractérisation de l'antenne en réception, on voit donc que de nouveaux critères sont nécessaires afin de valider la conception d'antenne à 12 canaux,



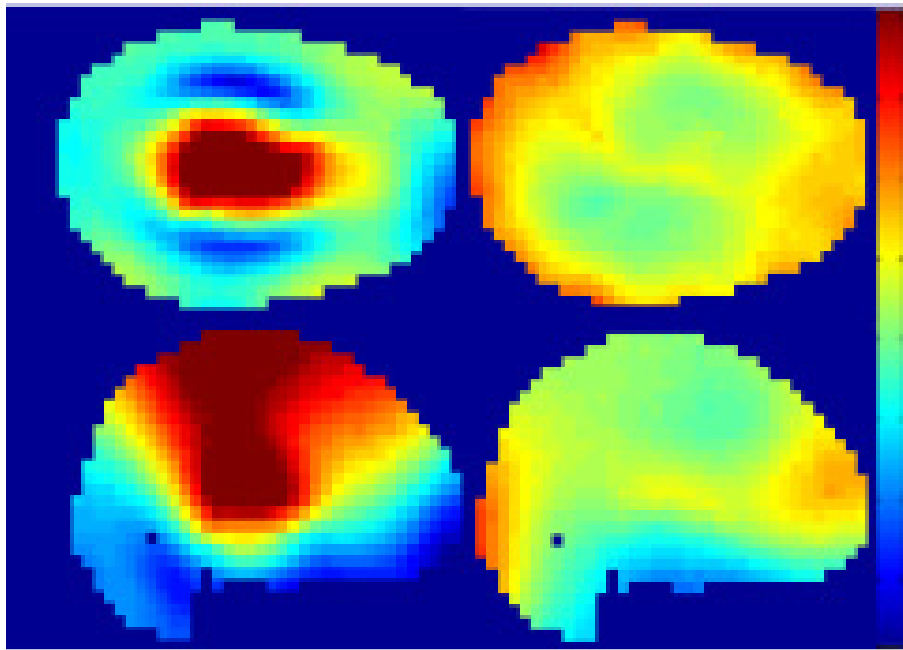


FIGURE 3.1.27: Champ  $B_1^+$  en transmission à gauche et sensibilité en réception à droite, pour une acquisition en mode pseudo-CP avec l'antenne B12.1, vus sur une coupe axiale et sagittale.

critères prenant en compte les séquences de compensation de l'angle de bascule. Dans la suite, nous considérerons que les antennes à A8.1 et A16.1 ont une efficacité en réception trop faible pour être retenues dans la suite de l'étude.

## 3.2 Comparaison avancée des performances des antennes

### 3.2.1 Critères avancés de comparaison

Nous avons présenté précédemment des critères de comparaison entre les différentes antennes qui souffraient d'un défaut majeur : ils ne prenaient pas en compte les capacités de transmission parallèle de l'antenne. Rappelons que le but de ces antennes est de proposer un moyen d'homogénéiser l'angle de bascule dans une ROI donnée. Certaines techniques d'homogénéisation ont été présentées dans la première partie portant sur l'état des connaissances. La première question qui se pose pour toute antenne à transmission parallèle est : comment évaluer la capacité de ces techniques d'homogénéisation à compenser les inhomogénéités. Nous savons qu'il est possible d'obtenir une homogénéité de bonne qualité, quelle que soit l'antenne (transmission multiple ou non), si l'on ne considère aucune

limite de temps d'impulsion, ni de DAS. En effet, des techniques d'homogénéisation comme celle des spokes [71], si on s'autorise autant d'impulsions que l'on souhaite, permettent déjà d'homogénéiser n'importe quelle ROI avec une antenne à canal unique de transmission, si tant est que le champ  $\mathbf{B}_1^+$  de l'antenne est nul en aucune position de la ROI.

Il est donc nécessaire de se donner des critères plus complexes que seulement la capacité de notre antenne à compenser l'inhomogénéité pour un nombre d'impulsions arbitraire. L'idée a donc été de définir une impulsion, avec une durée donnée, et un angle de bascule donné, et d'étudier, en fonction de contraintes d'énergie, quelle est l'homogénéité qui peut être atteinte, et quel DAS cette séquence engendrera. L'objectif est donc de répondre à la question : quelle antenne est la plus à même de produire cette impulsion, avec le moins de puissance possible, c'est à dire avec le plus faible dimensionnement des amplis, et/ou le plus faible DAS ? L'angle de bascule choisi pour tous les résultats suivants est de  $45^\circ$  et la durée d'impulsion  $250 \mu s$ . La tension nécessaire à la sortie de l'amplificateur pour obtenir  $45^\circ$  en  $250 \mu s$  est égale à la tension nécessaire pour obtenir  $180^\circ$  en 1 ms. De plus pour des angles de  $45^\circ$ , il est possible d'utiliser l'approximation des petits angles afin de générer des images en sélection de coupe. Pour la méthode d'homogénéisation par spokes 2 ou 3 impulsions sont nécessaires, on supposera que chaque impulsion dure  $250 \mu s$ , soit en tout  $500 \mu s$  pour 2 impulsions et  $750 \mu s$  pour 3 impulsions. On supposera également, pour les deux techniques présentées dans la suite (la méthode par spokes, et la méthode dite GDAI) que le temps de répétition est toujours de 25 ms. Rappelons que la puissance maximale totale que peuvent délivrer les 8 amplificateurs du système Siemens est de 4800 W. Cette puissance correspond à une tension maximale moyenne de 245 V si le nombre de canaux indépendants est de 8 (soit 600 W par canal). Pour les premières études avec 12 canaux, nous considérerons que nous possédons 12 amplificateurs de 200 V chacun (soit 300 W par canal), afin d'avoir la même puissance totale disponible.

Nous avons choisi deux méthodes de compensation qui nous semblaient complémentaires, la première a été développée spécifiquement pour la thèse et appelée "Generalized Double Acquisition Imaging". Elle permet d'étudier les capacités de shimming d'une antenne, sans utiliser d'impulsions modulées dans le temps ni de gradients. Le second est la compensation dynamique par spokes, qui permet d'obtenir des images 2D. Toutes les optimisations sont faites à partir des fonctions MATLAB décrites précédemment, *fmincon* pour les optimisations avec contrainte, et *lsqnonlin* pour les optimisations sans contrainte. Ces optimisations ne permettent d'obtenir que des minima relatifs qui dépendent du point de départ de l'algorithme. C'est pourquoi vingt points de départs ont été choisis aléatoirement pour chaque optimisation, afin d'augmenter la probabilité qu'un des minima relatifs

obtenus soit proche du minimum absolu. En tout état de cause, il est impossible de démontrer que le résultat obtenu est le minimum absolu, c'est seulement le meilleur des minima relatifs obtenus.

Pour la comparaison entre les différentes antennes, quatre critères ont été retenus. Le premier critère, qui donne la contrainte d'optimisation de la fonction  $f_{mincon}$ , est l'énergie de l'impulsion, c'est à dire l'énergie totale transmise aux antennes pendant la durée de l'impulsion. Le deuxième critère est l'homogénéité obtenue. C'est à ce critère que l'on se référera afin de comparer les antennes à séquence identique. Le troisième critère, qui est indirectement lié à l'énergie totale, est la tension maximale transmise par au moins l'un des canaux. Ce critère permet de répondre à la question du dimensionnement des amplificateurs : pour que la séquence soit réalisable, tous les amplificateurs devront être capables de produire cette tension. Le quatrième critère est le DAS maximum dans la tête produit lors de la séquence, permettant de répondre à la question de la sécurité de l'antenne.

### 3.2.2 Comparaison des performances

#### 3.2.2.1 Compensation statique avancée (GDAI) : théorie.

Le principe de la méthode en double acquisition, GDAI, pour Generalized Double Acquisition Imaging, est de reconstruire au mieux une image finale  $I_f$ , à partir de deux acquisitions indépendantes  $I_a$  et  $I_b$ . L'objectif de cette technique est d'acquérir les deux images  $I_a$  et  $I_b$  en ne faisant varier que la puissance et la phase relative entre les 8 ou 12 canaux indépendants. Cette séquence n'utilise pas les gradients pour une image 3D. Toutefois, évidemment, la sélection de coupe nécessite l'utilisation des bobines de gradients. L'un des avantages est donc que ce type d'acquisition est moins sujet à des soucis techniques indépendants de l'antenne, tant que l'IRM est capable de produire des sélections de coupe en compensation statique : les gradients de champ sont moins soumis à des changements brusques de direction, limitant les incidents liés à une surchauffe, et la compensation supporte plus facilement une désynchronisation légère entre les synthétiseurs de signaux, en particulier en acquisition 3D. La technique d'imagerie GDAI présentée a également pour avantage d'utiliser l'interface homme-machine basique du logiciel Syngo du prototype Magnetom. Ceci permet de vérifier très simplement et rapidement si une erreur a été commise lors du paramétrage de l'impulsion. Enfin, cette technique ne nécessite pas une optimisation des gradients, contrairement aux méthodes de type Transmit-SENSE, il n'est pas nécessaire de calculer les points de l'espace  $\vec{k}$  optimaux [52]. En contrepartie, cette technique n'est applicable qu'aux antennes à transmission parallèle, dont justement

nous souhaitons évaluer les performances. Tous ces avantages permettent de tester l'antenne très simplement, sans connaissances avancées sur les techniques d'homogénéisation dynamiques et en utilisant l'interface homme-machine simple du logiciel Syngo. Le travail suivant s'inspire en partie de la méthode d'acquisitions multiples proposées par Li [80] en la généralisant au cas des antennes à transmission parallèle.

Nous présenterons ici les principes fondamentaux de la méthode GDAI [81], la qualité des images que l'on peut attendre, ainsi que les limitations de cette technique pour l'imagerie clinique. Les variables  $I$ ,  $M$ ,  $B$  et  $\alpha$  utilisées dans la suite dépendent toutes de la position  $\vec{r}$ . Le principe est donc d'acquérir deux images, à partir desquelles sera construite une troisième image, appelée image finale. Dans la mesure où il n'existe aucune corrélation de bruit entre les deux acquisitions, qui ont été réalisées à des moments différents, et si l'on suppose que les deux acquisitions ont été réalisées avec la même antenne, le même patient, et la même séquence, on en déduit que la matrice de corrélation de bruit, définie dans [27], est une matrice identité, à un facteur multiplicatif prêt. La reconstruction optimale, c'est à dire celle qui minimise le bruit, donnée par Roemer est alors :

$$I_f = \sqrt{I_a^2 + I_b^2}. \quad (3.2.1)$$

Si l'on suppose qu'aucun facteur d'accélération n'a été appliqué, l'image  $I$  est liée à la sensibilité en réception  $S$  et à l'aimantation  $M_{\perp}$  par la relation :

$$I_a = SM_{\perp a}, \quad (3.2.2)$$

$$I_b = SM_{\perp b}. \quad (3.2.3)$$

On déduit de l'équation 3.2.1, l'égalité suivante :

$$I_f = SM_f, \quad (3.2.4)$$

où l'aimantation équivalente de l'excitation  $M_f$  est donnée par :

$$M_f = \sqrt{M_{\perp a}^2 + M_{\perp b}^2}. \quad (3.2.5)$$

Nous savons grâce au travail de Jinghua Wang [30] qu'il est possible d'évaluer avec une certaine précision la valeur de  $S$  partout dans l'espace. Toutefois, nous ne nous sommes pas intéressés à  $S$  afin de permettre une comparaison plus juste entre cette méthode et les

méthodes de compensation dynamiques qui ne vise à compenser que l'angle de bascule, donc  $M_{\perp}$ .

On notera  $\mathbf{B}_{1,k}^+$ , le champ produit par le canal  $k$ . Comme pour toute compensation de l'angle utilisant la transmission parallèle, il est nécessaire de mesurer la valeur de  $\mathbf{B}_{1,k}^+$  avant de calculer les paramètres de la séquence. En vertu du principe de superposition, nous savons que les champs  $\mathbf{B}_{1a}^+$  et  $\mathbf{B}_{1b}^+$  lors de la première et de la seconde acquisition sont donnés par les relations :

$$\mathbf{B}_{1a}^+ = \sum_k \mathbf{a}_k \mathbf{B}_{1,k}^+, \quad (3.2.6a)$$

$$\mathbf{B}_{1b}^+ = \sum_k \mathbf{b}_k \mathbf{B}_{1,k}^+, \quad (3.2.6b)$$

où  $\{\mathbf{a}_k\}$  et  $\{\mathbf{b}_k\}$  sont des coefficients complexes. Dans la mesure où le champ magnétique relatif entre les canaux ne varie pas pendant l'impulsion, les coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  sont constants dans le temps à un facteur de forme près (que nous noterons dans la suite  $\mathbf{v}_{sh}$ ), comme pour la compensation statique. Le critère d'optimisation de ces coefficients est l'homogénéisation de  $\mathbf{B}_{1f}^+$ , défini par :

$$B_{1f}^+ = \sqrt{|\mathbf{B}_{1a}^+|^2 + |\mathbf{B}_{1b}^+|^2}. \quad (3.2.7)$$

Nous considérerons que tous les angles utilisés dans la suite sont donnés en radians, sauf indication contraire. Aux deux champs magnétiques physiques  $\mathbf{B}_{1a}^+$  et  $\mathbf{B}_{1b}^+$ , ainsi qu'au champ magnétique équivalent  $\mathbf{B}_{1f}^+$  sont associés des angles de bascule physiques  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$  et un angle de bascule équivalent  $\alpha_f$ , donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_x &= \gamma |\mathbf{B}_{1x}^+ [\int_0^{\tau_p} \mathbf{v}_{sh}(t) dt]|, \\ x &\in \{a, b, f\}, \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

où  $\gamma$  est le facteur gyromagnétique du proton,  $\tau_p$  la durée de l'impulsion (qui est la même pour les deux images) et  $\mathbf{v}_{sh}$  la forme de l'impulsion, sinus cardinal pour une sélection de coupe, et carré pour une acquisition 3D. Les équations 3.2.7 et 3.2.8 donnent :

$$\alpha_f = \sqrt{\alpha_a^2 + \alpha_b^2}. \quad (3.2.9)$$

Pour une séquence de type écho de gradient avec détérioration de l'aimantation transversale (ou "spoiling" en anglais) ou un temps de répétition significativement supérieur à  $T_2^*$ , l'amplitude de l'aimantation transversale est donnée par :

$$\begin{aligned} M_{\perp x} &= M_{z0} \frac{(1 - E_1) \sin \alpha_x}{1 - E_1 \cos \alpha_x} E_2, \\ x &\in \{a, b\}, \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

où  $M_{z0}$  l'aimantation longitudinale au repos,  $E_1 = \exp[-T_R/T_1]$  et  $E_2 = \exp[-T_E/T_2^*]$ . Les équations 3.2.10 et 3.2.5 donnent l'aimantation transversale équivalente, précédemment notée  $M_f$ , spécifique à la méthode GDAI :

$$M_f = M_{z0}(1 - E_1) \sqrt{\frac{\sin^2 \alpha_a}{(1 - E_1 \cos \alpha_a)^2} + \frac{\sin^2 \alpha_b}{(1 - E_1 \cos \alpha_b)^2}} E_2. \quad (3.2.11)$$

La première conséquence de l'équation 3.2.11, est que l'approximation linéaire pour des petits angles et un temps de répétition assez long vaut :

$$M_f \simeq M_{z0} \sqrt{\alpha_a^2 + \alpha_b^2} E_2 \simeq M_{z0} \alpha_f E_2. \quad (3.2.12)$$

Sous cette hypothèse, l'équation 3.2.8 montre que  $M_f$  est donné par :

$$M_f = \gamma M_{z0} |B_{1f}^+| \left[ \int_0^{\tau_p} \mathbf{v}_{sh}(t) dt \right] E_2. \quad (3.2.13)$$

En d'autres termes, l'homogénéisation de  $B_{1f}^+$  dans l'équation 3.2.7 permet effectivement d'homogénéiser  $M_f$ . Cependant, le développement limité au premier ordre ne permet pas de prévoir l'homogénéité de l'image acquise avec la méthode GDAI, si l'angle est plus important ou si l'image est pondérée en  $T_1$ .

L'étape suivante a donc consisté à développer  $M_f$  au second ordre, afin de prévoir son comportement pour des angles de bascule plus important, ou des temps de répétition plus faibles :

$$M_f \simeq M_{z0} \alpha_f \left[ 1 - K \cdot \left( \frac{\alpha_f^2}{2} + \frac{(\alpha_a^2 - \alpha_b^2)^2}{2\alpha_f^2} \right) \right] E_2, \quad (3.2.14)$$

où  $K = 1/6 + E_1/(2 - 2E_1)$ . Le développement à l'ordre 2 permet de déduire que la dépendance en  $\alpha_a^2 - \alpha_b^2$  n'est pas négligeable si  $K \cdot \alpha_f^2$  est suffisamment grand. Dans ce cas, même si  $\alpha_f$  est homogène,  $M_f$  n'est pas forcément homogène, ce que l'on peut considérer comme un "artefact" propre à la séquence, artefact qui dépend de  $\alpha_a^2 - \alpha_b^2$ . Afin d'étudier l'effet de cet artefact, nous définissons une nouvelle image, notée  $I_s$  obtenue avec la même

antenne, en supposant qu'on ait physiquement produit l'aimantation  $M_f$ . Ainsi la comparaison entre  $I_s$  et le résultat  $I_f$  de la méthode GDAI permet de décrire cet artefact.  $I_s$  est défini par :

$$I_s = SM_{z0} \frac{(1 - E_1) \sin \alpha_f}{1 - E_1 \cos \alpha_f} E_2. \quad (3.2.15)$$

Le ratio entre  $I_f$  et  $I_s$  est alors donné par les équations 3.2.11 et 3.2.15 :

$$Q_f = \frac{I_f}{I_s} = \sqrt{\frac{\sin^2 \alpha_a}{(1 - E_1 \cos \alpha_a)^2} + \frac{\sin^2 \alpha_b}{(1 - E_1 \cos \alpha_b)^2} \left( \frac{1 - E_1 \cos \alpha_f}{\sin \alpha_f} \right)}. \quad (3.2.16)$$

$Q_f$  peut être vu comme une sensibilité "intrinsèque" à la méthode GDAI.

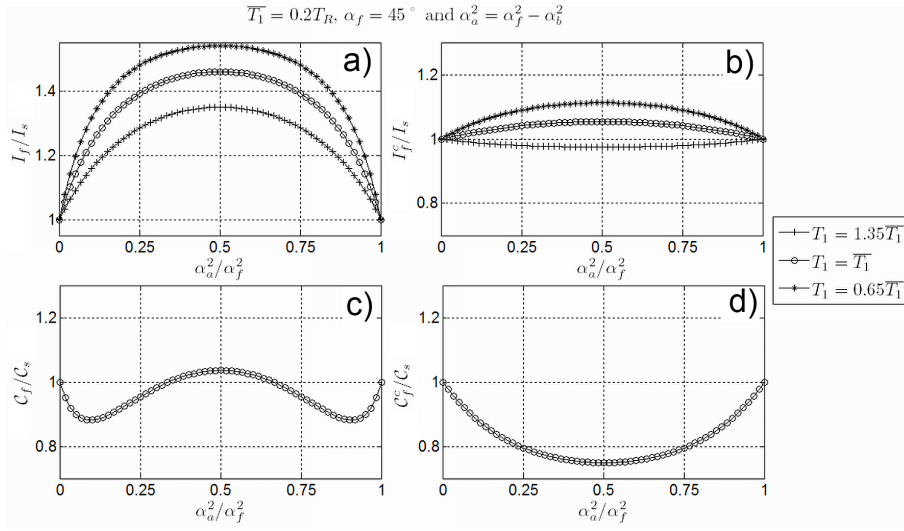


Figure 3.2.1: Artefacts  $T_1$  propres à la méthode GDAI, et correction ( $\alpha_f = 45^\circ$  et  $\overline{T_1} = 0, 2T_R$ ). (a) Ratio  $I_f/I_s$  pour une valeur  $\alpha_f$  homogène, sans correction  $T_1$ , pour  $\alpha_a \simeq \alpha_b$ , l'intensité du signal est 50% plus élevée que pour  $\alpha_a = 0$  ou  $\alpha_a = \alpha_f$ . (b) La correction réduit sensiblement l'amplitude de l'artefact  $T_1$ . (c) Sans correction  $T_1$ , le contraste en  $T_1$  varie peu, entre 0,9 et 1,05 du contraste idéal. (d) La correction  $T_1$  réduit légèrement le contraste, jusqu'à une valeur de 25%.

Nous avons également proposé une autre reconstruction de l'image finale, que nous nommerons reconstruction corrigée et que nous noterons  $I_f^c$ , qui permet de faire tendre autant que possible cette sensibilité intrinsèque  $Q_f$  vers 1. Cette reconstruction corrigée part du principe que nous avons une idée de la valeur de  $T_1$  moyenne, notée  $\overline{T_1}$ , dans notre échantillon. De façon générale, dans la suite, nous noterons avec une barre  $\bar{\cdot}$  les valeurs

moyennées sur la ROI. La valeur moyenne de  $T_1$  peut être trouvée dans la littérature, en fonction du tissu et du champ magnétique  $B_0$  [82, 83]. Une représentation de  $Q_f$  est donnée dans la figure 3.2.1a pour les paramètres suivants :  $T_R = 0.2\overline{T_1}$ ,  $0.65\overline{T_1} < T_1 < 1.35\overline{T_1}$  et  $\overline{\alpha_f} = 45^\circ$ . Pour ces paramètres, on obtient  $\overline{E_1} = 0.82$ ,  $0.76 < E_1 < 0.88$  et  $\overline{K} \cdot \alpha_f^2 = 1.5$ . La figure montre effectivement un artefact important, pouvant atteindre plus de 50% de l'intensité de l'image, en fonction de la variation de  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$  même si  $\alpha_f$  est identique partout. L'idée de la correction consiste à ajouter deux termes  $C_a$  et  $C_b$  qui dépendent de  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ . En pratique,  $I_f^c$  est construit avec la relation :

$$I_f^c = \sqrt{C_a^2 I_a^2 + C_b^2 I_b^2}, \quad (3.2.17)$$

où  $C_a$  et  $C_b$  sont donnés par :

$$C_a = \frac{1 - \overline{E_1} \cos \alpha_a}{1 - \overline{E_1} \cos \alpha_f}, \quad (3.2.18a)$$

$$C_b = \frac{1 - \overline{E_1} \cos \alpha_b}{1 - \overline{E_1} \cos \alpha_f}. \quad (3.2.18b)$$

Dans ce cas, l'estimation de  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$  est évidemment nécessaire afin d'estimer  $C_a$  et  $C_b$ . En pratique, en supposant que  $\sqrt{\alpha_a^2 + \alpha_b^2} \simeq \alpha_f$ , la solution la plus simple est d'utiliser le ratio  $I_a/I_b$  et d'en déduire  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ . L'analyse numérique des équations 3.2.2, 3.2.3 et 3.2.10, montre que les fonctions  $f_a : \alpha_a \mapsto I_a/I_b$  et  $f_b : \alpha_b \mapsto I_a/I_b$  sont injectives (c'est à dire qu'à une valeur  $I_a$  et  $I_b$  donnée n'existe qu'une seule solution  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ ) tant que  $\alpha_f$  vérifie l'inégalité  $\alpha_f \leq (1 - E_1)^{0.55} \times 180^\circ/\sqrt{2}$ . Pour  $E_1 = 0.82$ , cette inégalité est vérifiée tant que  $\alpha_f$  est inférieur à  $50^\circ$ . A partir des équations 3.2.2, 3.2.3 et 3.2.10, il est simple de calculer numériquement la fonction inverse  $f_a^{-1}(I_a/I_b)$  afin d'obtenir  $\alpha_a$  puis  $\alpha_b$ . Pour le calcul numérique de la fonction inverse, nous avons utilisé la fonction *interp1* de MATLAB, l'interpolation ayant été faite à partir du calcul de  $f_a$  sur 20 points de 0 à  $\alpha_f$ . Cette méthode permet d'avoir une approximation de l'angle en tout point avec exactement la même résolution que les images  $I_a$  et  $I_b$  sans avoir à faire de nouvelle mesure d'angle. Toutefois, afin d'éviter d'ajouter de nouvelles sources de bruit dans le calcul, les corrections  $C_a$  et  $C_b$  doivent être lissées avec un algorithme de débruitage. Si  $\alpha_f$  est trop grand, il est alors possible d'interpoler les cartes de champs mesurées  $\mathbf{B}_{1,k}^+$  afin d'en déduire  $\mathbf{B}_{1a}^+$  et  $\mathbf{B}_{1b}^+$  avec une plus grande résolution. La figure 3.2.1b montre que le ratio  $I_f^c/I_s$  est grandement améliorée, tant que la valeur de  $T_1$  n'est pas trop éloignée de celle de  $\overline{T_1}$  (plus ou moins 35% de variation). L'amplitude de l'artefact précédemment observé n'est alors plus que de 5% par rapport à l'amplitude de  $M_f$ .



Afin de compléter cette étude théorique de la méthode GDAI, nous avons choisi de présenter les variations de contraste  $T_1$  en fonction des angles  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ , ainsi que le rapport signal sur bruit final de l'acquisition. Définissons tout d'abord le contraste par la relation suivante [83] :

$$C = \frac{dI}{dT_1}. \quad (3.2.19)$$

Les contrastes  $C_f$ ,  $C_s$  et  $C_f^c$  sont ceux des images  $I_f$ ,  $I_s$  et  $I_f^c$  respectivement. Les ratios de contraste  $C_f/C_s$  et  $C_f^c/C_s$  sont présentés dans les figures 3.2.1c et 3.2.1d avec les paramètres précédents. Ces figures montrent que l'image non corrigée  $I_f$  peut présenter un contraste significativement différent de  $I_s$  en fonction de  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ . L'image corrigée en amplitude ne permet pas de corriger le contraste, on observe alors que le contraste de  $I_f^c$  peut être jusqu'à 25% inférieur à celui de  $I_s$ , mais varie plus lentement en fonction de  $\alpha_a$  et  $\alpha_b$ .

Concernant le rapport signal sur bruit, nous souhaitons nous assurer qu'une telle reconstruction ne dégrade pas significativement la qualité de l'image. Afin de le vérifier, nous avons décomposé les deux images en une partie "signal" et une partie "bruit" :

$$I_a = S_a + N_a, \quad (3.2.20)$$

$$I_b = S_b + N_b, \quad (3.2.21)$$

où  $S$  est le signal que l'on aurait obtenu avec une acquisition sans bruit et  $N$  est une distribution de bruit, dont on supposera que l'espérance (notée  $E$ ) est nulle. De cette hypothèse, on déduit :  $E(I) = S$ , et  $\sigma(I) = \sigma(N)$ . On supposera également, comme expliqué précédemment que les deux acquisitions ont été faites avec exactement la même séquence, afin que le bruit des deux acquisitions soit exactement identique :  $\sigma_N = \sigma(N_a) = \sigma(N_b)$ . D'après les équations 3.2.1, 3.2.20 et [3.2.21], l'image finale suit la relation :

$$I_f = \sqrt{S_a^2 + S_b^2} \cdot \sqrt{1 + \frac{2(N_a S_a + N_b S_b) + N_a^2 + N_b^2}{S_a^2 + S_b^2}}. \quad (3.2.22)$$

Le rapport signal sur bruit est défini par le ratio entre l'espérance et l'écart type de l'image :

$$S/B_I = \frac{E(I)}{\sigma(I)}. \quad (3.2.23)$$

Si au moins l'une des deux acquisitions a un rapport signal sur bruit significativement plus grand que 1 (en pratique, supérieur à 3), ce qui est a priori toujours le cas en tout point, car  $I_a$  et  $I_b$  sont complémentaires lors d'une acquisition GDAI, l'approximation linéaire de l'équation 3.2.22 donne :

$$I_f \simeq \sqrt{S_a^2 + S_b^2} + \frac{N_a S_a + N_b S_b}{\sqrt{S_a^2 + S_b^2}}. \quad (3.2.24)$$

Comme les deux acquisitions ont été faites à différents moments, leur bruit n'est pas corrélé, c'est à dire que la covariance entre  $N_a$  et  $N_b$  est nulle. A partir des équations 3.2.24 et 3.2.23, on obtient le rapport signal sur bruit de  $I_f$  :

$$S/B(I_f) \simeq \frac{\sqrt{S_a^2 + S_b^2}}{\sigma} \simeq \sqrt{S/B_{Ia}^2 + S/B_{Ib}^2}. \quad (3.2.25)$$

L'équation 3.2.25 montre que le rapport signal sur bruit final est toujours supérieur au rapport signal sur bruit des deux acquisitions, tant que la correction de l'artefact  $T_1$  n'est pas appliquée. Il est notable d'ailleurs que pour l'approximation petit angle et grand temps de répétition, le rapport signal sur bruit est le même que celui de l'acquisition équivalente d'angle physique  $\alpha_f$ . Cependant, avec la correction de l'artefact  $T_1$ , la même analyse avec développement limité du rapport signal sur bruit donne :

$$SNR(I_f^c) \simeq \frac{C_a^2 S_a^2 + C_b^2 S_b^2}{\sigma \sqrt{C_a^4 S_a^2 + C_b^4 S_b^2}}. \quad (3.2.26)$$

En utilisant les équations 3.2.26 et 3.2.25 avec les paramètres de la figure 3.2.1, on observe que le rapport signal sur bruit décroît de 9% avec la correction, ce qui n'est presque pas observable en pratique sur l'image finale.

### 3.2.2.2 GDAI : Méthode

Dans la suite de la partie 3.2, tous les résultats présentés avec la méthode GDAI ont été obtenus à partir des simulations, afin de comparer les antennes entre elles. L'objectif a donc été d'homogénéiser  $M_f$ , à partir des cartes de champs des simulations. On définit notre critère d'homogénéisation  $J_f$  à partir de l'homogénéisation de  $\alpha_f$  :

$$J_f(a_k, b_k) = \int_{ROI} [\alpha_f(\vec{r}) - \alpha_T]^2 d\vec{r}, \quad (3.2.27)$$

où  $\alpha_T$  est l'angle de bascule cible. Rappelons que  $\alpha_f$  n'est qu'un élément de calcul, ce n'est pas un angle physique. Cet angle de bascule cible importe peu si aucune contrainte n'est donnée, car il suffit de multiplier le champ par un facteur  $k$  pour obtenir un angle  $k\alpha_f$ , mais dans le cas d'une optimisation avec contrainte, il est important que la contrainte soit adaptée à l'angle cible.

La séquence GDAI ne nécessite l'optimisation que des coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$ . Si le nombre de canaux est égal à 8, cela représente 16 coefficients complexes à optimiser. Pour l'optimisation de  $J_f$  sans contrainte, nous avons donc utilisé la fonction *lsqnonlin* présentée précédemment, en donnant pour coefficients à optimiser les parties réelles et imaginaires

de  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$ . Pour l'optimisation avec contrainte, la fonction *fmincon* remplace la fonction *lsqnonlin*.

Contrairement aux techniques de type transmit-SENSE, pour la méthode GDAI, l'augmentation du nombre d'impulsions au-delà de 2 ne permet pas d'améliorer significativement la qualité du shimming, en particulier en 3 dimensions. Généralement, les optimisations ont été faites, pour la méthode GDAI 3D, sans contrainte et avec contrainte (400 mJ). Si le résultat sans contrainte donne un résultat nécessitant moins de 400 mJ, aucune optimisation avec contrainte n'a été calculée.

La seconde séquence est une séquence 2D avec sélection de coupe dans la direction axiale. Comme nous l'avons précisé dans la partie portant sur l'état des connaissances, la puissance nécessaire pour une impulsion 2D dépend de la précision que l'on souhaite sur la sélection de coupe. Nous prendrons pour nos calculs le cas d'une excitation 2D avec 3 lobes, prenant en compte les coefficients 4,4 en tension et 4,6 en énergie, décrits dans le tableau 1.1. Il conviendra ensuite, pour un nombre de lobes différent de se rapporter à ce même tableau pour connaître la puissance effective nécessaire. Pour les acquisitions en sélection de coupe, toutes les optimisations ont été faites avec une contrainte en énergie. L'énergie nécessaire à l'acquisition est donnée par :

$$E_{tot} = \sum^k (|\mathbf{a}_k|^2 + |\mathbf{b}_k|^2) \cdot \int_{-T_P/2}^{T_P/2} \mathbf{v}_{sh}(t) dt. \quad (3.2.28)$$

$\mathbf{v}_{sh}$  est le facteur de forme compris entre 0 et 1,  $T_P$  désigne le temps d'impulsion et  $Z_0$  l'impédance d'entrée de l'antenne. Nous avons observé que l'évolution de l'homogénéité en fonction de la contrainte n'est pas simple à prévoir. C'est pourquoi un grand nombre d'optimisations non linéaires ont été faites avec des points de départ et des contraintes en énergie différents. L'optimisation sélectionnée est celle qui permet d'obtenir une homogénéité la plus proche de 5% avec le moins d'énergie possible. Deux séquences ont été simulées en 2D, l'une sur une coupe axiale et l'autre sur une coupe sagittale, afin d'étudier l'effet de la segmentation en  $z$ .

Notons que le temps de répétition étant de 25 ms pour une impulsion de 250  $\mu s$ , le cycle utile n'est que de 1%. Le DAS sera donc toujours donné pour ce temps de répétition, que ce soit en 2 ou 3 dimensions. Si la puissance disponible en sortie des amplificateurs ne permet pas d'obtenir l'angle de bascule de 45° en 250  $\mu s$ , la durée minimale d'impulsion, pour le dimensionnement des amplificateurs et l'angle de 45° est indiquée.

### 3.2.2.3 Compensation dynamique : spokes [1].

Des comparaisons sont proposées dans la suite entre les antennes à partir de la méthode GDAI, dans les plans axiaux et sagittaux. Toutefois, nous avons pu voir les limites de cette méthode d'homogénéisation, le résultat n'étant pas une homogénéisation physique de l'angle de bascule. Notre objectif était pourtant de démontrer qu'avec cette séquence, il était possible effectivement de prévoir la capacité d'une antenne à homogénéiser l'angle pour n'importe quelle séquence IRM, donc en particulier pour des séquences de compensation dynamique. C'est pourquoi nous avons choisi une méthode de compensation permettant d'obtenir des images en 2D, c'est à dire avec sélection de coupe, décrite par Kawin Setsompop dans [1]. Nous avons simulé cette séquence, dite séquence en "spokes", afin d'avoir un critère supplémentaire pour la comparaison entre antennes basé sur la compensation dynamique. La méthode de compensation par spokes n'est présentée que pour des coupes axiales, où elle est la plus performante. De plus, en imageant par des sélections de coupe axiales, les tissus du cou, qui ne nous intéressent pas pour l'imagerie du cerveau, ne sont pas imagés.

Pour l'imagerie avec l'IRM 7 T, nous avons observé que nous pouvions obtenir d'excellents résultats avec seulement 2 impulsions, c'est pourquoi nous n'avons présenté que ce cas à 7 T. A 11,7 T toutefois, les résultats avec 2 impulsions n'étant pas toujours satisfaisants, nous présenterons des résultats pour 3 impulsions. Le plan axial, plan de la sélection de coupe est représenté par les axes  $x$  et  $y$  dans le repère du laboratoire, et  $k_x$ ,  $k_y$  dans l'espace  $k$ . La zone d'intérêt dans laquelle l'image est acquise a une taille de l'ordre de  $24 \times 24$  cm. Si l'on note  $d_{FOX} = 24$  cm, soit la taille d'un côté de cette zone d'intérêt, les points  $\vec{k}_a$ ,  $\vec{k}_b$  et  $\vec{k}_c$  utilisés dans l'espace  $(k_x; k_y)$  seront définis par :  $k_a = \frac{2\pi}{d_{FOX}}(1, 4; -0, 6)$ ,  $k_b = \frac{2\pi}{d_{FOX}}(1, 4; 0, 6)$  et  $k_c = \frac{2\pi}{d_{FOX}}(0; 0)$ . Ces valeurs ont été utilisées par les chercheurs du laboratoire de RMN de Neurospin, elles ont été reprises telles quelles pour les optimisations suivantes.

L'équation 1.3.17 donne l'angle de bascule de cette séquence, noté  $\alpha_{sp}$ , pour deux impulsions. Pour trois impulsions,  $\alpha_{sp}$  est donné par :

$$\alpha_{sp} = \left| \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1a}^+ dt \right] e^{-i(\vec{k}_c - \vec{k}_a) \cdot \vec{r}} + \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1b}^+ dt \right] e^{-i(\vec{k}_c - \vec{k}_b) \cdot \vec{r}} + \left[ \int_{-T_p/2}^{T_p/2} \gamma \mathbf{B}_{1c}^+ dt \right] \right|. \quad (3.2.29)$$

On peut représenter  $\mathbf{B}_{1a}^+$ ,  $\mathbf{B}_{1b}^+$  et  $\mathbf{B}_{1c}^+$  à partir des coefficients complexes d'émission  $\mathbf{a}_k$ ,  $\mathbf{b}_k$ ,  $\mathbf{c}_k$  et un facteur de forme  $\mathbf{v}_{sh}$  qui permet de produire la sélection de coupe, c'est à dire, généralement un facteur de forme en sinus cardinal. Le nouveau critère d'optimisation pour

les spokes est donné par :

$$J_{sp}(\mathbf{a}_k, \mathbf{b}_k, \mathbf{c}_k) = \int_{ROI} [\alpha_{sp}(\vec{r}) - \alpha_T]^2 d\vec{r}. \quad (3.2.30)$$

Comme précédemment, les valeurs de simulation sont données pour une impulsion 2D comportant 3 lobes. On se référera également au tableau 1.1 pour un nombre de lobes différent. Cette sélection de coupe dans la direction axiale suit la démarche précédemment expliquée pour les spokes. Un grand nombre de simulations ont également été entreprises afin de choisir la séquence qui permet d'obtenir une homogénéité de 5% avec le moins d'énergie possible.

### 3.2.3 Applications aux antennes 7 T : résultats de simulation.

#### Comparaison sur le modèle anatomique.

##### 3.2.3.1 Antenne 7 T à 8 canaux A8.2.2

Pour l'antenne A8.2.2, l'homogénéisation avec la technique GDAI en 3D est donnée par le tableau 3.10. Le DAS est donné pour la première acquisition et la seconde acquisition. Rappelons que l'angle de bascule cible est  $45^\circ$  en  $250 \mu s$ . Pour cette cible, la tension nécessaire est de 137 V sans contrainte. Si l'on considère un cycle utile de 1%, le DAS ne dépasse, pour aucune des deux acquisitions 0,071 W/kg, soit 140 fois moins que la limite autorisée. Il est donc encore possible de diminuer sensiblement le temps de répétition, sans dépasser les limites de DAS. Pour la séquence GDAI, le coefficient de variation en 3D est élevé, plus de 10%, même sans contrainte. La contrainte ne change d'ailleurs que bien peu le résultat, aussi bien en coefficient de variation qu'en DAS et en tension.

Séquence	Énergie (mJ)	CV(%)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI 3D	660	11,0	137	0,049/0,071
GDAI 3D contraint	400	12,1	134	0,045/0,047

TABLE 3.10: Optimisations avec l'algorithme GDAI en 3D avec et sans contrainte, avec l'antenne A8.2.2.

En ce qui concerne l'acquisition GDAI 2D axiale, on observe que le coefficient de variation varie significativement avec les contraintes. Le graphique 3.2.2 montre l'évolution du coefficient de variation avec la contrainte. On observe qu'au-delà de 800 mJ, le coefficient de variation atteint une limite, proche de 2%. Le coefficient de variation de 5% est atteint à une énergie de 583 mJ. Le DAS correspondant est de 0,092 W/kg pour la première impulsion et 0,109 W/kg pour la seconde. La tension nécessaire est ici de 300 V crête.

Cette tension est trop élevée par rapport au dimensionnement des amplificateurs. Le temps d'impulsion minimum pour atteindre les  $45^\circ$  devra alors être allongé à  $306 \mu\text{s}$  afin de ne pas dépasser  $245 \text{ V}$  crête, tension maximale qui peut être délivrée par les amplificateurs.

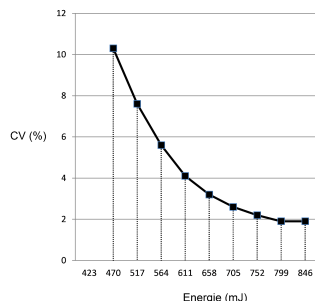


FIGURE 3.2.2: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI 2D axiale avec l'antenne A8.2.2.

Dans le plan sagittal, la séquence GDAI à 8 canaux demande encore bien plus de puissance pour atteindre les 5% de coefficient de variation. Le coefficient de variation décroît en effet plus lentement avec la contrainte. Les résultats sont donnés dans la figure 3.2.4. Là où  $583 \text{ mJ}$  étaient nécessaires en coupe axiale, c'est ici  $6146 \text{ mJ}$  qui sont nécessaires, soit plus de 10 fois plus. La tension nécessaire monte également à  $1173 \text{ V}$  et le DAS à  $1,48$  et  $1,01 \text{ W/kg}$ . Une telle impulsion ne peut être émise avec un temps d'impulsion inférieur à  $1,2 \text{ ms}$ . La difficulté à homogénéiser selon un axe sagittal vient sans doute du fait qu'il n'y a pas de réel degré de liberté dans la direction  $z$ . En effet, les dipôles sont placés en cercle à différentes positions dans le plan  $x, y$ , mais possèdent tous la même coordonnée en  $z$ . La figure 3.2.3 expose les résultats pour la méthode GDAI, en termes d'homogénéité du champ, pour l'antenne A8.2.2. Les champs sont représentés, dans la coupe axiale et sagittale d'optimisation, l'histogramme est indiqué à leur droite.

Pour les spokes, une seule excitation, produite à partir de 2 impulsions, est faite pour chaque coupe, un seul DAS est donc calculé pour cette séquence. On observe que la courbe pour les spokes (figure 3.2.5) est très semblable à la courbe pour la méthode GDAI selon la même coupe axiale (figure 3.2.2). Ceci montre que la compensation selon la méthode GDAI est représentative de ce que l'on peut obtenir avec des méthodes de compensation dynamique. Le coefficient de variation de 5% est atteint pour une énergie de  $649 \text{ mJ}$ . Le DAS atteint, pour une impulsion de  $250 \mu\text{s}$ , deux spokes et un temps de répétition de  $250 \text{ ms}$ , est de  $0,16 \text{ W/kg}$ , ce qui est toujours très inférieur à la limite autorisée. Cette impulsion nécessite une tension maximale de  $414 \text{ V}$ , limitant le temps d'impulsion à  $420 \mu\text{s}$ .

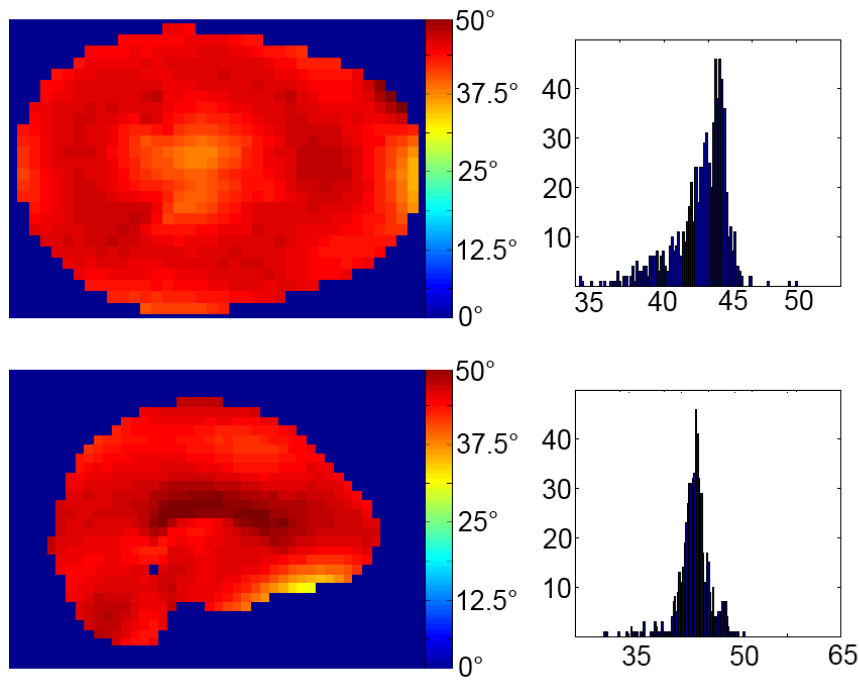


FIGURE 3.2.3: Optimisations 2D GDAI sur une coupe axiale (haut) et une coupe sagittale (bas), avec l'antenne A8.2.2. A gauche est présentée la coupe homogénéisée, et à droite l'histogramme des angles, dans la coupe considérée. Tous les coefficients de variation pour les images 2D GDAI sont de 5%.

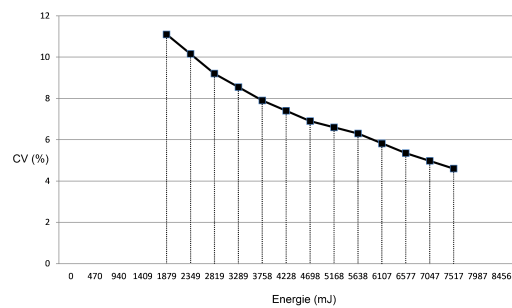


FIGURE 3.2.4: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI 2D sagittale avec l'antenne A8.2.2.

Comme deux impulsions ont été produites, pour chaque excitation, le temps d'impulsion total est de  $840 \mu\text{s}$ . Le tableau 3.11 récapitule tous les résultats obtenus avec l'antenne A8.2.2.

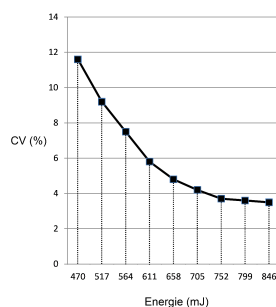


FIGURE 3.2.5: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation en spokes axiale avec l'antenne A8.2.2.

Séquence	Énergie (mJ)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI axial	583	300	0,092/0,109
GDAI sagittal	6146	1173	1,48/1,01
2 spokes axial	649	414	0,16

TABLE 3.11: Optimisations 2D avec contrainte visant à obtenir un coefficient de variation de 5% dans la coupe considérée. Antenne A8.2.2.

### 3.2.3.2 Antenne 7 T à 12 canaux

Pour l'antenne à 12 canaux, l'homogénéisation avec la technique GDAI en 3D est donnée par le tableau 3.12. Le DAS est toujours donné pour la première acquisition et la seconde acquisition. L'angle de bascule cible est toujours de  $45^\circ$  en  $250 \mu s$ . Pour cette cible, la tension nécessaire est de 226 V sans contrainte. On voit avec l'antenne 12 canaux que la contrainte est effectivement intéressante si l'on souhaite réduire significativement la tension maximale injectée. Le DAS diminue d'environ 25% entre l'acquisition avec contrainte, et l'acquisition sans contrainte. Il ne dépasse jamais 0,12 W/kg pour un cycle utile de 1%, ce qui montre qu'il est encore possible d'augmenter sensiblement le cycle utile sans danger. Le coefficient de variation de l'homogénéité est de 6,1% sans contrainte et 6,6% avec contrainte, soit bien inférieur aux résultats obtenus avec l'antenne A8.2.2. Comme avec les critères sommaires, l'antenne 12 canaux est meilleure que l'antenne 8 canaux. Ces résultats étaient prévisibles, d'après l'article [6]. Nous avons montré que seules 4 canaux supplémentaires sont nécessaires pour améliorer significativement le coefficient de variation.

Comme précédemment, dans la direction axiale, la qualité de la séquence GDAI dépend fortement de la contrainte. Le graphique 3.2.2 montre l'évolution du coefficient de variation avec la contrainte. Comme nous nous y attendons, l'antenne 12 canaux est toujours plus



Séquence	Énergie	CV	Tension	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI 3D	1891 mJ	6,1 %	226 V	0,081/0,117
GDAI 3D contraint	400 mJ	6,6 %	95 V	0,079/0,069

TABLE 3.12: Optimisations avec l'algorithme GDAI en 3D avec et sans contrainte, avec l'antenne A12.1.

efficace que l'antenne 8 canaux. On observe qu'au-delà de 550 mJ, le coefficient de variation ne décroît plus. Le coefficient de variation atteint 5% pour une énergie de 363 mJ. La tension nécessaire est de 189 V au maximum sur l'un des canaux pour atteindre un angle de 45° avec une impulsion de 250  $\mu$ s. La limite donnée est de 200 V pour 12 canaux. Ceci signifie qu'il est effectivement possible de produire une excitation de 45° en 250  $\mu$ s. Les résultats sont donc significativement meilleurs, l'énergie nécessaire est environ 1,6 fois plus faible, comparés à l'antenne 8 canaux, pour la méthode GDAI selon le plan axial.

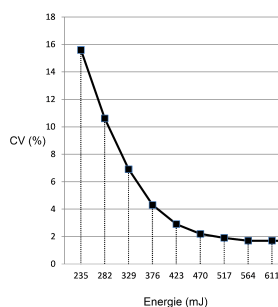


FIGURE 3.2.6: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI 2D axiale avec l'antenne A12.1.

L'antenne 12 canaux possédant une segmentation en  $z$ , on s'attend à ce que la séquence dans le plan sagittal soit plus simple à réaliser que pour l'antenne 8 canaux. Comme précédemment, pour l'antenne à 8 canaux, la décroissance du coefficient de variation est plus lente pour une coupe sagittale que pour une coupe axiale. L'énergie nécessaire pour atteindre 5% est de 898 mJ, à comparer aux 363 mJ de la coupe axiale. La tension nécessaire est de 336 V, ce qui implique que la durée minimale de l'impulsion est de 343  $\mu$ s. Si l'on compare les résultats obtenus avec 8 et 12 canaux, pour la coupe sagittale, on observe toutefois que l'antenne à 12 canaux est bien plus efficace. L'énergie nécessaire est en effet près de 7 fois plus faible. La segmentation en  $z$  qui donne un "degré de liberté" en  $z$  pour l'homogénéisation dans cette direction est sans doute également l'un des facteurs permettant de faciliter l'homogénéisation selon la coupe sagittale. La figure 3.2.7 expose les résultats pour la méthode GDAI, en termes d'homogénéité, pour l'antenne A12.1.

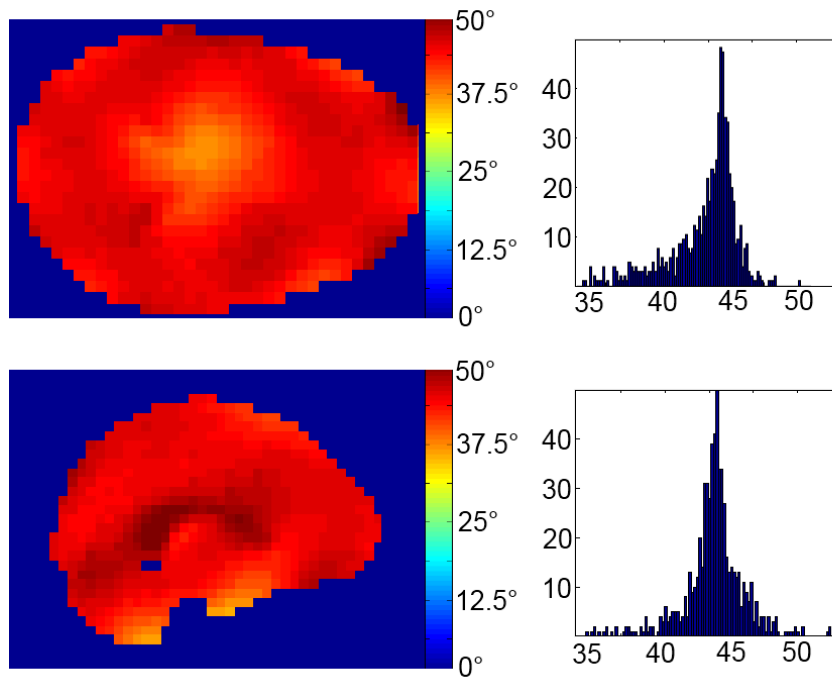


FIGURE 3.2.7: Optimisations 2D GDAI sur une coupe axiale (haut) et une coupe sagittale (bas), avec l’antenne A12.1. A gauche est présentée la coupe homogénéisée, et à droite l’histogramme des angles, dans la coupe considérée. Le coefficient de variation est de 5% pour les deux coupes.

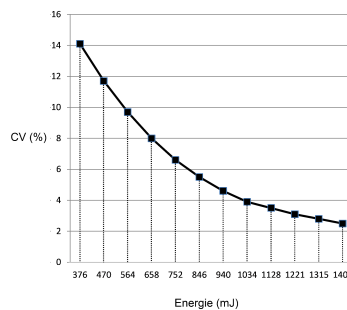


FIGURE 3.2.8: Variation du coefficient de variation de l’homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI sagittale avec l’antenne A12.1.

Enfin, en ce qui concerne la compensation par spokes, la figure 3.2.9 montre que l’antenne 12 canaux est toujours plus efficace que l’antenne 8 canaux. L’énergie nécessaire pour atteindre les 5% est ici de 369 mJ contre 649 mJ pour l’antenne 8 canaux. Cette plus grande efficacité ne permet toutefois pas de diminuer le DAS, qui vaut 0,18 W/kg pour

l'impulsion de  $250 \mu\text{s}$ , soit un peu plus que pour l'antenne 8 canaux. La tension maximale nécessaire est de  $230 \text{ V}$ , limitant la durée de l'impulsion à  $288 \mu\text{s}$ . Tous ces résultats sont significativement meilleurs que pour l'antenne 8 canaux, sauf pour le DAS. Le tableau 3.13 récapitule les résultats obtenus avec l'antenne A8.2.2.

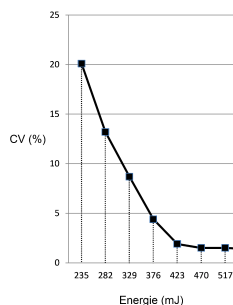


FIGURE 3.2.9: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation en spokes axiale avec l'antenne A12.1.

Séquence	Énergie (mJ)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI axial	363	189	0,094/0,136
GDAI sagittal	898	336	0,319/0,573
2 spokes axial	369	230	0,18

TABLE 3.13: Optimisations 2D avec contrainte visant à obtenir un coefficient de variation de 5% dans la coupe considérée. Antenne A12.1.

### 3.2.3.3 Antenne 7 T à 12 canaux désaccordée

Pour l'antenne à 12 canaux désaccordée, l'homogénéisation avec la technique GDAI en 3D est donnée par le tableau 3.14. Pour  $45^\circ$  en  $250 \mu\text{s}$ , la tension nécessaire est de  $250 \text{ V}$  sans contrainte. Comme précédemment, on voit avec l'antenne 12 canaux que la contrainte est intéressante, car elle permet toujours de réduire significativement la tension nécessaire en sortie d'amplificateur à  $103 \text{ V}$ . Le DAS quant à lui diminue de  $37\%$  avec contrainte. Si l'on compare les résultats entre l'antenne bien accordée et l'antenne accordée à  $296,7 \text{ MHz}$ , on observe que, pour l'optimisation avec contrainte, le coefficient de variation est plus fort pour l'antenne mal accordée, et la tension nécessaire en sortie d'amplificateur est légèrement plus importante. Le DAS est environ  $15\%$  plus faible. Le coefficient de variation de l'homogénéité est plus élevé pour l'antenne désaccordée. On en déduit donc qu'il n'est pas intéressant de désaccorder volontairement l'antenne. Toutefois, ceci montre que l'accord de l'antenne n'est pas critique, tant que l'on reste dans une plage de  $0,5 \text{ MHz}$ .

Séquence	Énergie	CV	Tension	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI 3D	1865 mJ	5,7 %	250 V	0,113/0,091
GDAI 3D contraint	400 mJ	7,7 %	103 V	0,059/0,069

TABLE 3.14: Optimisations avec l'algorithme GDAI en 3D avec et sans contrainte, avec l'antenne A12.1 désaccordée de 0,5 MHz.

Les résultats pour les compensations GDAI selon une coupe axiale ou sagittale, et pour la compensation par spokes donnent des résultats similaires. De façon générale, pour obtenir la même homogénéité, l'antenne désaccordée a besoin jusque 20% d'énergie en plus, et les valeurs de DAS sont très proches. Ceci montre que le fort gain observé pour le mode pseudo-CP ne se vérifie pas pour une optimisation en transmission parallèle, mais que la différence est assez peu importante pour pouvoir être négligée. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.15.

Séquence	Énergie (mJ)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI axial	423	237	0,17/0,17
GDAI sagittal	1315	336	0,217/0,684
2 spokes axial	390	304	0,18

TABLE 3.15: Optimisations 2D avec contrainte visant à obtenir un coefficient de variation de 5% dans la coupe considérée. Antenne A12.1 désaccordée.

### 3.2.3.4 Conclusion sur les antennes 7 T

L'énergie nécessaire pour obtenir les 5% d'homogénéité est à peu près la même, lorsque l'on compare la méthode GDAI et les spokes pour deux impulsions. Ainsi, en ce qui concerne l'homogénéisation sur un plan axial, la meilleure antenne pour la méthode GDAI est également la meilleure antenne pour la méthode spokes, c'est à dire l'antenne A12.1. L'antenne A12.1 est également la meilleure pour la compensation 2D dans un plan sagittal et pour la compensation 3D dans le cerveau. On peut donc raisonnablement supposer que pour la plupart des autres techniques de compensation dynamique, l'antenne 12 canaux sera toujours globalement meilleure que l'antenne A8.2.2.

On peut voir deux raisons principales aux résultats obtenus avec l'antenne 12 canaux. D'une part, possédant plus de canaux que l'antenne 8 canaux, elle donne plus de degrés de liberté, et ainsi plus de coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  à optimiser. D'autre part, comme on l'a vu dans la section 3.1.6.3, l'antenne 12 canaux, de forme ovoïde, est plus efficace, par conséquent, elle nécessite toujours moins d'énergie pour obtenir la même homogénéité.

Pour l'antenne 11,7 T, rappelons que la différence entre l'antenne A12.1 et B12.1 est la dimension des condensateurs d'accord. En réduisant la valeur des condensateurs aux extrémités, la fréquence de résonance des antennes de type A12.1 et B12.1 augmente, passant de 297,2 MHz pour le dipôle A12.1 à 500 MHz pour le dipôle B12.1. Le reste du dipôle est identique. Nous avons choisi de ne présenter ici que l'antenne 12 canaux B12.1.

### 3.2.4 Applications à l'antenne 11,7 T, B12.1.

L'objectif de cette section est de donner des éléments de comparaison entre l'antenne à 11,7 T et l'antenne à 7 T pour 12 canaux avec la même architecture d'antenne. La différence de fréquence fait que l'on s'attend à observer une variation plus importante et plus rapide du champ dans la tête. En effet, la longueur d'onde, déjà proche de la taille de la tête devient encore plus faible, et l'on s'attend à ce que l'homogénéisation soit encore plus difficile à obtenir.

On cherche toujours l'énergie minimale nécessaire pour atteindre 5% d'homogénéité avec l'antenne B12.1. Pour la méthode GDAI 3D, on observe que le coefficient de variation optimal que l'on peut atteindre est de 11,3%, au lieu de 6,1% précédemment. Ceci vérifie bien notre assertion précédente, en augmentant le champ, l'homogénéisation est de plus en plus complexe. La tension nécessaire, ainsi que le DAS restent raisonnables bien que légèrement plus élevés que pour l'antenne à 7 T.

Pour l'optimisation 2D, l'énergie nécessaire est 2 fois plus importante en GDAI axial, et environ de moitié supérieure en GDAI sagittal. Ceci montre que l'IRM 11,7 T avec cette antenne nécessitera plus de budget de puissance, et donc qu'il est nécessaire de dimensionner les amplificateurs pour une puissance maximale au moins deux fois supérieure à la puissance des amplificateurs utilisés à 7 T, si l'on souhaite obtenir des impulsions de même durée. Le DAS est également significativement plus élevé, il est donc nécessaire de mieux le contrôler à 11,7 T, afin de ne pas mettre en danger le patient. La figure 3.2.10 expose les résultats pour la méthode GDAI, en termes d'homogénéité du champ, pour l'antenne B12.1.

Concernant les spokes, si l'on table pour un dimensionnement double, en puissance disponible, il est nécessaire de monter à 3 spokes, au lieu de 2, afin d'obtenir une homogénéité de 5 %. En effet, la puissance nécessaire pour atteindre 5% avec 2 spokes uniquement est trop importante si l'on souhaite garder une durée totale d'impulsion assez courte. Comme pour la méthode GDAI, on observe que l'homogénéisation du champ est plus difficile à obtenir à 11,7 T qu'à 7 T.

Séquence	Énergie	CV	Tension	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI 3D	578 mJ	11,3 %	134 V	0,169/0,132
GDAI 3D contraint	400 mJ	12,4 %	101 V	0,122/0,087

TABLE 3.16: Optimisations avec l'algorithme GDAI en 3D avec et sans contrainte, avec l'antenne B12.1.

Séquence	Énergie (mJ)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI axial	893	308	0,189/0,237
GDAI sagittal	1795	566	0,390/1,381
2 spokes axial	2349	528	1,081
3 spokes axial	752	244	0,155

TABLE 3.17: Optimisations 2D avec contrainte visant à obtenir un coefficient de variation de 5% dans la coupe considérée. Antenne B12.1.

### 3.2.5 Conclusions

Les simulations avec une antenne à 8 canaux ont montré à 7 T qu'il était très avantageux d'augmenter le nombre de dipôles, au moins 12, et d'inclure une segmentation dans la direction du champ  $B_0$ . Les résultats vont dans le même sens que précédemment, au prix d'un DAS légèrement plus élevé, l'antenne A12.1 est bien plus performante que l'antenne A8.2.2. Pour l'IRM à 11,7 T, nous avons également montré que nous pouvions obtenir des résultats d'homogénéité très convenables, la condition étant que les amplificateurs de puissance délivrent environ 2 fois plus de puissance pour l'IRM 11,7 T, par rapport à l'IRM 7 T, si l'on souhaite obtenir des performances comparables. Le tableau 3.18 résume les résultats obtenus pour l'homogénéisation en deux dimensions. Nous avons donc choisi, à la suite de ces simulations de construire l'antenne 8 canaux à 7 T, afin d'avoir une antenne possédant autant de canaux que d'amplificateurs pour les tests sur l'IRM Magnetom 7 T Siemens. Nous avons également décidé de construire l'antenne 12 canaux, la question qui se pose alors est la façon de connecter 12 dipôles de l'antenne aux 8 amplificateurs. L'idée a donc été de concevoir un système possédant 8 entrées et 12 sorties, qui permette de rediriger la puissance venant des amplificateurs, sans pour autant sacrifier à la qualité de l'homogénéisation.

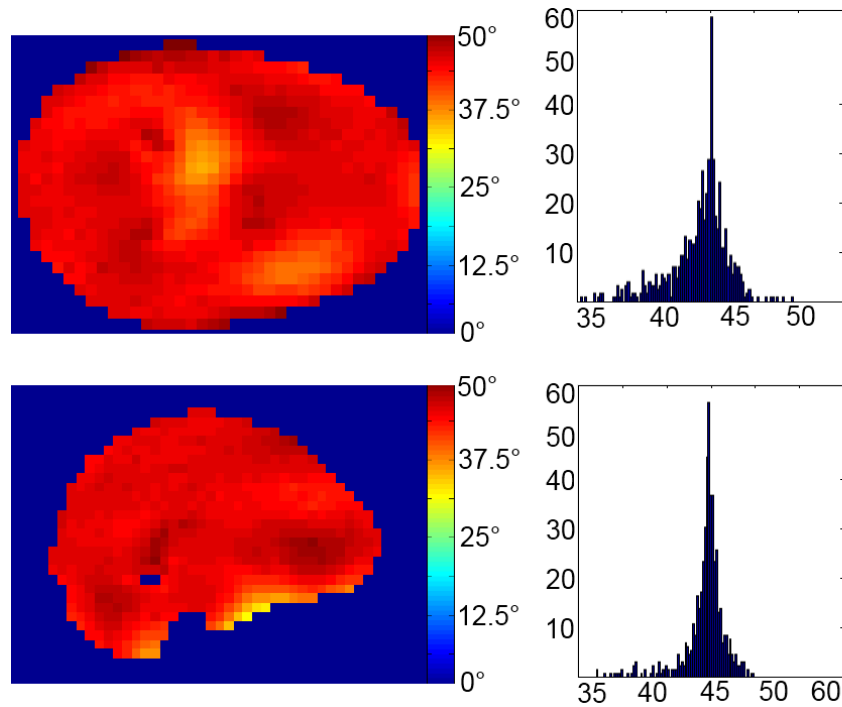


FIGURE 3.2.10: Optimisations 2D GDAI sur une coupe axiale (haut) et une coupe sagittale (bas), avec l'antenne B12.1. A gauche est présentée la coupe homogénéisée, et à droite l'histogramme des angles, dans la coupe considérée. Le coefficient de variation est de 5% pour les deux coupes.

Séquence/Antenne	Énergie (mJ)	Tension (V)	DAS <sub>10g</sub> (W/kg)
GDAI axial/A8.2.2	583	300	0,092/0,109
GDAI sagittal/A8.2.2	6146	1173	1,48/1,01
2 spokes axial/A8.2.2	649	414	0,16
GDAI axial/A12.1	363	189	0,094/0,136
GDAI sagittal/A12.1	898	336	0,319/0,573
2 spokes axial/A12.1	369	230	0,18
GDAI axial/B12.1	893	308	0,189/0,237
GDAI sagittal/B12.1	1795	566	0,390/1,381
3 spokes axial/B12.1	752	244	0,155

TABLE 3.18: Résumé des résultats obtenus pour la méthode GDAI 2D axiale, sagittale et les spokes, pour les antennes A8.2.2, A12. et B12.1. Tous les résultats sont donnés pour un coefficient de variation de l'homogénéité de 5%.

### 3.3 Stratégie de pilotage des antennes réseaux

#### 3.3.1 Décomposition en modes SVD

L'augmentation du nombre de dipôles présente deux inconvénients majeurs. D'abord, chaque dipôle requiert sa propre chaîne de pilotage qui comprend une électronique de synchronisation et de modulation (amplitude et phase), ainsi qu'un amplificateur de puissance ; ce qui représente un surcoût financier pour un scanner. Ensuite, les méthodes de transmission parallèle [5] qui visent à homogénéiser l'excitation nécessitent l'acquisition de la carte de champ rayonné par chaque dipôle ou boucle, selon le type d'antenne ; ce qui rallonge et complexifie leur mise en œuvre lorsque le nombre de dipôles ou boucles augmente. L'objectif de cette étude est donc de réduire le nombre de canaux de pilotage, avec un minimum de compromis sur la compensation de l'angle.

##### 3.3.1.1 Motivation et principe

Notre objectif a été de réduire le nombre de canaux de pilotages au nombre d'amplificateurs effectivement disponibles, soit de 12 vers 8. Pour cela, nous avons cherché un dispositif passif linéaire et suffisamment stable. Si l'on considère comme nouvelles cartes de champ, les cartes de champ produites en émettant une impulsion à partir de chaque amplificateur indépendant, c'est à dire 8 cartes de champ pour les 8 amplificateurs, nous souhaitons que ces cartes de champ vérifient également le principe de superposition. Il doit donc exister une relation linéaire entre les signaux sortants des 8 amplificateurs et les 12 signaux aux entrées de l'antenne. Par signal, nous entendrons dans la suite un vecteur décrivant les amplitudes et phases des tensions en sortie des amplificateurs ou en entrée des antennes. Cette relation linéaire peut être représentée par une matrice  $\mathbf{P}$  liant le signal de sortie des amplificateurs  $\mathbf{X}_{amp}$  au signal d'entrée de l'antenne  $\mathbf{X}_{ant}$  par la relation matricielle :

$$\mathbf{S}_{ant} = \mathbf{P}\mathbf{X}_{amp}. \quad (3.3.1)$$

Les signaux  $\mathbf{X}_{ant}$  et  $\mathbf{X}_{amp}$  sont définis dans l'équation 3.3.1 comme des matrices colonnes, représentation usuelle des vecteurs en écriture matricielle. Le signal venant des amplis,  $\mathbf{X}_{amp}$ , étant de dimension  $8 \times 1$  pour 8 amplificateurs, et le signal entrant dans l'antenne  $\mathbf{X}_{ant}$  de dimension  $12 \times 1$ , la matrice  $\mathbf{P}$  doit être de dimension  $12 \times 8$ .

Il est possible de représenter le champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit dans la ROI, par une matrice également. Si l'on considère un ensemble  $n_k$  de points de l'espace régulièrement répartis



dans la ROI aux positions  $\vec{p}_k$ , on peut définir la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$  telle que :

$$[\check{\mathbf{B}}_1]_{k,j} = \mathbf{B}_{1,j}^+(\vec{p}_k), \quad (3.3.2)$$

où  $\mathbf{B}_{1,j}^+$  est le champ  $\mathbf{B}_1^+$  émis par le dipôle d'antenne  $j$ . Chaque colonne  $j$  de la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$  représente donc le champ produit par le dipôle  $j$ . D'après le principe de superposition, pour un signal d'entrée dans l'antenne  $\mathbf{X}_{ant}$ , le champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit au point  $\vec{p}_k$  vaut simplement :

$$\mathbf{B}_1^+(\vec{p}_k) = [\check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{X}_{ant}]_k. \quad (3.3.3)$$

A partir de l'équation 3.3.1, à supposer que  $\mathbf{X}_{ant}$  est produit à partir de  $\mathbf{X}_{amp}$ , on peut réécrire l'équation précédente :

$$\mathbf{B}_1^+(\vec{p}_k) = [\check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{P} \mathbf{X}_{amp}]_{k,1}. \quad (3.3.4)$$

La nouvelle matrice reliant le signal  $\mathbf{X}_{amp}$  au champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit est donc la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1^P = \check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{P}$ . Le rang de la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$  est égal à 12, c'est à dire que le nombre de degrés de liberté pour produire des interférences  $\mathbf{B}_1^+$  avec 12 dipôles d'antennes, est de 12. En ce qui concerne  $\check{\mathbf{B}}_1^P$ , le rang maximal est 8, c'est-à-dire que le nombre de degrés de liberté est réduit à 8 au lieu de 12. La transformation de  $\check{\mathbf{B}}_1$  en  $\check{\mathbf{B}}_1^P$  réduit donc le rang de l'équation et par là-même, réduit le nombre de degrés de liberté. La question qui se pose alors est de déterminer quelle est la meilleure matrice  $\mathbf{P}$  possible. Pour cela, il est tout d'abord nécessaire de définir un critère pour juger de la qualité de la matrice  $\mathbf{P}$ .

On a donc considéré deux équations, les équations 3.3.3 et 3.3.4. Le principe des méthodes de compensation de l'angle consiste à trouver le meilleur champ  $\mathbf{B}_1^+$ , éventuellement variable dans le temps, qui permette d'obtenir une excitation uniforme, que la compensation soit statique ou dynamique. On observe que, le rang de  $\check{\mathbf{B}}_1$  étant différent de celui de  $\check{\mathbf{B}}_1^P$ , certaines interférences  $\mathbf{B}_1^+$  peuvent être produites avec la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$ , c'est à dire avec 12 amplificateurs, mais pas avec la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1^P$ , pour un choix donné de  $\mathbf{P}$ . Inversement, si une interférence  $\mathbf{B}_1^+$  peut être produite avec  $\check{\mathbf{B}}_1^P$  et une matrice  $\mathbf{P}$  donnée et 8 amplificateurs, elle peut toujours être produite avec  $\check{\mathbf{B}}_1$  et 12 amplificateurs.

Les optimisations suivantes sont toutes définies par rapport à la norme deux, notée  $\|\cdot\|_2$ , ou norme de Froebenius. Dans l'espace des matrices, la norme 2 est définie par :

$$\|\mathbf{M}\|_2 = \sqrt{\text{tr}(\mathbf{M}\mathbf{M}^H)}, \quad (3.3.5)$$

où  $\text{tr}$  désigne la trace de la matrice et  $\cdot^H$  sa matrice hermitienne. Notons que cette norme matricielle n'est pas la norme usuelle dans certains logiciels de calcul tels que MATLAB.

Une fois définie la norme, on définit le pseudo-inverse de  $\mathbf{P}$  selon  $\check{\mathbf{B}}_1$ , noté  $\mathbf{P}_{B_1}^{pinv}$  comme la matrice qui minimise :

$$J_P(\mathbf{P}, \mathbf{P}^{pinv}) = \|\check{\mathbf{B}}_1 - \check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{P} \mathbf{P}_{B_1}^{pinv}\|_2. \quad (3.3.6)$$

Si  $\mathbf{P}$  est bien de rang 8 et  $\check{\mathbf{B}}_1$  de rang supérieur, la solution de la minimisation est unique. La matrice  $\mathbf{P}_{B_1}^{pinv}$  donne alors la solution  $\mathbf{B}_{1,amp}^+$  de l'équation 3.3.4 qui minimise  $\|\mathbf{B}_{1,amp}^+ - \mathbf{B}_{1,ant}^+\|_2$  où  $\mathbf{B}_{1,ant}^+$  est associé à un signal  $\mathbf{X}_{ant}$  dans l'équation 3.3.3 par les relations suivantes :

$$\mathbf{B}_{1,amp}^+ = \check{\mathbf{B}}_1^K \mathbf{X}_{amp} \quad (3.3.7)$$

$$\mathbf{X}_{amp} = \mathbf{P}^{pinv} \mathbf{X}_{ant} \quad (3.3.8)$$

Nous avons montré que, pour une matrice  $\mathbf{P}$  donnée, la meilleure approximation  $\mathbf{B}_{1,amp}^+$  de  $\mathbf{B}_{1,ant}^+$  découle du calcul du pseudo-inverse de  $\mathbf{P}$ , c'est à dire du minimum de  $J_P$ . La valeur  $J_P$  indique dans quelle mesure, pour une interférence  $\mathbf{B}_{1,ant}^+$  donnée, on peut espérer s'en approcher. Jusqu'ici la matrice  $\mathbf{P}$  a été choisie librement, mais si l'on considère que  $J_P$  est un bon indicateur des capacités d'un système de pilotage à produire une interférence  $\mathbf{B}_{1,ant}^+$ , on comprend bien qu'il est intéressant de choisir à la fois  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{P}_{B_1}^{pinv}$  de façon à minimiser  $J_P$ . Une infinité de solutions existent, en particulier, si  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{P}_{B_1}^{pinv}$  minimisent  $J_P$ , on observe de façon évidente que pour toute matrice  $8 \times 8$  inversible  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{P}\mathbf{A}$  et  $\mathbf{A}^{-1}\mathbf{P}_{B_1}^{pinv}$  minimisent également  $J_P$ . L'une des solutions est donnée par le théorème d'Eckart-Young, que l'on peut formuler ainsi, pour notre cas particulier :

- Le nombre de colonnes de  $\check{\mathbf{B}}_1$  est égal à 12. Notons son nombre de lignes  $n_p$ , qui est également le nombre de points  $\vec{p}_k$  pris en compte pour la détermination de  $\check{\mathbf{B}}_1$ . Notons toujours  $\cdot^H$  la matrice hermitien d'une matrice complexe et  $I_k$  la matrice identité de rang  $k$ . On montre à partir du théorème spectral qu'il est toujours possible de décomposer une matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$  en un produit  $\check{\mathbf{B}}_1 = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^H$  où  $\mathbf{U}$  est de dimension  $n_p \times 12$  et  $\mathbf{U}^H\mathbf{U} = I_{12}$ ,  $\mathbf{V}$  est unitaire de dimension  $12 \times 12$  (c'est à dire  $\mathbf{V}^H\mathbf{V} = \mathbf{V}\mathbf{V}^H = I_{12}$ ),  $\Sigma$  est une matrice diagonale de dimension  $12 \times 12$ , à valeurs réelles positives. Cette décomposition est appelée décomposition en valeurs singulières, ou SVD ("Singular Values Decomposition"). Les valeurs de la diagonale de  $\Sigma$  sont appelées valeurs singulières, et les colonnes correspondantes de  $\mathbf{V}$  les vecteurs singuliers.
- Le théorème d'Eckart-Young prouve que la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1^8$  de rang 8 qui minimise  $\|\check{\mathbf{B}}_1^8 - \check{\mathbf{B}}_1\|_2$  est la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1^8 = \mathbf{U}\Sigma_8\mathbf{V}_8^H$  où  $\Sigma_8$  est la matrice diagonale  $\Sigma$  dont les colonnes des 4 plus faibles valeurs diagonales ont été supprimées et  $\mathbf{V}_8$  la matrice  $\mathbf{V}$

dont les mêmes 4 colonnes ont été supprimées. En d'autre terme, les 8 coefficients non nuls de  $\Sigma_8$  correspondent aux 8 valeurs singulières les plus grandes (rappelons que tous les coefficients de  $\Sigma$  sont des réels positifs, donc ils peuvent être ordonnés), et la matrice  $\mathbf{V}_8$  correspond aux vecteurs singuliers associés à ces 8 valeurs singulières.  $\Sigma_8 \mathbf{V}_8^H$  est toujours de dimension  $12 \times 12$  mais  $\Sigma_8$  est de dimension  $12 \times 8$  et  $\mathbf{V}_8$  de dimension  $8 \times 12$ .  $\mathbf{V}_8$  vérifie toujours la relation  $\mathbf{V}_8^H \mathbf{V}_8 = \mathbf{I}_8$  mais ne vérifie pas  $\mathbf{V}_8 \mathbf{V}_8^H = \mathbf{I}_{12}$ .

- Dans la mesure où les vecteurs singuliers sont tous orthogonaux, c'est à dire que leur produit scalaire est nul, on montre aisément que  $\check{\mathbf{B}}_1^8$  peut s'écrire sous la forme :  $\check{\mathbf{B}}_1^8 = \mathbf{U} \Sigma \mathbf{V}^H \mathbf{V}_8 \mathbf{V}_8^H$ . En effet, l'orthogonalité des vecteurs singuliers impose que  $\Sigma \mathbf{V}^H \mathbf{V}_8 = \Sigma_8 \mathbf{V}_8^H \mathbf{V}_8 = \Sigma_8$ . Au final, on obtient la relation :

$$\check{\mathbf{B}}_1^8 = \check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{V}_8 \mathbf{V}_8^H. \quad (3.3.9)$$

- Dans la mesure où  $\check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{P} \mathbf{P}_{B1}^{pinv}$  est de rang 8, on en déduit qu'une solution à notre problème de minimisation est donnée par :

$$\mathbf{P}_{B1}^{pinv} = \mathbf{V}_8^H \quad (3.3.10)$$

$$\mathbf{P} = \mathbf{V}_8 \quad (3.3.11)$$

En effet, d'après l'équation 3.3.9 et la définition de  $\check{\mathbf{B}}_1^8$ ,  $\check{\mathbf{B}}_1 \mathbf{V}_8 \mathbf{V}_8^H$  est bien la matrice de rang 8 qui minimise  $J_P$ . En particulier, on observe que le pseudo-inverse de  $\mathbf{V}_8$  est  $\mathbf{V}_8^H$  selon  $\check{\mathbf{B}}_1^8$ . On montre que toutes les autres solutions du problème de minimisation de  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{P}_{B1}^{pinv}$  sont données par  $\mathbf{P} = \mathbf{V}_8 \mathbf{A}$  et  $\mathbf{P}_{B1}^{pinv} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{V}_8^H$  où  $\mathbf{A}$  est une matrice  $8 \times 8$  inversible.

La conclusion de cette section est donc que la meilleure façon d'approcher la matrice  $\check{\mathbf{B}}_1$  avec une matrice, dite matrice de pilotage,  $\mathbf{P}$  est donnée par :

$$\mathbf{P} = \mathbf{V}_8 \mathbf{A} \quad (3.3.12)$$

où  $\mathbf{A}$  est une matrice quelconque inversible de dimension 8 et  $\mathbf{V}_8$  est la matrice de dimension  $12 \times 8$  correspondant aux 8 premiers vecteurs singuliers de  $\check{\mathbf{B}}_1$ . Nous avons nommé ce type de pilotage, pilotage par modes SVD.

### 3.3.1.2 Synthèse des modes

Nous avons donc vu dans la section précédente que  $\mathbf{P}$  devait vérifier  $\mathbf{P} = \mathbf{V}_8 \mathbf{A}$  si l'on souhaitait optimiser nos 8 degrés de liberté. De plus, la passivité du circuit, impose que l'énergie qui entre soit supérieure ou égale à l'énergie qui sort. Pour ne pas perdre

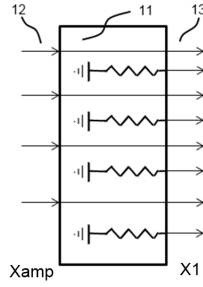


FIGURE 3.3.1: Première étage du module SVD. Ici, 4 entrées de puissance (12) sont reliées à 8 sorties (13). Les sorties non connectées à des entrées, sont chargées avec une résistance de  $50 \Omega$  (12).

d'énergie dans le dispositif, on impose donc également que les colonnes de  $\mathbf{P}$  aient une norme égale à 1. La synthèse des modes va donc consister, de façon pratique, à trouver un dispositif possédant une matrice de pilotage  $\mathbf{H}$ , la plus simple à réaliser, qui s'approche au mieux d'une des solutions  $\mathbf{P}$ . Nous appellerons toujours le module permettant de faire la transformation de 8 à 12 voies, module SVD.

L'implémentation de la matrice  $\mathbf{H}$  se fait au moyen d'une interface de distribution suivie d'un certain nombre d'étages de structure similaire. A chacun de ces sous-ensembles d'indice  $k$  est associé une matrice  $\mathbf{S}_k$ . Elle transforme une variable d'entrée  $\mathbf{X}_k$  en une variable de sortie  $\mathbf{X}_{k+1}$ . La matrice  $\mathbf{S}_0$  de d'interface de distribution est de dimension  $12 \times 8$  car elle connecte 8 entrées à 12 sorties. Tous les autres sous-ensembles appelés « étages » possèdent  $n$  entrées et  $n$  sorties. La première variable  $\mathbf{X}_0$  correspond à l'entrée du module SVD, soit  $\mathbf{X}_{amp}$ , et la dernière variable correspond aux signaux de pilotage de l'antenne, soit  $\mathbf{X}_{ant}$ . Si le nombre d'étages est égal à  $K$ , l'écriture matricielle donne :

$$\mathbf{X}_{k+1} = \mathbf{S}_k \mathbf{X}_k, \quad (3.3.13)$$

$$\mathbf{X}_{ant} = \mathbf{S}_K \cdot \mathbf{S}_{K-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{X}_{amp}. \quad (3.3.14)$$

La matrice  $\mathbf{S}_0$  assure une connexion entre 8 entrées et  $n$  sorties sans modifier les signaux. Physiquement, ce premier étage comporte (cf. figure 3.3.1) des connexions directes et des charges adaptées ( $50 \Omega$ , égale à l'impédance caractéristique des lignes de transmission). Ainsi, les éléments de la matrice  $\mathbf{S}_0$  s'écrivent simplement de la manière suivante :  $\mathbf{S}_0(\nu, \mu) = 1$ , si la sortie  $\nu$  est connectée à l'entrée  $\mu$ , sinon zéro. On notera que chaque ligne de la matrice  $\mathbf{S}_0$  ne peut comporter qu'un seul élément égal à 1 car chaque entrée ne peut être connectée qu'à une sortie. Les autres sous-ensembles dits « étages » sont représentés par des matrices  $\mathbf{S}_k$  de dimension  $12 \times 12$  pour  $k \in \{1, \dots, K\}$ . Le résultat, pour

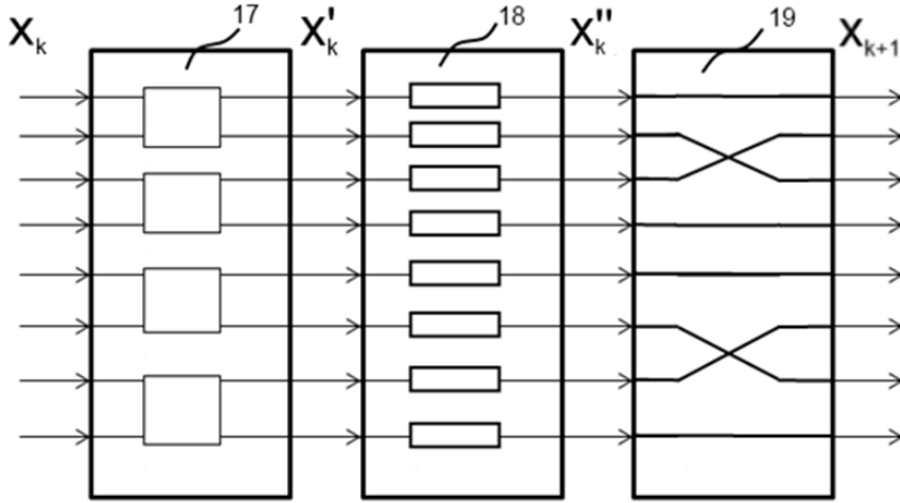


FIGURE 3.3.2: Étage complet du module SVD. Ici, 8 entrées  $\mathbf{X}_k$  sont reliés à 8 sorties  $\mathbf{X}_{k+1}$ . Le signal traverse des coupleurs hybrides (17), des lignes de transmission, pour le déphasage (18) avant de permuter les différentes branches (19).

3 étages par exemple, peut s'écrire sous forme matricielle :  $\mathbf{H} = \mathbf{S}_3 \mathbf{S}_2 \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_0$ . Les étages se décomposent eux-mêmes en trois parties : une matrice de couplage  $\mathbf{C}_k$ , une matrice de déphasage  $\mathbf{\Phi}_k$ , et une matrice de permutation  $\Pi_k$ . La figure 3.3.2 donne la représentation d'un étage complet. Les sorties de  $\mathbf{C}_k$  et  $\mathbf{\Phi}_k$  sont notées respectivement  $\mathbf{X}'_k$  et  $\mathbf{X}''_k$ .

Les matrices  $\mathbf{C}_k$  de couplages sont matérialisées essentiellement par une juxtaposition de coupleurs hybrides de type « branch-line » [28]. Nous avons défini un module que nous appellerons « hybride universel » caractérisé par un unique paramètre  $\theta$ . Chaque hybride universel possède 2 entrées ( $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ ) et 2 sorties ( $\mathbf{\sigma}_1, \mathbf{\sigma}_2$ ) reliées par la transformation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & -i \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \end{pmatrix}, \quad (3.3.15)$$

où  $\theta$  est notre paramètre libre dans la conception du coupleur hybride et qui détermine le couplage, exprimé en dB entre la seconde sortie et la première entrée. Le tableau 3.19 permet de mettre en relation l'angle  $\theta$  tel que défini précédemment avec la valeur du couplage en dB. Les deux sorties d'un hybride universel sont toujours déphasées de  $90^\circ$ . Pour le cas d'une antenne à 12 canaux, on utilisera 6 hybrides universels. Les entrées  $\mathbf{X}_k$

$\theta$ (°)	Couplage (dB)
0	$\infty$
15	11,7
30	6,0
45	3,0
60	1,25
75	0,30
90	0

TABLE 3.19: Paramètre  $\theta$  et couplage d'un hybride universel.

et les sorties  $\mathbf{X}'_k$  de  $\mathbf{C}_k$  sont alors reliées par les relations suivantes :

$$\mathbf{X}'_k(2\nu - 1) = -i \cos \theta_{k,\nu} \mathbf{X}_k(2\nu - 1) - \sin \theta_{k,\nu} \mathbf{X}_k(2\nu), \quad (3.3.16)$$

$$\mathbf{X}'_k(2\nu) = -\sin \theta_{k,\nu} \mathbf{X}_k(2\nu - 1) - i \cos \theta_{k,\nu} \mathbf{X}_k(2\nu), \quad (3.3.17)$$

pour  $\nu \in 1, \dots, 6$ . Avec les notations précédentes, les matrices de couplages  $\mathbf{C}_k$  prennent la forme d'une matrice bande (les éléments non nuls se regroupent autour de la diagonale).

Le déphasage consiste à ajouter une ligne de transmission à chaque dipôle. Les lignes de transmissions permettent, selon leur longueur, de modifier la phase du signal selon la relation :

$$\mathbf{X}''_k(\nu) = \mathbf{X}'_k(\nu) e^{i\phi_{k,\nu}}, \quad (3.3.18)$$

avec  $\phi_{k,\nu} = -\beta \Delta l_{k,\nu}$ , où  $\beta$  est la constante de propagation de la ligne de transmission,  $\Delta l_{k,\nu}$  sa longueur physique.

La permutation consiste à connecter les entrées aux sorties en permutant leur ordre. L'opération est similaire à celle réalisée par l'interface de distribution  $\mathbf{S}_0$ , à la différence près que le nombre d'entrées est ici égal au nombre de sorties. Dans ce cas, on peut représenter plus simplement les connexions par une permutation  $p_k$  de l'ensemble  $\{1, \dots, 12\}$ , que l'on écrit :

$$p_k = (p_k(1), p_k(2), \dots, p_k(12)), \quad (3.3.19)$$

c'est-à-dire, l'entrée 1 est connectée à la sortie  $p_k(1)$ , la 2 à  $p_k(2)$  et ainsi de suite. A cette permutation est associée une matrice de permutation au sens mathématique, dont chaque élément est défini par :

$$\Pi_k(\nu, \mu) = \begin{cases} 1 & \text{si } \nu = p_k(\mu) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (3.3.20)$$

Par exemple, si  $p_k = (1, 3, 4, 2)$  alors :

$$\Pi_k = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3.21)$$

En final, chaque étage peut être représenté par la relation matricielle :

$$\mathbf{X}_K = \mathbf{S}_k \cdot \mathbf{X}_k = \Pi_k \cdot \Phi_k \cdot \mathbf{C}_k \cdot \mathbf{X}_k. \quad (3.3.22)$$

Parmi les éléments précédents, certains seront optimisés lors des calculs suivants : les paramètres  $\theta_{k,\nu}$  et  $\phi_{k,\nu}$ . D'autres seront figés : les permutations  $p_k$  et les connexions représentées par  $\mathbf{S}_0$ . Leur choix doit donc se faire avec l'objectif de faciliter l'optimisation des paramètres  $\theta_{k,\nu}$  et  $\phi_{k,\nu}$ . En particulier, on remarque que si la matrice  $\mathbf{S}_0$  est mal choisie, certains coupleurs du premier étage  $\mathbf{C}_1$  peuvent avoir deux entrées connectées à la charge adaptée, et donc deviennent inutiles dans l'optimisation (n'ayant pas de signal d'entrée, il n'y aura pas de signal de sortie). Afin de répartir au mieux les entrées par rapport aux sorties, nous avons choisi de définir  $\mathbf{S}_0$  de la manière suivante :

$$\mathbf{S}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3.23)$$

Le choix des permutations  $p_k$  relève quant à lui d'une démarche plus heuristique. Les différentes permutations choisies seront données dans la suite. Une dizaine d'essais permettent généralement de trouver les meilleures permutations  $p_k$  selon le nombre d'étages. Pour 12 dipôles, 8 modes et deux étages, le nombre de paramètres à optimiser correspond à 36 inconnues de valeur réelle :  $\phi_{k,\nu}$  (24 inconnues, 12 par étage) et  $\theta_{k,\nu}$  (12 inconnues, 6

par étage). On sait toutefois que l'on cherche à approcher  $\mathbf{V}_8\mathbf{A}$  avec la matrice de pilotage  $\mathbf{H}$ . Nous allons donc définir un paramètre d'optimisation,  $J_V$ , défini par :

$$J_V(\mathbf{H}, \mathbf{A}) = \|\mathbf{V}_8\mathbf{A} - \mathbf{H}\|_2. \quad (3.3.24)$$

L'algorithme d'optimisation utilise 3 routines imbriquées :  $f_p$ ,  $f_{nl}$ , et  $f_{lin}$ , respectivement pour principale, optimisation non-linéaire et optimisation linéaire. Le rôle de chacune d'elles est détaillé ci-dessous :

- $f_{lin}$  prend pour argument une matrice  $\mathbf{H}$  et renvoie la matrice  $\mathbf{A}$  qui minimise  $J_V$  pour un  $\mathbf{H}$  donné. Elle permet donc de déterminer  $\mathbf{V}_8\mathbf{A}$  à partir d'une implémentation donnée de  $\mathbf{H}$ . L'optimisation est dite linéaire et on peut démontrer (par une décomposition dite QR) qu'il existe une solution unique. La routine fournit  $\mathbf{A}$  et  $J_V$ . En langage MATLAB,  $\mathbf{A}$  est donné par :

$$\mathbf{A} = \mathbf{V}_8 \setminus \mathbf{H}. \quad (3.3.25)$$

- $f_{nl}$  prend pour argument une combinaison de  $\theta_{k,i}$  et  $\phi_{k,i}$  servant de point de départ à l'optimisation. Cette routine utilise une optimisation de type non linéaire, comme l'optimisation de Gauss-Newton. A toute combinaison est associée une matrice  $\mathbf{H}$  comme décrit précédemment. Cette optimisation cherche une combinaison de  $\theta_{k,\nu}$  et  $\phi_{k,\nu}$  telle que  $f_{lin}(\mathbf{H})$  minimise localement  $J_V$ . Cette routine renvoie une combinaison optimale de  $\theta_{k,\nu}$  et  $\phi_{k,\nu}$ , la matrice  $\mathbf{A}$  et l'erreur  $J_V$  minimale.
- $f_p$  ne prend pas d'argument. Elle tire au hasard une combinaison  $\theta_{k,\nu}$  et  $\phi_{k,\nu}$  et l'envoie dans la routine  $f_{nl}$ . Un nombre important de combinaisons sont choisies au hasard afin de tester plusieurs points de départ pour l'optimisation non linéaire. Cette routine permet d'explorer un grand nombre de minimaux locaux. Le plus petit des minima est retenu comme solution finale du problème.

L'ensemble du processus permet d'obtenir une matrice  $\mathbf{H}$  qui s'approche d'une des solutions  $\mathbf{P}$  possibles. Toutes les routines ont été codées dans l'environnement de calcul MATLAB.

### 3.3.1.3 Propriété et synthèse des hybrides universels

La réalisation du module SVD requiert pour chaque étage des hybrides universaux. Chacun est caractérisé par un paramètre unique, son angle de couplage, noté  $\theta_{k,\nu}$  où  $\nu$  désigne le numéro du coupleur dans l'étage  $k$ . La valeur du couplage  $c_{k,\nu}$  en dB est donné par :

$$c_{k,\nu} = -20\log_{10}|\sin\theta_{k,\nu}|. \quad (3.3.26)$$



Un couplage de 6 dB signifie que 25% de la puissance entrante passe par le canal couplé. Quelques correspondances ont été données dans le tableau 3.19.

A priori, chaque hybride universel d'angle  $\theta$  pourrait être synthétisé individuellement sur la base d'un coupleur hybride de type « branch-line » [84]. Néanmoins, cette solution représenterait un effort et un surcoût important dans la réalisation car un grand nombre de coupleurs « branch-line » différents serait nécessaire. Nous proposons ici une approche qui n'utilise qu'un seul type de coupleur « branch-line ». Dans un premier temps, nous constatons qu'un hybride universel d'une valeur  $\theta$  donnée peut permettre de générer facilement une gamme d'hybrides universaux de valeurs  $\theta$  différentes, à partir de déphasages et permutations des entrées et sorties. Soit la matrice associée à un hybride universel d'angle (cf. équation 3.3.15) :

$$\mathbf{C}(\theta) = \begin{pmatrix} -i \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & -i \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.3.27)$$

A partir de cette définition de  $\mathbf{C}$ , il est possible de démontrer, en utilisant les formules de trigonométrie, les résultats suivants :

1.  $\mathbf{C}(-\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \mathbf{C}(\theta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ . On peut donc passer d'un hybride d'angle  $\theta$  à un hybride d'angle  $-\theta$  grâce à deux matrices de déphasage (notons que -1 correspond à un déphasage de  $\pi$ ).
2.  $\mathbf{C}(\theta - \pi) = -\mathbf{C}(\theta)$ . On peut donc passer d'un hybride d'angle  $\theta$  à un hybride d'angle  $\theta - \pi$  grâce à une matrice de déphasage.
3.  $\mathbf{C}(\theta - \pi/2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \mathbf{C}(\theta)$ . On peut donc passer d'un hybride d'angle  $\theta$  à un hybride d'angle  $\theta - \pi/2$  grâce à une matrice de déphasage et une matrice de permutation.
4.  $\mathbf{C}(\pi/2 - \theta) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \mathbf{C}(\theta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ . On peut donc passer d'un hybride d'angle  $\theta$  à un hybride d'angle  $\pi/2 - \theta$  grâce à deux matrices de déphasage et une matrice de permutation.

En particulier, avec un coupleur hybride « branch-line » de 6 dB, qui correspond à l'hybride universel d'angle  $\theta = 30^\circ$ , il est possible de réaliser des hybrides universaux pour les valeurs d'angle  $\theta \in \{30^\circ, 60, 120, 150, 210, 240, 300, 330^\circ\}$ . Si nous ajoutons à cette gamme d'hybrides les hybrides d'angle  $\theta \in \{0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ\}$  qui correspondent à des coupleurs sans couplage, donc à de simples lignes de transmission, nous obtenons un espace des solutions discrétisé à  $30^\circ$  près, pour les hybrides universaux. Les solutions de l'algorithme

d'optimisation peuvent alors être arrondies à ces valeurs discrètes. Cette approche d'arrondi à des valeurs discrètes pour les hybrides universaux simplifie grandement la réalisation du système de pilotage associé à la matrice  $\mathbf{H}$ . Il est également possible de discrétiser l'espace des solutions avec un pas de  $15^\circ$ . Cela nécessitera deux autres coupleurs « branch-line », l'un à 3 dB et l'autre à 11,7 dB. En pratique, une discrétisation à  $30^\circ$  suffit généralement.

Après avoir arrondi les angles des hybrides universaux à des valeurs discrètes espacées de  $30^\circ$ , il est nécessaire de réaliser une seconde optimisation sur les matrices de déphasage  $\Phi_k$  afin d'avoir le meilleur résultat possible pour ces coupleurs. L'optimisation utilise les mêmes routines  $f_{lin}$ ,  $f_{nl}$  et  $f_p$  mais les angles des coupleurs  $\theta_{k,\nu}$  sont alors figées aux valeurs précédemment arrondies.

### 3.3.2 Applications aux antennes 7 T et 11,7 T : résultats de simulation

#### 3.3.2.1 Antenne 7 T à 12 canaux, modes SVD parfaits

Dans un premier temps, nous avons supposé que le calcul des modes SVD a été directement produit à partir de la simulation du champ  $\mathbf{B}_1^+$  dans la tête du modèle anatomique. Nous avons également supposé que la matrice  $\mathbf{H}$  correspondait exactement à la matrice des modes SVD,  $\mathbf{P}$ , telle que définie précédemment et que l'on fait abstraction de la synthèse des modes. Les résultats obtenus dans ce cas forment donc une base de référence à partir de laquelle il sera possible d'une part de comparer les résultats que l'on peut espérer avec 8 degrés de liberté, et d'autre part de les comparer aux résultats obtenus avec un module SVD physiquement réalisable. La figure 3.3.3 présente les modes de la solution idéale, où  $\mathbf{H} = \mathbf{V}_8$ . Chaque carte de champ présentée correspond à un mode, sur les plans axiaux, sagittaux et coronaux. On observe bien que les premiers modes (de haut en bas) sont les plus homogènes. Ce sont les modes les plus efficaces, au sens énergétique, ce sont les modes dont la valeur singulière est la plus élevée.

La tension nécessaire à la sortie des amplificateurs afin d'homogénéiser l'angle dans une région donnée, n'est pas indiquée tant que la réalisation physique n'a pas été décrite, c'est à dire, tant que la matrice  $\mathbf{A}$  entre  $\mathbf{H}$  et  $\mathbf{V}_8$  n'a pas été optimisée. Les résultats d'optimisation de  $\mathbf{A}$  seront donnés dans les deux sections suivantes.

Le tableau 3.20 comparé au tableau 3.12 montre que le coefficient de variation réalisable avec la méthode GDAI 3D est meilleur avec les 8 premiers modes de l'antenne A12.1, qu'avec les 8 canaux de l'antenne A8.2.2. Il ne faut pas s'attendre toutefois à atteindre des compensations d'aussi bonne qualité avec 8 modes, comparé aux 12 degrés de liberté que l'on posséderait si l'on avait 12 amplificateurs (résultats du tableau 3.13). Ce tableau

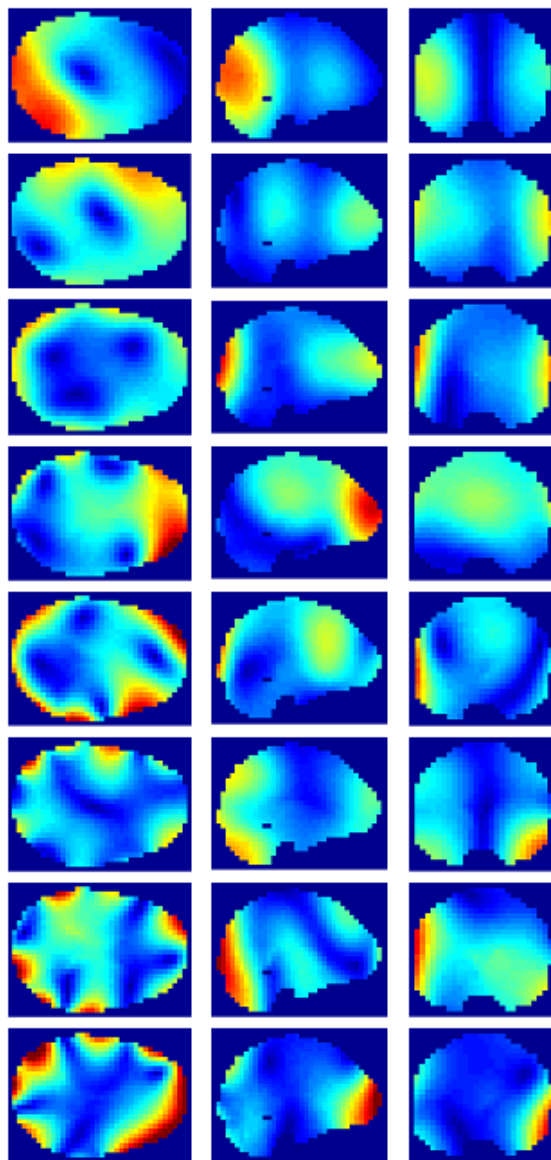


FIGURE 3.3.3: Modes SVD obtenus à partir des cartes de champs simulées avec le modèle anatomique. Chaque ligne correspond à un mode, rangés de haut en bas, par ordre décroissant de valeur singulière. Les trois colonnes indiquent dans l'ordre le champ sur une coupe axiale, sur une coupe sagittale et sur une coupe coronale.

montre que le meilleur résultat nécessite peu de puissance, les modes ayant été choisis parmi les plus efficaces.

Séquence	Énergie (mJ)	CV(%)	DAS (W/kg)
GDAI 3D sans contrainte	226,8	10,4	0,065/0,080

TABLE 3.20: Compensation  $B_1^+$  avec l’algorithme GDAI en 3D sans contrainte, avec l’antenne A12.1 et décomposition SVD avec les 8 premiers modes, obtenue à partir des simulations pour le modèle anatomique.

La figure 3.3.4 montre que le coefficient de variation diminue lorsque la contrainte maximale de puissance augmente. On observe que la décroissance est à peu près aussi rapide, entre l’antenne possédant 12 degrés de liberté (figure 3.2.6) et l’antenne ne possédant que 8 degrés de liberté et un module SVD de pilotage. Le plancher décrivant le coefficient de variation minimal est un peu plus élevé.

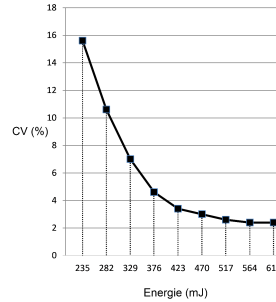


FIGURE 3.3.4: Variation du coefficient de variation de l’homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI axiale avec l’antenne A12.1 et les 8 premiers modes SVD idéaux.

Concernant la compensation dans un plan sagittal, la courbe du coefficient de variation en fonction de la contrainte, présentée dans la figure 3.3.5 décroît plus lentement que dans le plan axial. Elle reste également comparable à la courbe obtenue avec les 12 degrés de liberté, présentée dans la figure 3.3.7.

La courbe représentant les spokes est visible dans la figure 3.3.6, et décroît de la même manière que pour la méthode GDAI en 2 dimensions. Le tableau 3.21 permet de comparer numériquement les trois résultats obtenus avec 8 degrés de liberté et le module SVD, aux résultats obtenus avec 12 degrés de liberté et aux résultats obtenus avec l’antenne 8 canaux, A8.2.2. Cette comparaison montre que la réduction du nombre de degrés de liberté a eu très peu d’effet sur la capacité à compenser l’inhomogénéité en transmission, que ce soit pour

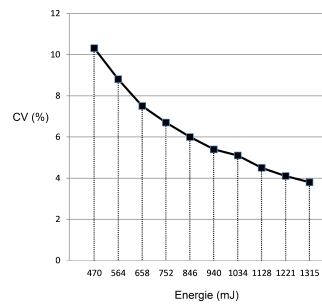


FIGURE 3.3.5: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation GDAI sagittale avec l'antenne A12.1 et les 8 premiers modes SVD idéaux.

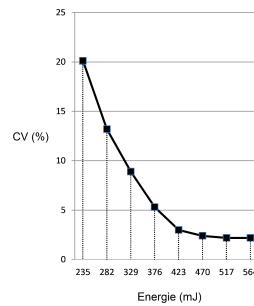


FIGURE 3.3.6: Variation du coefficient de variation de l'homogénéité, en fonction de la contrainte, pour une optimisation en spokes axiale avec l'antenne A12.1 et les 8 premiers modes.

la méthode GDAI ou les spokes. La principale différence, au niveau de l'énergie nécessaire est observée pour l'homogénéisation selon un plan sagittal. En effet, l'énergie nécessaire pour obtenir le même angle de bascule et 5% d'homogénéité est 27% plus important avec le pilotage SVD, ce qui reste acceptable en pratique. En ce qui concerne le DAS, les résultats sont également semblables, même si, une nouvelle fois, l'optimisation selon le plan sagittal dépose au plus 36% de plus de puissance, en DAS moyenné sur 10 g.

Si l'on compare les résultats obtenus avec le module SVD aux résultats obtenus pour l'antenne 8 canaux A8.2.2, l'antenne A12.1 reste meilleure, avec le même nombre de degrés de liberté. Dans le plan axial, avec la méthode GDAI et les 2 spokes, l'énergie nécessaire est environ 40% plus faible. Dans le plan sagittal pour la méthode GDAI, l'énergie nécessaire est 81% plus faible. La méthode SVD est donc réellement avantageuse, pour l'homogénéisation de l'excitation en transmission.

Séquence/Configuration	Énergie (mJ)	DAS (W/kg)
GDAI axial/A12.1+SVD	368	0,092/0,115
GDAI sagittal/A12.1+SVD	1143	0,777/0,366
2 Spokes/A12.1+SVD	382	0,183
GDAI axial/A12.1	363	0,094/0,136
GDAI sagittal/A12.1	898	0,319/0,573
2 Spokes/A12.1	369	0,18
GDAI axial/A8.2.2	583	0,092/0,109
GDAI sagittal/A8.2.2	6146	1,48/1,01
2 spokes axial/A8.2.2	649	0,16

TABLE 3.21: Compensation 2D avec contrainte visant à obtenir un coefficient de variation de 5% dans la coupe considérée. Antenne A12.1 et 8 premiers modes idéaux pour les 3 premières colonnes, A12.1 pour 12 amplificateurs, pour les 3 colonnes suivantes, et A8.2.2 pour les 3 dernières.

### 3.3.2.2 Antenne 7 T à 12 canaux, modes SVD calculés avec un fantôme ellipsoïde

Nous avons présenté dans la section précédente les résultats obtenus avec le modèle anatomique. En pratique, les cartes de champ vont dépendre, au moins en partie, de la tête du patient. Ainsi, les modes SVD pour un cerveau seront sans doute différents des modes SVD calculés pour un autre cerveau. Par conséquent, il nous fallait calculer les modes SVD pour un cerveau de référence. Pour cela, nous avons choisi pour tête de référence, un modèle de tête appelé SAM, défini par les normes IEEE SCC34 et SCTIA (Test Plan for Mobile Station Over the Air Performance). Le modèle SAM est un modèle de référence qui permet d'évaluer le DAS, lié à l'exposition aux ondes des téléphones portables. Nous avons acquis l'un de ces modèles physiques, par l'intermédiaire de la société SPEAG, ainsi qu'un modèle numérique, également fourni par SPEAG.

Cette forme de référence pour les téléphones portables nous a donc servi de référence pour le calcul des modes SVD. Toutefois, pour les téléphones portables, l'intérêt se porte sur le champ dans toute la tête, alors que pour nos modes SVD, nous ne nous intéressons qu'au champ dans le cerveau. Nous avons donc modélisé un cerveau, de forme ellipsoïdale, les trois axes principaux étant alignés avec les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Le grand axe, selon l'axe  $x$  a été paramétré à 90 mm, les petits axes selon les axes  $y$  et  $z$  ont été paramétrés à 70 mm tous deux.

Pour la simulation du champ électrique, les propriétés diélectriques du fantôme SAM sont définies pour  $\epsilon_r$  à 56,4 et pour  $\sigma$  à 0,82 S/m à 297,2 MHz. Dans l'ellipsoïde, nous avons

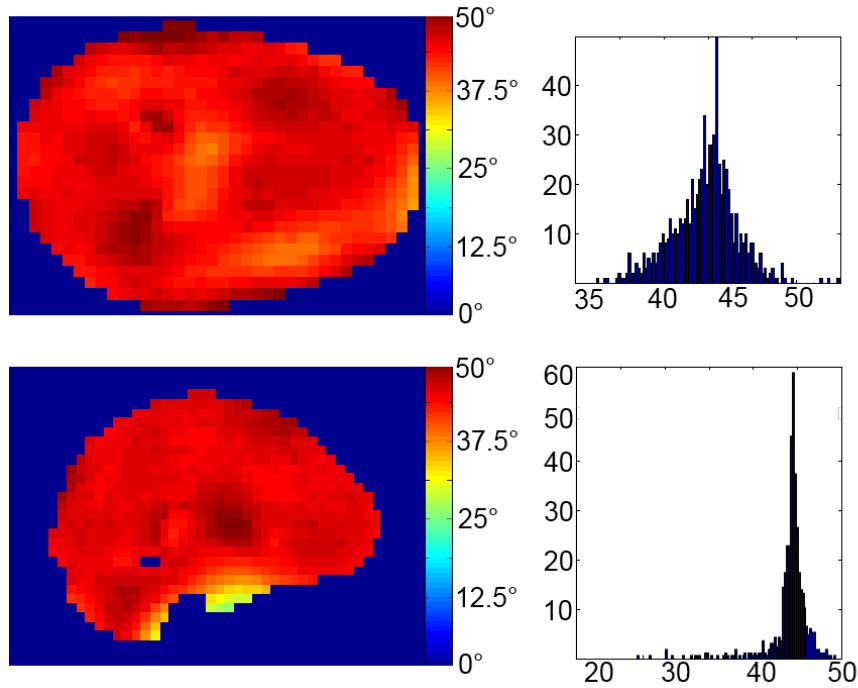


FIGURE 3.3.7: Optimisations 2D GDAI sur une coupe axiale (haut) et une coupe sagittale (bas), avec l'antenne A12.1 et les modes SVD calculés avec le cerveau du modèle anatomique. À gauche est présentée la coupe homogénéisée, et à droite l'histogramme des angles, dans la coupe considérée. Le coefficient de variation est de 5% pour les deux coupes.

choisi de donner des propriétés diélectriques plus proches de celles du cerveau, c'est à dire un  $\epsilon_r$  de 46,7 et un  $\sigma$  de 0,72 S/m. Une fois les simulations réalisées avec le fantôme SAM, nous avons calculé les modes SVD, donnant ainsi une matrice  $\mathbf{V}_{8SAM}$  que nous avons utilisé à la place de la matrice  $\mathbf{V}_8$ . Toutefois, les cartes de champ des dipôles simulées avec le modèle anatomique ont été utilisées pour l'étude de la compensation  $\mathbf{B}_1^+$ . Les résultats permettent donc de prévoir dans quelle mesure les modes calculés pour un modèle de tête standard sont effectivement applicables à un autre modèle de tête différent.

Les résultats des optimisations sont données dans le tableau 3.22. En comparant ces deux tableaux aux tableaux 3.20 et 3.21, on observe que les résultats sont très similaires, la différence en énergie nécessaire ne dépassant pas 5%, que ce soit pour la compensation 3D ou la compensation 2D. Au niveau du DAS, les résultats sont également très proches, seule la méthode des spokes dépose un DAS 32% plus important avec cette décomposition SVD.

Nous pouvons donc déduire de ces résultats que la méthode de décomposition par SVD

Séquence	Énergie (mJ)	CV(%)	DAS (W/kg)
GDAI 3D sans contrainte	223,2	10,9	0,073/0,060
GDAI axial	376	5	0,134/0,106
GDAI sagittal	1128	5	0,755/0,209
2 Spokes	395	5	0,241

TABLE 3.22: Compensation 3D et 2D avec l’algorithme GDAI sans contrainte (3D) et avec contrainte (2D), pour l’antenne A12.1 et les 8 premiers modes SVD calculés à partir des simulations sur l’ellipsoïde.

est stable d’un cerveau à un autre, et que, par conséquent, il est possible de concevoir un module SVD une fois pour toute, qui sera utilisé pour tous les patients, malgré la diversité morphologique.

### 3.3.2.3 Réalisation pratique du module SVD

En pratique, la construction du module SVD demande l’optimisation de la matrice  $\mathbf{H}$  afin d’utiliser le moins d’étages possible. Nous avons évalué que la perte de puissance par étage est de l’ordre de 0,2 à 0,3 dB. Nous avons donc souhaité nous limiter, pour la réalisation physique, à 2 étages, engendrant une perte proche de 0,6 dB soit 15% en puissance. Ces pertes demeurent raisonnables si l’on compare les avantages apportés par l’antenne 12 canaux. A titre de comparaison, nous avons montré que l’antenne 12 canaux pilotée par 8 amplificateurs nécessitait 40% de puissance en moins que l’antenne 8 canaux pour atteindre la même homogénéité avec la méthode GDAI ou spoke, selon le plan axial. La perte de 15% en puissance implique que la puissance nécessaire finale reste environ 30% inférieure pour l’antenne A12.1, comparée à l’antenne A8.2.2, ce qui est toujours appréciable. De plus, nous rappelons que l’antenne A12.1 est toujours plus sensible en réception, ce qui est l’un de nos critères les plus importants. Pour le plan sagittal, le gain de 81% en puissance est réduit à 78%, ce qui reste considérable.

En plus d’avoir choisi une conception à 2 étages, il a été nécessaire de choisir les permutations  $\Pi$  définies dans l’équation 3.3.20 et la matrice de connexion  $\mathbf{S}_0$ . Après plusieurs essais, nous avons conclu que les deux permutations et la matrice de connexion donnant le meilleur résultat étaient :

$$p_1 = p_2 = [1, 3, 2, 4, 5, 7, 6, 8, 9, 11, 10, 12], \quad (3.3.28)$$



et :

$$\mathbf{S}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 01 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3.29)$$

L'optimisation a été menée avec 100 conditions initiales aléatoires, c'est à dire 100 itérations de la routine  $f_p$ . Afin de mettre en valeur les quatre premiers modes, qui sont les plus efficaces énergétiquement, nous avons, dans la routine d'optimisation  $f_{nl}$  donné un poids 1 aux 4 premiers modes et un poids 1/2 dans les 4 derniers.

La figure 3.3.8 présente de gauche à droite, l'amplitude des modes théoriques, c'est à dire  $\|\mathbf{V}_8\|_2$ , les modes réalisés avec cette optimisation, c'est à dire  $\|\mathbf{H}\mathbf{A}^{-1}\|_2$  où  $\mathbf{A}$  est défini dans l'équation 3.3.12, et l'amplitude de la différence complexe entre les deux  $\|\mathbf{V}_8 - \mathbf{H}\mathbf{A}^{-1}\|_2$ . Pour chacune de ces trois images, la colonne représente un mode et la ligne un canal. Par exemple, pour la première image, la valeur de la quatrième ligne, troisième colonne, correspond à la pondération de l'amplitude et de la phase du signal qui doit être injecté dans le quatrième dipôle pour obtenir le troisième mode.

Sans surprise, conséquemment aux poids deux fois plus faibles donnés aux 4 derniers modes, ceux-ci sont moins bien approchés par le module SVD physique. Les 4 premiers modes, c'est à dire les plus efficaces, sont pour leur part les mieux synthétisés, avec une erreur négligeable. Pour se donner une idée plus quantitative de la qualité de ces approximations, nous pourrions nous référer au tableau 3.23. Ce tableau permet de comparer le champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit par les modes théoriques,  $\mathbf{B}_{théo}^{mode}$  au champ  $\mathbf{B}_1^+$  produit par les modes construits, c'est à dire par la matrice  $\mathbf{H}\mathbf{A}^{-1}$ , notés  $\mathbf{B}_{réel}^{mode}$ , en donnant l'erreur quadratique  $\epsilon_{quad}$  définie par :

$$\epsilon_{quad} = \frac{\text{moyenne}(|\mathbf{B}_{théo}^{mode} - \mathbf{B}_{réel}^{mode}|)}{\text{moyenne}(|\mathbf{B}_{théo}^{mode}|)} \quad (3.3.30)$$

Comme nous l'avons expliqué précédemment, plus l'ordre du mode est élevé, plus son efficacité est faible. Ainsi, si les derniers modes sont moins bien synthétisés, ceci a moins

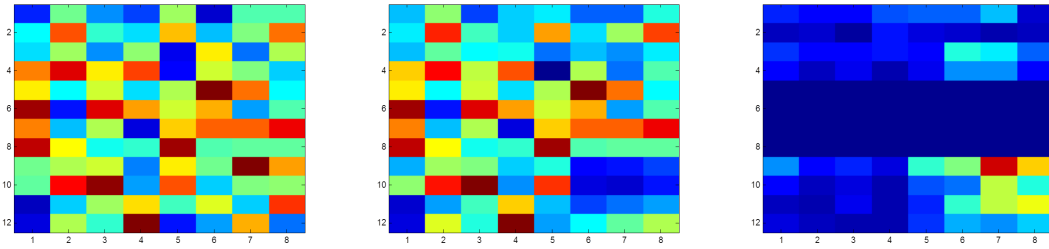


FIGURE 3.3.8: De gauche à droite sont représentées l'amplitude des modes théoriques, l'amplitude des modes réalisés et l'amplitude de la différence complexe entre les modes théoriques et les modes réalisés. Chaque colonne représente un mode, et chaque ligne un dipôle indépendant d'antenne. L'échelle de couleur est arbitraire mais est la même pour les 3 images.

Mode	Erreur quadratique moyenne
1	2,9%
2	1,6%
3	4,4%
4	1,3%
5	10,4%
6	8,7%
7	41,8%
8	37,5%

TABLE 3.23: Erreur quadratique moyenne entre les modes optimaux,  $B_{théo}^{mode}$  et les modes  $B_{réels}^{mode}$  réalisés par le module SVD décrit dans la figure 3.3.9.

d'impact sur l'efficacité finale du système, que si les premiers modes étaient eux-mêmes mal synthétisés.

Le module SVD ainsi calculé a été modélisé en deux temps. Une routine a permis de convertir les valeurs de  $\theta$  et  $\phi$  en coupleurs 6dB et lignes de transmission. Ensuite, les hybrides 6dB ont tous été modélisés avec Ansoft Designer, afin de choisir les substrats et la forme des lignes de transmission, dans l'hybride. La co-simulation décrite dans la section 3.1.3.3 a été appliquée avant le calcul de la SVD, afin de prendre en compte le déphasage lié au circuit de réglage. Il n'a donc pas été nécessaire de corriger le résultat obtenu. Par contre, les coupleurs 0 dB ont été remplacés par des lignes de transmission avec un déphasage de 90°. La dernière étape a été de raccourcir autant que possible les lignes de transmission restantes, sachant qu'une longueur de câble arbitraire peut être ajoutée

ou retranchée entre chaque étage, tant que cette longueur de câble ajoutée ou retranchée est exactement la même pour tous les câbles sortant de chaque étage. En effet, ajouter une longueur de ligne à tous les câbles, revient à multiplier par un scalaire  $e^{i\beta d}$  le vecteur  $\mathbf{X}_k$ , où  $\beta$  est le nombre d'onde, et  $d$  la longueur électrique du câble ajouté ou retiré, c'est à dire à déphaser les modes.

A partir de ces algorithmes de simplification du module SVD, nous avons obtenu le schéma pour le module SVD présenté dans la figure 3.3.9. A partir de ce schéma, la nouvelle matrice  $\mathbf{H}_{réalisé}$  a été calculée grâce aux paramètres de la matrice  $\mathbf{S}$  obtenus en simulant le module SVD physique. Le résultat  $\mathbf{H}_{réalisé}\mathbf{A}_{réalisé}^{-1}$  est identique à la valeur précédente  $\mathbf{H}\mathbf{A}^{-1}$  à 3% près, dû à la précision de réalisation du coupleur 6dB. Les champs obtenus sont identiques, à 1% près. Ces différences sont négligeables, en particulier comparées aux résultats des optimisations précédemment décrites par le tableau 3.23. A partir du  $\mathbf{H}_{réalisé}$ , nous avons pu recalculer le champ effectivement produit, si l'on excite les canaux, amplificateur par amplificateur. Les amplificateurs 3 à 6 étant directement reliés aux canaux 5 à 8, les cartes de champ sont identiques aux cartes de chaque dipôle. Les 8 nouveaux modes, sont donnés dans la figure 3.3.10.

Enfin, à partir des cartes de champ simulées, et du module SVD calculé, nous avons mené des co-simulations avec HFSS, afin de comparer le résultat attendu, au résultat effectivement obtenu par co-simulation. Le résultat est donné par la seconde ligne de la figure 3.3.10. Ces cartes de champ ont été utilisées dans le programme d'optimisation des séquences GDAI et spokes, les résultats étant présentés dans la section suivante.

### 3.3.2.4 Antenne 7 T 12 canaux avec module SVD final

L'objectif de cette section est de comparer les résultats obtenus avec le module SVD physique aux résultats obtenus dans le cas idéal présenté dans les tableaux 3.20 et 3.21. Tout d'abord, la comparaison 3D entre les tableaux 3.20 et 3.24 montrent des résultats sensiblement équivalents entre les modes idéaux et les modes physiquement réalisés.

Séquence	Énergie (mJ)	CV(%)	Tension (V)	DAS (W/kg)
GDAI 3D sans con.	228	11,9	81	0,085/0,039
GDAI axial	385	5	257	0,129/0,111
GDAI sagittal	2255	5	489	0,446/1,221
2 Spokes	404	5	279	0,255

TABLE 3.24: Compensation avec l'algorithme GDAI en 3D sans contrainte, et avec les algorithmes 2D avec contrainte. Antenne 12 canaux, A12.1.

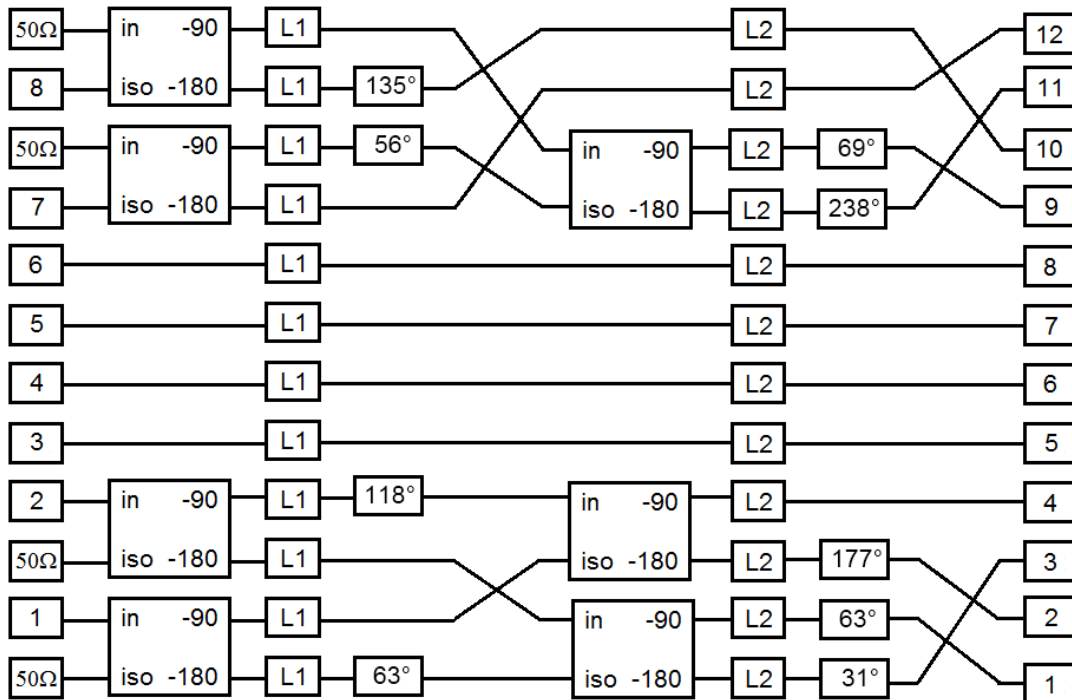


FIGURE 3.3.9: Schéma électrique du module SVD optimale obtenue pour 2 étages, pour l'antenne 12 canaux A12.1.

Concernant l'optimisation en 2D, dont les résultats sont donnés dans le tableau 3.24, la principale différence se situe au niveau de l'optimisation GDAI selon une coupe sagittale. En effet, avec ce module SVD, la puissance nécessaire, et le DAS sont deux fois plus importants, par rapport à la décomposition idéale, présentée dans le tableau 3.21.

Il est nécessaire ensuite de comparer les résultats obtenus avec l'antenne 8 canaux, A8.2.2 et l'antenne A12.1, afin de déterminer, au final, si la conception de l'antenne 12 canaux est intéressante, en émission. En effet, l'antenne A8.2.2 était l'antenne la plus efficace en émission, qui ne nécessitait pas de système de pilotage particulier. En comparant ces deux antennes, A8.2.2 et A12.1, nous pouvons répondre à la question de l'intérêt de concevoir une antenne possédant 12 canaux d'émission, au lieu de se contenter des 8 canaux directement reliées aux 8 amplificateurs.

Rappelons que pour le mode pseudo-CP, l'antenne 12 canaux était en moyenne 14% moins efficace en puissance, pour un même angle de bascule. La comparaison entre les tableaux 3.24 et 3.11 montre au contraire que l'antenne 12 canaux, pour une homogénéisation

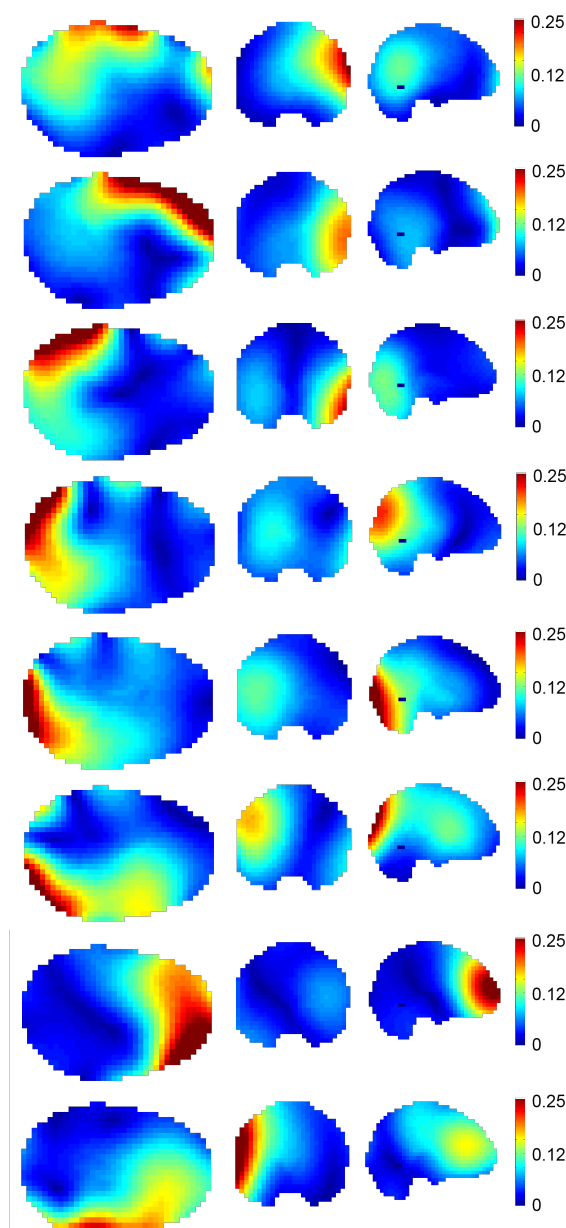


FIGURE 3.3.10: Cartes de champ obtenues pour les 8 modes de la matrice  $H_{réalisé}$  calculée après optimisation de  $A$ . Chaque ligne correspond au champ  $B_1^+$  en  $\mu\text{T}$  émis, si l'on ne transmet une tension de 4 V que sur l'un des amplificateurs. Les 3e, 4e, 5e, et 6e lignes correspondent simplement aux cartes de champ  $B_1^+$  des 5e, 6e, 7e et 8e dipôles, par construction du module SVD.

sur une coupe, nécessite entre 51 et 173% de puissance en moins, que l'on homogénéise selon une coupe axiale ou sagittale. La tension nécessaire, en sortie des amplificateurs, est également significativement plus faible pour l'antenne A12.1 et cette implémentation du module SVD. Ainsi, l'antenne A12.1 qui était a priori moins efficace, pour un mode pseudo-CP que l'antenne A8.2.2, donne de meilleurs résultats en compensation  $B_1^+$ .

Concernant le DAS, nous observons pour les coupes axiales, que l'antenne 12 canaux produit un DAS plus important que l'antenne 8 canaux. Ceci est lié à la plus grande proximité entre les dipôles et la tête. En effet, en rapprochant les antennes de la tête, si l'on améliore effectivement la sensibilité en réception, on tend à augmenter le DAS. Pour les spokes, par exemple, la comparaison entre le tableau 3.24 et le tableau 3.11 montre que pour la même séquence, le DAS maximal augmente de 59% entre A8.2.2 et A12.1. Par contre, concernant l'homogénéisation en coupe sagittale, comme l'objectif de 5% est obtenu bien plus facilement, pour une bien moindre énergie, le DAS reste plus faible pour l'antenne 12 canaux.

### 3.3.2.5 Antenne 11,7 T 12 canaux avec module SVD final

Les mêmes calculs ont été menés pour l'antenne B12.1. Le module SVD résultant de l'optimisation est donné dans la figure 3.3.11. Le tableau 3.25 donne les résultats pour la compensation 3D. Comme nous nous y attendions, le coefficient de variation atteint est significativement plus important, entre l'antenne à 7 T et l'antenne à 11,7 T. La tension nécessaire pour l'obtenir est également plus importante, ainsi que le DAS. Le tableau 3.25 donne les résultats pour les optimisations 2D. Toutes les optimisations demandent environ 3 à 4 fois plus de puissance à 7 T, par rapport à 11,7 T. Ceci confirme que les amplificateurs pour l'IRM à 11,7 T doivent être dimensionnés à une plus forte puissance que les amplificateurs pour l'IRM à 7 T. Notons que les spokes nécessitent au moins 3 impulsions pour obtenir l'homogénéité de 5% avec une puissance raisonnable.

Séquence	Énergie (mJ)	CV(%)	Tension (V)	DAS (W/kg)
GDAI 3D sans con.	369	15,8	118	0,164/0,144
GDAI axial	1278	5	455	0,448/0,602
GDAI sagittal	3946	5	801	0,733/2,077
3 Spokes	2311	5	656	0,910

TABLE 3.25: Compensation 3D et 2D avec l'algorithme GDAI sans contrainte (3D) et avec contrainte (2D), pour l'antenne B12.1 et les 8 modes SVD synthétisés.

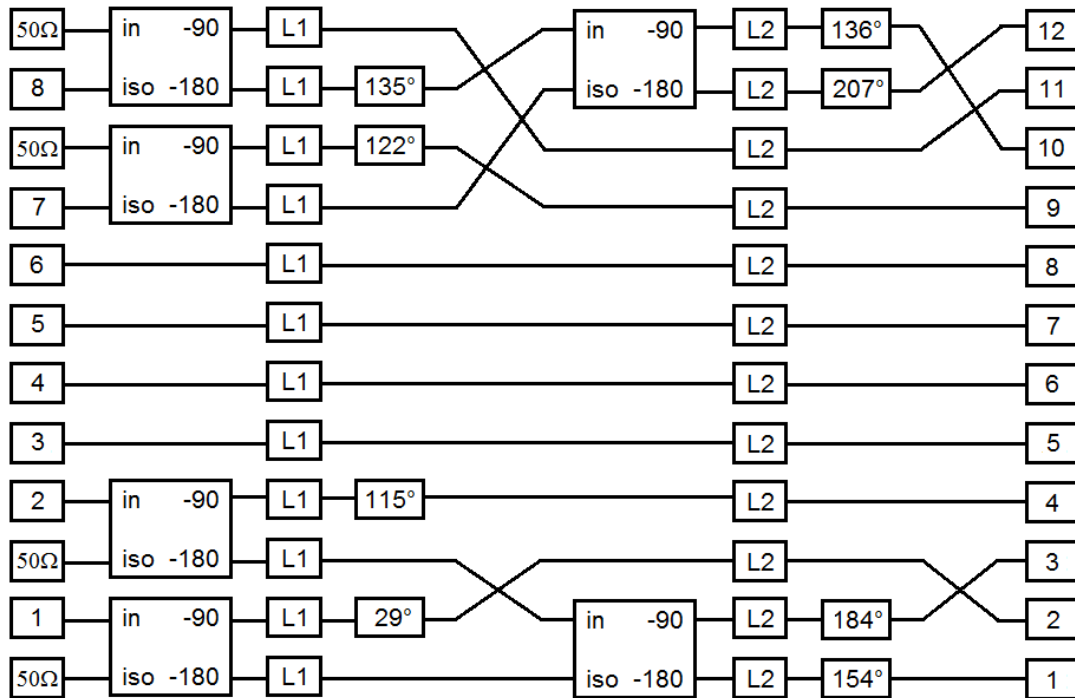


FIGURE 3.3.11: Schéma électrique du module SVD synthétisé pour l'antenne B12.1.

### 3.3.3 Résumé sur les antennes 12 canaux

L'objectif initial était de développer une antenne à transmission parallèle, possédant la meilleure sensibilité en réception, et permettant d'homogénéiser l'angle de bascule avec moins de puissance et de DAS. Nous avons observé que l'antenne 12 canaux répondait mieux à nos besoins, en sensibilité de réception, comparée à l'antenne 8 canaux, c'est pourquoi nous nous sommes particulièrement intéressés à cette configuration à 12 canaux. Nous avons présenté les difficultés liées à l'antenne 12 canaux, et en particulier le fait que nous ne disposions que de 8 amplificateurs et chaînes de commande. Nous avons donc présenté un système de pilotage permettant d'utiliser l'antenne 12 canaux avec ces 8 amplificateurs.

Nous avons tout d'abord montré, à 7 T, que l'antenne 12 canaux avec le module SVD permettait toujours d'obtenir une meilleure homogénéisation, pour une puissance disponible donnée. Toutefois, concernant le DAS, nous avons observé qu'il pouvait être plus important pour l'antenne 12 canaux, dans la mesure où les canaux sont plus proches de la tête. Ensuite, nous avons montré que des résultats similaires peuvent être obtenus à 11,7 T avec l'antenne B12.1, accordée à 500 MHz.

En conclusion, l'antenne 12 canaux est donc l'antenne qui répond le mieux aux trois critères que nous avons fixés dans la première partie, meilleure sensibilité en réception, meilleures capacités d'homogénéisation, pour une puissance disponible donnée, mais malheureusement, au détriment du DAS, qui augmente de près de 50% à 7 T pour les compensations selon un plan axial.

### 3.4 Validation expérimentale à 7 Tesla

Les antennes A12.1 et B12.1, sont à cette date en cours de fabrication, ainsi que les modules SVD. Nous n'avons donc pas été en mesure de vérifier toutes les simulations présentées précédemment, mais nous tenterons dans la dernière partie de donner les résultats expérimentaux obtenus avec l'antenne A8.2.2. Toutefois, toute la méthodologie présentée dans la suite a été développée pour l'étude, de façon générale, des antennes à transmission parallèle. Ainsi, cette même méthodologie sera utilisée pour la validation des antennes A12.1, courant 2012, et B12.1 courant 2013 (antenne B12.1).

Dans cette dernière partie nous présenterons tout d'abord des comparaisons entre les mesures de champ  $B_1^+$  obtenues avec l'IRM 7 T et les simulations obtenues avec HFSS. Cette comparaison a pour objectif de valider la simulation par éléments finis pour les antennes à canaux multiples. Les mesures des cartes de champ sur fantôme ont été menées par les chercheurs du laboratoire Neurospin, auxquels nous avons fourni les cartes de champ simulées. Ensuite, nous présenterons quelques résultats obtenus au cours de la thèse avec la méthode GDAI, afin d'en valider le principe théorique, et de vérifier qu'il est bien possible d'obtenir les niveaux d'homogénéités prédits avec un fantôme. À défaut d'avoir testé la méthode GDAI sur humain, nous proposons ici une analyse des données obtenues par le laboratoire de Neurospin, par la géostatistique, afin de vérifier la faisabilité de la séquence GDAI pour une tête humaine. La vérification in-vivo d'autres méthodes de compensation, dans la tête, est de la responsabilité des équipes de Neurospin. Tous les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus avec l'antenne A8.2.2 qui possède 8 canaux et une ouverture au niveau des yeux.

#### 3.4.1 Validation des simulations : cartes $B_1^+$ simulées comparées aux cartes $B_1^+$ AFI

La première étape a donc consisté à comparer les cartes de champ obtenues avec le logiciel HFSS et avec le scanner IRM Siemens. Nous avons choisi de valider ces cartes de champ avec un fantôme pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il est possible avec un fantôme



de mener des expérimentations sur des temps très longs (de l'ordre de plusieurs heures) et avec des puissances très importantes, sans être contraint par les normes sanitaires propres aux expérimentations sur l'homme. Il est donc possible de choisir des séquences d'acquisition des cartes de champ aussi lentes que nécessaires, et il est possible d'utiliser toute la puissance disponible en sortie des amplificateurs pour ces acquisitions. Typiquement, les acquisitions présentées ont été obtenues avec des acquisitions d'une heure, qui ont été répétées plusieurs fois afin de vérifier la stabilité de l'IRM. En effet, nous avons observé avec le scanner IRM de Neurospin, que des problèmes de synchronisation des 8 amplificateurs pouvaient apparaître, rendant les cartes de champ mesurées inutilisables. La répétition de l'expérience permet de s'assurer que ce type de problème technique est absent. Le second avantage est qu'il est possible de déterminer très précisément les propriétés diélectriques du fantôme. On sait, pour l'humain, que les propriétés diélectriques des tissus peuvent varier significativement d'un individu à un autre, et même pour un individu donné, en fonction de son âge. Nous avons donc choisi un gel bien caractérisé à la fréquence qui nous intéressait de 297,2 MHz, que nous avons pu simuler avec précision avec HFSS. Enfin, l'avantage d'utiliser un fantôme est qu'il est possible d'en connaître, d'une part, les dimensions exactes et complètes (bouchon compris), et le positionnement exact dans l'IRM. Contrairement à un humain, ou à des animaux, le fantôme reste parfaitement immobile pendant les quelques heures d'acquisition s'il est correctement maintenu dans l'antenne.

Les cartes de champ mesurées suivantes ont toutes été produites par le laboratoire LRMN de Neurospin. Les simulations avec HFSS et les mesures de conductivité et permittivité du liquide utilisé dans le fantôme ont été conduites par notre équipe. Les propriétés diélectriques du gel ont été mesurées grâce au système Epsimu ([www.epsimu.fr](http://www.epsimu.fr)) développé par l'institut Fresnel, à Marseille, en partenariat avec notre laboratoire. Les résultats obtenus sont  $\sigma = 0,78$  S/m et  $\epsilon_r = 74,6$ . Le fantôme se présente comme une sphère de 15,6 cm de rayon, avec un col, permettant de le remplir. La présence d'agar dans l'eau permet de maintenir la forme du gel et de s'assurer qu'il n'y a pas d'effet de convection. La position du fantôme pendant l'expérience a été calée sur celle de la simulation.

Pour la mesure du champ  $\mathbf{B}_1^+$  avec l'IRM, la séquence BAFI [85], dérivée de la séquence AFI présentée précédemment [39], a été utilisée. Les paramètres suivants ont été utilisés : le temps d'impulsion a été paramétré à 350  $\mu$ s. La commande de tension demandée était 170 V RMS, soit 578 W injectés, en théorie. Nous verrons dans la suite que nous avons mesuré la puissance réellement transmise par les amplificateurs, pour une commande de 170 V RMS. Le temps de répétition valait 180 ms et la résolution  $32 \times 32 \times 32$  voxels pour des voxels de dimension  $6 \times 6 \times 6$  mm. Le temps total pour acquérir une carte de champ

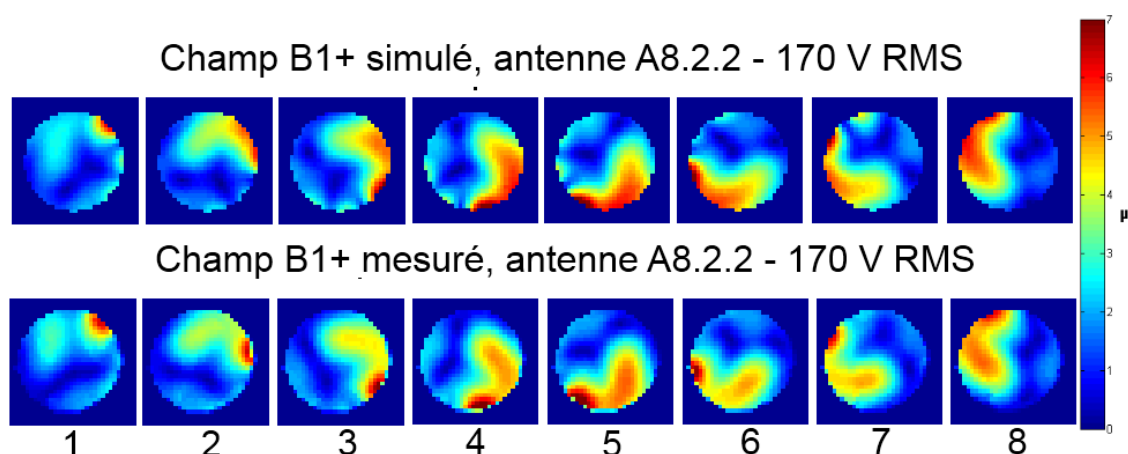


FIGURE 3.4.1: Comparaison entre les cartes de champ  $B_1^+$  simulées et les cartes de champ mesurées avec la méthode BAFI, dans un fantôme principalement composé d'eau, et de 2% de gel d'agar, 4g/L de sel.

est alors de 3 minutes, soit pour les 8 canaux étudiés entre 25 et 30 minutes, en comptant le temps de préparation des séquences.

Les résultats sont donnés par les figures 3.4.1 et 3.4.2. La première figure 3.4.1 montre que, visuellement, les champs simulés sont similaires aux champs mesurés. En particulier, pour les canaux 3 à 8, on observe une forme de virgule, caractéristique des champs  $B_1^+$  simulés dans une sphère. Les canaux 1 et 2 sont légèrement différents des autres canaux, la virgule y est moins prononcée. Ceci est dû à l'ouverture de l'antenne pour les stimuli visuels en IRM fonctionnelle. Cette différence entre les canaux 1, 2 et les autres est visible à la fois pour les cartes de champ simulées et pour les cartes de champ mesurées. Ceci valide qualitativement les simulations.

La seconde figure 3.4.2, donne deux informations quantitatives, permettant une comparaison plus précise entre les simulations et la mesure. Tout d'abord, on observe que les facteurs de corrélation entre les cartes de champ sont toujours supérieurs à 0,91. Ces facteurs de corrélation sont même supérieurs à 0,96 pour la moitié des canaux. On pourra considérer au-delà de 0,90 que la simulation est correcte, et au-delà de 0,95, quelle est de très bonne qualité. Cette corrélation montre que toutes les cartes de champ ont été correctement simulées. La seconde information donnée par cette figure est le rendement réel des antennes, grâce à la valeur du coefficient linéaire, appelé pente (slope en anglais), dans la figure 3.4.2.

En théorie, le coefficient linéaire entre l'impulsion à 1 W simulée et la tension  $U$

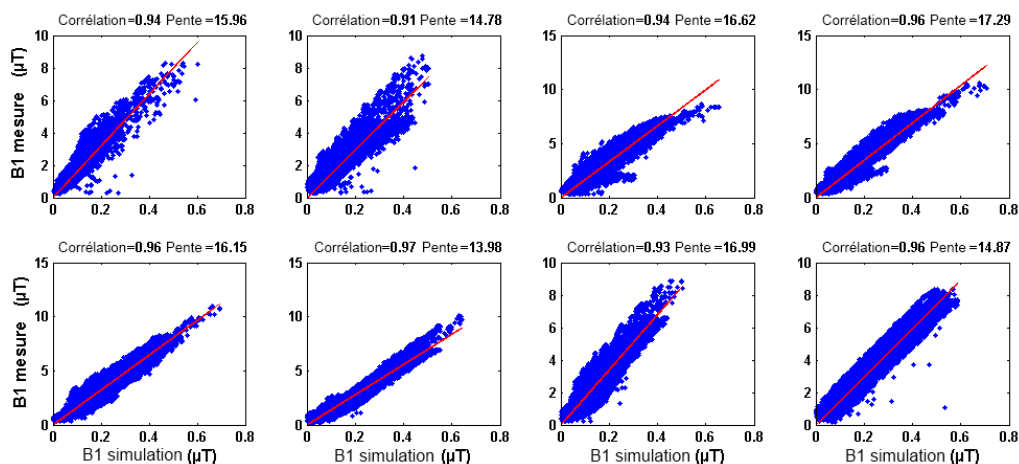


FIGURE 3.4.2: Corrélacion entre les cartes de champ  $B_1^+$  simulées et les cartes de champ mesurées avec la méthode BAFI. Le facteur de corrélacion, et le coefficient linéaire de corrélacion sont donnés. Le champ simulé est donné pour une puissance théorique injectée de 1 W, soit 7 V RMS. Le champ mesuré est donné pour 170 V RMS théorique. Le coefficient entre le champ mesuré et le champ simulé est donc théoriquement de 24,3. La différence est principalement due aux pertes de puissance dans les câbles de transmission de l'IRM d'une part, et dans les câbles, le circuit en pi et les défauts de construction (collage des électrodes en particulier) de l'antenne d'autre part.

de 170 V RMS injectée, doit être de 24,3. En effet, pour un amplificateur d'impédance  $50 \Omega$ , 1 W correspond à une tension de 7,07 V RMS, 170 V RMS correspond donc à 24,3 fois 7,07 V. En pratique, cette valeur est toujours inférieure. Tout d'abord, 170 V RMS correspond à une commande, demandée au niveau de l'interface homme-machine de l'IRM. La puissance réellement injectée pour cette commande de 170 V RMS est légèrement différente, la différence étant certainement due à la précision de l'étalonnage, en particulier à forte puissance. L'autre source de différence, entre la valeur théorique de 24,3 et la pente réellement mesurée, est l'ensemble des câbles entre les sorties des amplificateurs et l'antenne. Nous pouvons supposer que les pertes des câbles sont les mêmes pour toutes les antennes. Différentes mesures ont montré que l'ensemble des câbles dissipait environ 25% en puissance soit un peu plus de 1 dB de pertes. Les commutateurs T/R sont également sources de pertes, nous ne les avons pas mesurées. Pour les dipôles, dans la mesure où le montage des dipôles a nécessité des points de colle, dont les propriétés diélectriques sont inconnues, des variations peuvent être observées, d'un dipôle à l'autre, en fonction de la quantité de colle époxy déposée.

Nous avons tout d'abord mesuré, grâce à un coupleur directionnel et à une charge de

N° Can.	Puiss. émise	Facteur linéaire à la sortie	Facteur linéaire dans l'antenne	Puiss. dissipée non prédite
1	525 W	22,9	16,0	51%
2	456 W	21,4	14,8	52%
3	414 W	20,3	16,6	33%
4	543 W	23,3	17,3	45%
5	461 W	21,5	16,2	43%
6	523 W	22,9	14,0	63%
7	522 W	22,8	17,0	44%
8	530 W	23,0	14,9	58%

TABLE 3.26: Estimation de la puissance dissipée non prédite par la simulation, entre les sorties des amplificateurs et les entrées des dipôles, par comparaison des cartes de champ simulées et des cartes de champ mesurées.

50 Ohms pouvant supporter plus d'1 kW, la puissance effectivement produite pour une tension de 170 V RMS. Les résultats sont donnés dans la seconde colonne du tableau 3.26. Le facteur linéaire indiqué dans la troisième colonne correspond toujours à la racine de la puissance en watts. La quatrième colonne donne la pente mesurée avec la méthode BAFI. La dernière colonne du tableau 3.26 montre ainsi que par rapport aux simulations, les câbles, les circuits électroniques et la présence de la colle époxy, non simulée, engendrent entre 33 et 63% de pertes non prévus par la simulation, soit une surestimation du champ simulé comprise entre 18 et 40%, due aux défauts de construction.

La principale source d'erreur ne concerne donc pas la forme du champ, mais bien l'efficacité des dipôles dans les zones critiques comme les condensateurs aux extrémités. Pour le prototype A12.1, nous avons tenté de réduire au maximum les pertes liées aux câbles en choisissant des câbles de meilleure qualité, et nous avons supprimé l'usage des colles époxy. Nous espérons ainsi que les champs prédits seront plus proches des champs réels que pour l'antenne A8.2.2. Toutefois, hormis ces problèmes de rendement effectif des dipôles, la forme des champs mesurés correspond bien à la forme des champs simulés.

D'autres essais ont été accomplis dans l'air, la mesure ayant été faite avec des sondes de champ  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ , fabriquées par la société SPEAG. Les mêmes conclusions en ont été tirées : les pertes réelles des dipôles sont toujours légèrement supérieures aux pertes simulées. Entre deux dipôles, l'un correctement réalisé, qui n'a jamais été décollé, et un autre qui a été en partie démonté et recollé, la différence de champ mesurée sans circuit de commutation peut atteindre un facteur 2. Il semblerait en particulier que le fait de décoller et de recoller les deux condensateurs aux extrémités du dipôle rayonnant provoque

une diminution importante de l'efficacité du dipôle. En effet, c'est au niveau de ces deux condensateurs que les champs électriques sont les plus importants, la colle époxy peut alors être une source de perte non négligeable si son épaisseur est trop importante.

### 3.4.2 Comparaison avec une antenne commerciale

Il est usuel, en ingénierie IRM d'utiliser le facteur de qualité, noté  $Q$ , afin de décrire les performances d'une antenne. Le facteur de qualité décrit l'énergie stockée dans une cavité résonnante, ramenée à la puissance dissipée. A vide, l'énergie stockée doit être importante, et avec une tête ou un fantôme, doit diminuer, au profit de la puissance dissipée. Ainsi, le facteur de qualité est élevé à vide, et faible lorsque l'antenne est chargée. Ceci est vrai seulement pour une cavité résonnante. Or, dans notre cas, si l'on souhaite mesurer le facteur de qualité de l'antenne, il est nécessaire d'émettre sur une voie, et de charger les autres voies. L'antenne ne se comporte donc pas comme une cavité résonnante, la puissance émise est en partie dissipée dans les charges des autres voies par couplage mutuel, le facteur de qualité n'est donc pas une variable pertinente. Nous avons donc choisi de comparer notre antenne, à une antenne commerciale, en l'occurrence, l'antenne RapidBiomedical, en rapport signal sur bruit en réception. En émission, ces deux antennes ayant un fonctionnement différent, afin d'obtenir une comparaison pertinente, il nous aurait fallu un protocole plus complexe, que nous n'avons pas développé.

Afin de comparer le prototype A8.2.2 à l'antenne RapidBiomedical, nous avons acquis 20 images avec exactement les mêmes paramètres de séquence, en mode de polarisation circulaire qui est le mode de fonctionnement de l'antenne Rapid Biomed. Ces 20 images ont été acquises avec un angle de basculement très faible, la tension de sortie des amplificateurs étant de 1 V, le signal est donc comparable au niveau de bruit, afin que la résolution de l'échantillonneur permette de mesurer le bruit aussi précisément que le signal. En calculant l'écart type des 20 acquisitions, nous avons obtenu le niveau de bruit. En divisant le niveau de signal par le niveau de bruit, nous avons obtenu le rapport signal sur bruit. Il n'y a alors plus qu'à mesurer en tout point l'angle de basculement. L'angle de basculement a été calculé avec un angle plus fort pour une tension de 180 V. La linéarité du scanner a été vérifiée de 1 V à 180 V (permettant d'obtenir respectivement un angle maximum de  $0,2^\circ$  et  $90^\circ$ ). Ainsi l'angle de basculement estimé pour les 20 images et pour 1 V est égal à l'angle de basculement mesuré à 180 V divisé par 180. La division du rapport signal sur bruit par l'angle de basculement donne une estimation de la sensibilité des antennes en tout point. Comme précédemment en émission, la sensibilité moyenne est 40% inférieure environ pour l'antenne A8.2.2, ce qui s'explique en grande partie par les pertes dans la

colle epoxy. Malgré ce défaut, un point positif est que, localement, en particulier au niveau du sinciput, du haut de la tête, le prototype peut être meilleur que l'antenne commerciale. La figure 3.4.3 présente les résultats obtenus avec l'IRM 7 T Magnetom, un fantôme de 2 L contenant de l'eau distillée, 10 g de chlorure de sodium et 2,5 g de sulfate de cuivre, avec les antennes A8.2.2 et RapidBiomedical.

Concernant l'antenne A12.1, ce test n'a pas été réalisé, mais des premières mesures ont été effectuées avec les sondes SPEAG citées précédemment. Pour cette antenne, les mesures sont très proches des simulations (plus ou moins 2% de différence), grâce à l'absence de colle epoxy. Ceci signifie que l'antenne A12.1 est théoriquement 20% plus efficace en moyenne que l'antenne RapidBiomedical, selon les simulations et les mesures par sonde SPEAG. Ces résultats nécessiteront dans la suite une confirmation, dès que l'antenne A12.1 sera entièrement montée, et testée dans l'IRM.

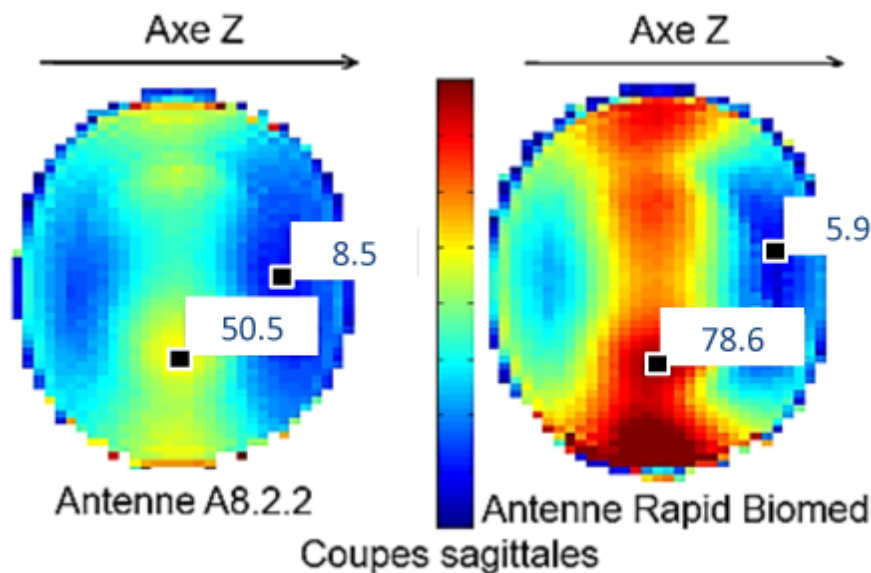


FIGURE 3.4.3: Comparaison du rapport signal sur bruit entre le prototype A8.2.2 et l'antenne RapidBiomedical. Ces mesures ont été obtenues avec un angle de basculement très faible (inférieur à  $0,2^\circ$ ) et 20 acquisitions dont l'écart type et la moyenne ont été calculés.

### 3.4.3 Méthode GDAI sur fantôme

#### 3.4.3.1 Validation expérimentale sur fantôme

A partir des cartes de champ complexes  $B_{1,k}^+$  acquises dans le fantôme entier avec la méthode AFI, le plan axial le plus large, passant par le centre de la sphère, a été choisi

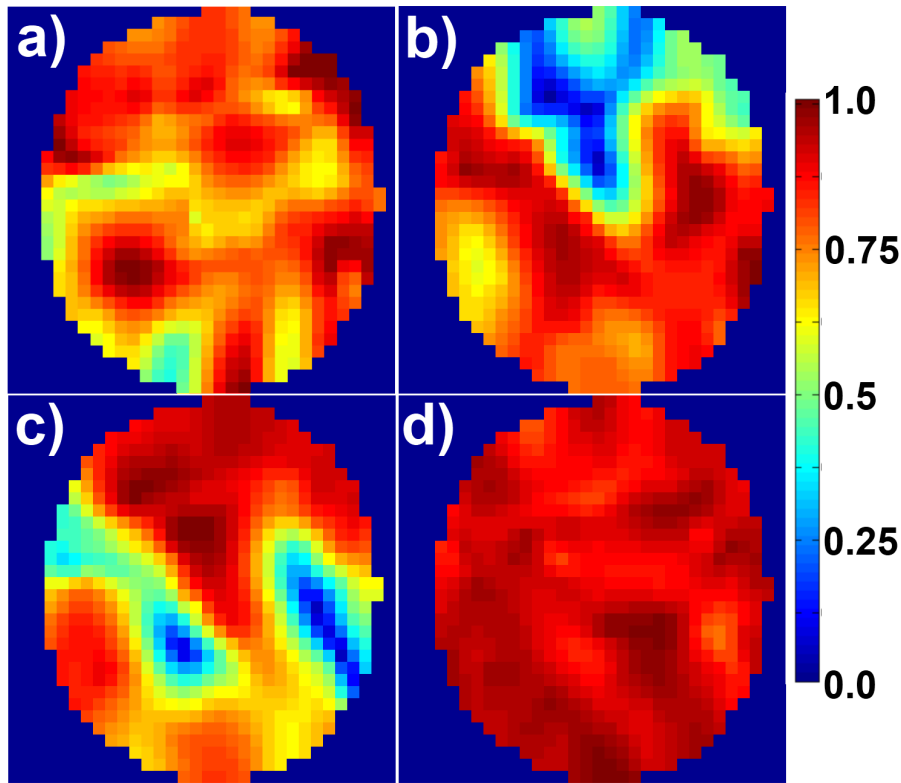


Figure 3.4.4: Cartes de champ  $B_1^+$  obtenus après optimisation des paramètres de la compensation statique, et de la compensation par la méthode GDAI, pour un plan axial d'un fantôme sphérique. (a) Compensation statique : CV=14,5%. (b) GDAI, angle de bascule  $|\alpha_{1a}|$  de la première acquisition. (c) GDAI, angle de bascule de la seconde acquisition,  $|\alpha_{1b}|$ . (d) GDAI, angle de bascule équivalent final  $|\alpha_f|$  : CV=4.6%.

comme ROI. L'algorithme GDAI nous a permis de calculer les paramètres  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  pour l'acquisition. La figure 3.4.4 présente une comparaison entre l'angle de bascule que l'on peut atteindre avec la compensation statique et avec la méthode GDAI, pour les cartes de champ mesurées. Le coefficient de variation minimal donné par l'algorithme d'optimisation est de 4,6 % pour la séquence GDAI, contre 14,5% pour la compensation statique, dans la coupe axiale.

Les images en écho de gradient présentées dans la figure 3.4.5 ont toutes été obtenues avec les mêmes coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$ . L'intensité maximale de l'image a été normalisée à l'unité. La sensibilité de réception est plus importante à proximité des dipôles et plus faible au centre du fantôme (figure 3.4.5a). L'ouverture de l'antenne A8.2.2 au niveau du nez se trouve à gauche sur l'image, et laisse apparaître une légère asymétrie au niveau de

la sensibilité de réception. Pour les figures 3.4.5b, c et d, après avoir estimé la sensibilité en réception  $\mathbf{S}$  grâce à la méthode de Jinghua Wang [36], elle a été divisée aux images  $\mathbf{I}_a$  et  $\mathbf{I}_b$  définis dans l'équation 3.2.4. Ainsi, les images 3.4.5b, c et d ne représentent que l'aimantation des spins, décorrélée de la sensibilité en réception. Les premières images (figures 3.4.5a et b) correspondent à une acquisition pondérée en densité protonique, l'angle de bascule est faible ( $7^\circ$ ) et le temps de répétition est court ( $E_1 = 0,26$ ) pour que l'approximation linéaire puisse être appliquée. Comme la densité protonique du fantôme est uniforme, le résultat est directement proportionnel à  $\alpha_f$ . Le coefficient de variation de cette première acquisition est de 4,8%, très proche de la prédiction de 4,6 %. La seconde acquisition est une image pondérée en  $T_1$  pour laquelle l'approximation linéaire n'est plus valable. Le coefficient de variation atteint 8,1% pour l'image non corrigée (figure 3.4.5c). La correction de l'artefact ramène cette inhomogénéité à 4,1% (figure 3.4.5d). Après correction, quelques halos résiduels subsistent autour des zones où l'angle de bascule est faible lors de l'une des deux acquisitions. Les image des figures 3.4.5e (sans correction) et 3.4.5f (avec correction) simulent le contraste obtenu avec deux gels de  $T_1$  différent entre l'hémisphère droit et l'hémisphère gauche. En pratique, nous avons coupé au centre deux images obtenus pour deux valeurs de  $T_R$  différentes, que nous avons assemblées sur les images 3.4.5e et f. D'après la figure 3.2.1, la correction réduit légèrement le contraste, qui reste a priori assez élevé pour les applications cliniques.

Le niveau de bruit des acquisitions a été estimé grâce à la fonction *wiener2* proposée par la Toolbox d'images de MATLAB. Cette fonction ne permet pas une évaluation très précise du bruit, là où les variations d'intensité sont importantes. Afin de pallier cette difficulté, nous avons estimé le bruit dans un cube entièrement contenu dans le fantôme. Ainsi, l'intensité de l'image varie peu dans le cube considéré, et la mesure de bruit est plus précise. Avec la fonction *wiener2*, si l'on normalise le niveau de bruit à 1 pour la première acquisition, le niveau de bruit de la seconde acquisition vaut 1,12, et celui de la reconstruction finale, 1,02. Dans la mesure où les deux acquisitions complémentaires ont été obtenues avec les mêmes paramètres, le niveau de bruit est, en théorie, le même. La légère différence observée est donc attribuable à la précision de la méthode de mesure de bruit. Selon les résultats du développement théorique, le niveau de bruit de l'image reconstruite ne doit pas être supérieur au niveau de bruit des deux images, ce qui est effectivement vérifié par l'estimation expérimentale du niveau de bruit de l'image finale.



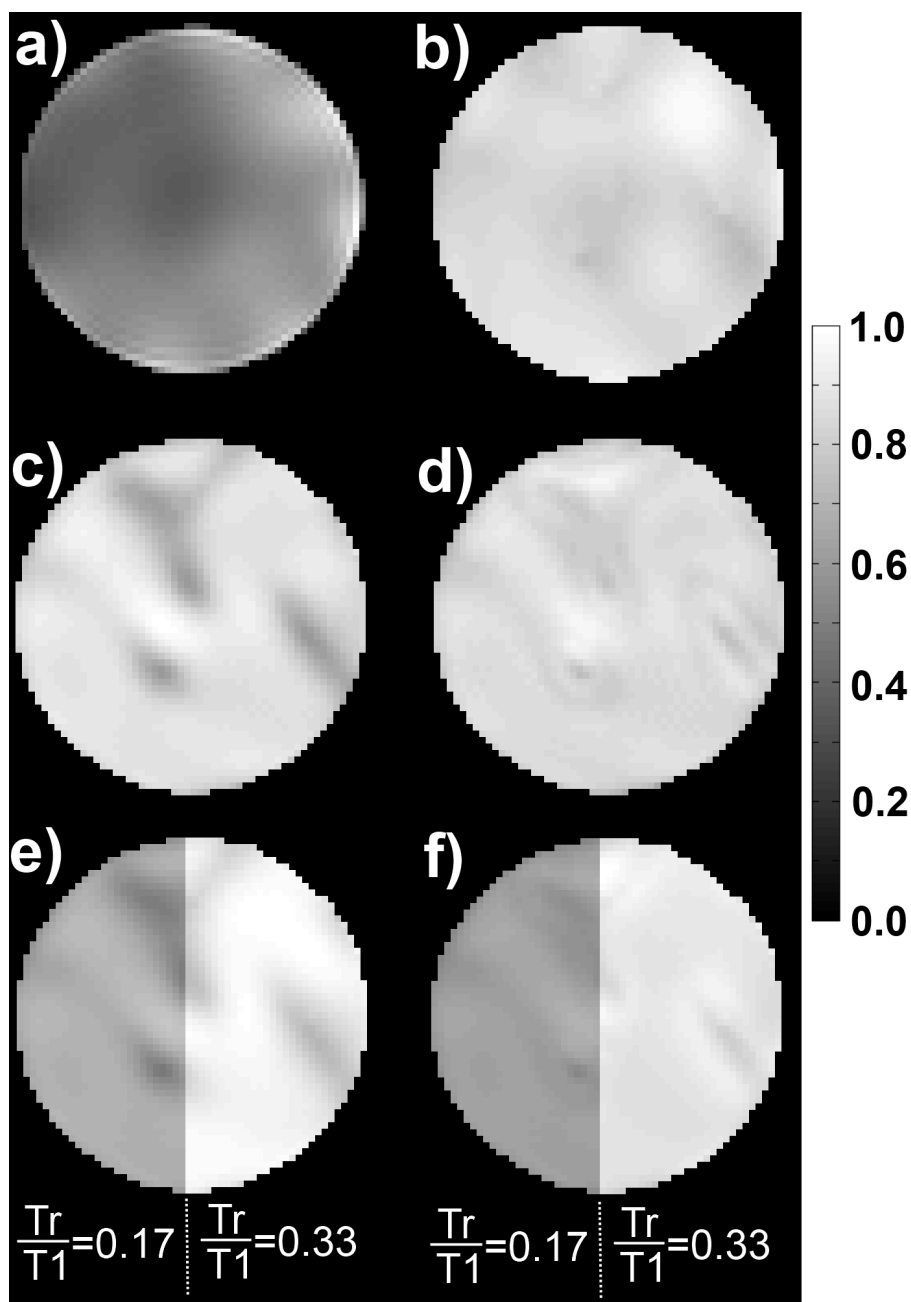


Figure 3.4.5: Images GDAI obtenues expérimentalement. (a-b) Images pondérées en densité protonique, pour un faible angle de bascule, sans et avec correction de la sensibilité en réception. (c-d) Images pondérées  $T_1$  avec correction de la sensibilité de réception ; respectivement sans et avec correction de l'artefact GDAI. (e-f) Deux images possédant une pondération  $T_1$  différentes ont été combinées afin de simuler un fantôme dont les deux hémisphères possèdent un  $T_1$  différent, respectivement sans et avec correction de l'artefact GDAI.

### 3.4.3.2 Résumé

Nous avons montré dans cette partie expérimentale d'une part que la méthode GDAI pouvait effectivement être une méthode d'homogénéisation pour l'imagerie clinique, même si elle présentait un certain nombre de défauts, inhérents à la reconstruction. En particulier, des artefacts apparaissent sur les images pondérées en  $T_1$  auxquels nous avons proposé une solution qui réduit légèrement le contraste. D'autre part nous avons montré qu'il était effectivement possible, avec l'antenne A8.2.2 d'obtenir une homogénéisation inférieure à 5% sur un fantôme sphérique. L'antenne A8.2.2 est donc assez performante pour la compensation RF par la méthode GDAI 2D.

L'étape suivante, que nous n'avons pas pu mener jusqu'au bout, est l'expérimentation de cette séquence, sur l'homme. Les essais sur humain sont bien plus contraignants, en termes de sécurité, et nous n'avons pas eu la possibilité de mener cette expérience sur l'homme, dans le temps imparti par la thèse. Nous nous sommes donc contentés d'étudier les résultats que nous pouvions attendre, sur l'homme, à partir des cartes de champ mesurées in-vivo par les chercheurs du laboratoire LRMN de Neurospin avec l'antenne A8.2.2, en particulier les données collectées par Martijn Cloos [86].

### 3.4.4 Amélioration de la précision des cartes de champs $B_1^+$ par le krigeage

Nous n'avons pas été en mesure de vérifier la méthode GDAI présentée précédemment pour la sphère sur l'humain, les expériences sur humain étant plus contraignantes et demandant plus de préparation. Toutefois, nous avons obtenu des mesures AFI sur l'humain, afin de simuler la méthode GDAI. A partir des cartes de champ bruts, et d'un traitement numérique exposé dans la suite, nous avons ainsi pu calculer des coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  pour une tête humaine.

Les problèmes principaux rencontrés avec les cartes de champ obtenues avec la méthode AFI, sur l'humain sont leur niveau de bruit, le temps d'acquisition important, le DAS important généré, et leur faible résolution. Sauf à utiliser des séquences extrêmement longues qui prendraient plus d'une heure et qui empêcheraient alors l'acquisition d'autres images (les protocoles de sécurité de Neurospin stipulent que le temps maximal pour l'imagerie sur humain est d'une heure et demie par jour), il faut accepter que les images obtenues avec la méthode AFI soient de plus faible qualité, de plus faible résolution éventuellement, pour l'homme que pour le fantôme. Ceci est principalement lié au fait que la densité protonique dans la tête est plus faible que pour le fantôme, et que le  $T_1$  de la tête est bien plus im-

portant à 7 T pouvant atteindre plus de 2 s, contre 350 ms environ pour le fantôme. Ainsi, une fois les images acquises, il a fallu trouver un moyen de les débruiter, avant de calculer les paramètres de la séquence GDAI. Cette étape a été l'occasion de mener une réflexion sur la résolution minimale nécessaire pour que les cartes de champ  $\mathbf{B}_1^+$  soient utilisables.

Le but de cette étude est donc de proposer une méthode efficace de débruitage et d'interpolation des champs basée sur une analyse statistique des données de mesure. Cette méthode, contrairement à la plupart des méthodes de débruitage, ne nécessite pas de paramétrage particulier et peut être utilisée pour toute séquence de mesure du champ  $\mathbf{B}_1^+$ . Tous les paramètres de l'algorithme sont calculés par l'algorithme lui-même. Cette méthode simple permet d'obtenir rapidement une carte débruitée à partir de cartes fortement bruitées, ou de très faible résolution (inférieure à  $32 \times 32 \times 32$  voxels). A 7 T, l'acquisition d'une image de faible rapport signal sur bruit et de résolution  $32 \times 32 \times 32$  prend environ 40 minutes pour la tête. Notre objectif a été de déterminer si à partir d'une résolution 4 fois plus faible :  $16 \times 16 \times 32$ , il était également possible de déterminer des paramètres pertinents pour la compensation GDAI. Diviser par 2 la résolution dans les 2 directions de codage de phase permettrait de réduire à 10 minutes l'acquisition des images pour la tête.

#### 3.4.4.1 Principe

Lors de la mesure de cartes de champ, on peut considérer que le champ  $\mathbf{B}_m$ , tel qu'il est mesuré, se décompose en un champ physique  $\mathbf{B}$ , et un bruit  $\mathbf{N}$  :

$$\mathbf{B}_m = \mathbf{B} + \mathbf{N}. \quad (3.4.1)$$

L'objectif de toute technique de réduction de bruit est d'estimer la valeur de  $\mathbf{B}$  à partir de la mesure de  $\mathbf{B}_m$  dans une région donnée. Dans notre cas, nous ne nous intéresserons qu'au champ  $\mathbf{B}_1^+$ . Dans la suite,  $\mathbf{B}_1^+$  représente un champ excitateur,  $\mathbf{B}_{1,i}^+$  est le champ magnétique produit par le canal  $i$ . Dans son travail d'optimisation de la reconstruction des images, Franck Roemer [27] utilise la covariance de bruit entre les différentes images obtenues sur les différents canaux de réception afin de minimiser le bruit final de la reconstruction. Dans l'analyse géostatistique, plutôt que d'étudier les covariances entre les signaux reçus par différents canaux, nous étudions les covariances entre les champs mesurés aux positions  $\vec{x}$  et  $\vec{x} + \vec{h}$ .

Pour cela, nous devons tout d'abord supposer que l'espérance du bruit est nulle. Ceci permet de s'assurer que l'espérance du champ mesuré est bien égale à l'espérance du champ physique, qu'il n'y a pas de biais statistique entre ces deux grandeurs. Dans la mesure où

les champs mesurés sont complexes, et que la phase du bruit est a priori aléatoire, quelle que soit la séquence utilisée pour mesurer  $\mathbf{B}_m$ , on peut s'attendre effectivement à ce que l'espérance mathématique du bruit, en valeur complexe, soit nulle. Par conséquent, un estimateur de l'espérance de  $\mathbf{B}_m$  est également un estimateur du champ réel  $\mathbf{B}$ . On observe alors que la connaissance de  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  ajoute une information à la seule connaissance de  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  pour l'estimation de  $\mathbf{B}_1^+(\vec{x})$ , tant que la covariance de  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  et  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  n'est pas nulle, c'est à dire tant que les variables aléatoires  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  et  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  ne sont pas indépendantes. Ainsi, la connaissance de  $\mathbf{B}_m$  pour un grand nombre de couples  $(\vec{x}, \vec{h})$  dans l'échantillon permet de proposer un estimateur de  $\mathbf{B}_1^+(\vec{x})$  utilisant les informations de covariance. On peut définir la portée, notée  $h_r$ , comme la valeur maximale de  $\|\vec{h}\|$  pour laquelle la covariance de  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  et  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  n'est pas égale à 0. Si la portée est inférieure à la résolution, la covariance entre les valeurs mesurées est nulle, on ne peut donc pas distinguer entre les variations spatiales du champ et le bruit. Sinon, il existe des points mesurés autour de  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  qui sont corrélés à  $\mathbf{B}_1^+(\vec{x})$ . Si un champ est continu et suffisamment régulier, par exemple dérivable presque partout, sa portée sera non nulle. En ce qui concerne les cartes de champ  $\mathbf{B}_1^+$ , les champs magnétiques physiques sont continus sous l'hypothèse que la perméabilité des tissus est toujours proche de 1. En pratique, la perméabilité des tissus varie entre 1 et 1,00005 [87]. Nous verrons dans la suite que l'algorithme de reconstruction de  $\mathbf{B}_m$  peut éventuellement être source de discontinuités.

Afin de trouver un bon estimateur de  $\mathbf{B}_1^+$ , en en connaissant une mesure dans un voisinage, Georges Matheron propose dans son article [88] d'étudier la différence  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h}) - \mathbf{B}_m(\vec{x})$  pour tous les couples  $\vec{x}, \vec{h}$  mesurés par l'opérateur. Il montre que, si l'espérance et la variance de cette différence sont définies, et ne dépendent pas de  $\vec{x}$ , ce qu'il appelle l'hypothèse de stationnarité intrinsèque, on peut définir une fonction  $\gamma$ , qu'il nomme variogramme, qui vérifie :

$$\gamma(\vec{h}) = \frac{1}{2} \mathbb{E}([\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h}) - \mathbf{B}_m(\vec{x})]^2). \quad (3.4.2)$$

Il montre [89] que  $\gamma$  est croissante avec  $\|\vec{h}\|$ , c'est à dire que plus la distance entre  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  et  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  est faible, plus la différence de valeur est faible, statistiquement. Le variogramme  $\gamma$  n'est pas forcément strictement croissant, il peut être constant à partir d'une certaine valeur. Comme nous l'avons vu précédemment, si la covariance entre  $\mathbf{B}_m(\vec{x})$  et  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$  est non nulle, il est possible de définir un estimateur de  $\mathbf{B}_1^+$  utilisant les données  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$ . De la même façon, si  $\gamma$  est strictement croissante à l'origine, il est possible à partir de  $\gamma$  de définir un estimateur de  $\mathbf{B}_1^+$  à partir des données  $\mathbf{B}_m(\vec{x} + \vec{h})$ . On peut définir une portée, c'est à dire la valeur maximale  $h_r$  en dessous de laquelle  $\gamma$  est strictement croissant.

Les deux définitions, à partir de  $\gamma$  et à partir de la covariance se recoupent et donnent exactement la même valeur de portée  $h_r$ .

On peut définir également une autre fonction, appelée fonction de dissimilarité, notée  $\gamma_{\alpha,\beta}$  par :

$$\gamma_{\alpha,\beta} = \frac{1}{2}(\mathbf{B}_m(\vec{x}_\alpha) - \mathbf{B}_m(\vec{x}_\beta))^2. \quad (3.4.3)$$

La fonction de dissimilarité permet d'estimer le variogramme, à partir d'un jeu de données  $\mathbf{B}_m$ . En pratique, le variogramme estimé, avec une précision  $\epsilon$ ,  $\gamma_\epsilon$  est donné par :

$$\gamma_\epsilon(\vec{h}) = \text{moyenne}(\gamma_{\alpha,\beta}, \|\vec{x}_\alpha - \vec{x}_\beta - \vec{h}\| < \epsilon). \quad (3.4.4)$$

Typiquement, la précision  $\epsilon$  utilisée est de l'ordre de la résolution des cartes de champ. Ce variogramme estimé est un bon estimateur de  $\gamma$  dans la mesure où la moyenne est un estimateur non biaisé de l'espérance dans l'équation 3.4.2. Une fois le variogramme estimé calculé, il est nécessaire de vérifier que ce variogramme peut être ajusté par un variogramme autorisé. Toute fonction croissante n'est pas un variogramme autorisé, on pourra trouver une liste non exhaustive de variogrammes autorisés dans [89]. Toute combinaison linéaire de variogrammes autorisés est également un variogramme autorisé. Si aucun variogramme autorisé ne peut être ajusté convenablement à  $\gamma_\epsilon$ , ceci signifie simplement que la distribution  $\mathbf{B}_m$  ne vérifie par l'hypothèse de stationnarité intrinsèque. Inversement, on considérera dans la suite que la capacité à ajuster  $\gamma_\epsilon$  est une condition suffisante pour confirmer l'hypothèse de stationnarité intrinsèque. Cet ajustement ne démontre pas stricto sensu que  $\mathbf{B}_m$  est stationnaire, mais c'est le seul test simple qui permette de rejeter ou non cette hypothèse.

Pour résumer, en pratique, avant d'appliquer les algorithmes de krigeage à  $\mathbf{B}_m$ , on calcule la fonction de dissimilarité et le variogramme estimé. On ajuste un modèle, ou une combinaison linéaire de modèles de variogrammes autorisés. Si l'ajustement est suffisamment précis, on peut considérer que l'hypothèse de stationnarité intrinsèque est valide, sinon, le champ  $\mathbf{B}_m$  est constitué d'une composante stationnaire et d'une composante non stationnaire, appelée dérive, qu'il faudra estimer. Dans la suite, nous ne développerons pas le calcul de la dérive, car pour toutes les cartes de champ obtenues, un modèle de variogramme autorisé ajuste convenablement le variogramme estimé. Deux cas particuliers peuvent apparaître. Le premier cas correspond à un ensemble de cartes de champs possédant des variogrammes similaires. On peut alors simplement estimer un variogramme moyen pour les cartes de champ considérées. Le second cas particulier est l'isotropie. Si  $\gamma$  dépend peu de la direction de  $\vec{h}$ , on peut considérer que  $\gamma$  est isotropique. On peut

alors estimer le variogramme à partir des données obtenues dans toutes les directions. Ce variogramme isotropique étant obtenu avec plus de données qu'un variogramme calculé dans des directions différentes, il peut être ajusté avec plus de précision aux modèles de variogramme autorisé.

Notons  $\mathcal{V}(\vec{x}_0)$  un sous-ensemble de l'ensemble des points mesurés, qui ne contient pas  $\vec{x}_0$ . Nous nommerons dans la suite  $\mathcal{V}$  "voisinage" de  $\vec{x}_0$  car en pratique, pour trouver le meilleur estimateur de  $\mathbf{B}_1^+$  il est plus intéressant de considérer les points les plus proches de  $\vec{x}_0$ . Notons également  $s$  la taille de ce sous-ensemble, qui est un sous-ensemble fini, dans la mesure où le nombre de points mesurés est fini. La taille de ce sous-ensemble est un paramètre de l'algorithme, et c'est le seul paramètre de l'algorithme. Plus il est grand, plus le résultat sera précis, mais plus le calcul sera long. L'estimateur de  $\mathbf{B}_1^+$  que l'on cherche, noté  $\mathbf{B}_K$  et appelé estimateur de krigeage, est défini comme la combinaison linéaire optimale des mesures effectuées dans l'ensemble  $\mathcal{V}(\vec{x}_0)$  :

$$\mathbf{B}_K(\vec{x}_0) = \sum_{\alpha=1}^n \omega_{\alpha} \mathbf{B}_m(\vec{x}_{\alpha}), \quad \vec{x}_{\alpha} \in \mathcal{V}(\vec{x}_0). \quad (3.4.5)$$

La géostatistique montre que l'ensemble des  $\omega_{\alpha}$  qui donne effectivement, à partir de  $\gamma(\vec{h})$  et  $\mathcal{V}(\vec{x}_0)$ , le meilleur estimateur non biaisé de  $\mathbf{E}(\mathbf{B}_m)$ , c'est à dire celui pour lequel la variance de  $\mathbf{B}_K$  est la plus faible [89], est donné par l'équation :

$$\begin{cases} \sum_{\beta=1}^n \omega_{\beta} \gamma(\vec{x}_{\alpha} - \vec{x}_{\beta}) + \mu & = & \gamma(\vec{x}_{\alpha} - \vec{x}_0) \\ \sum_{\beta=1}^n \omega_{\beta} & = & 1 \end{cases}, \forall \alpha = 1 \dots n. \quad (3.4.6)$$

Ce système linéaire est composé de  $n + 1$  équations et  $n + 1$  inconnues : les  $\omega_{\alpha}$  et  $\mu$ . On montre que le système linéaire possède une unique solution. Le calcul des coefficients  $\omega_{\alpha}$  et de l'estimateur  $\mathbf{B}_K$  est appelé krigeage. Si  $\mathbf{B}_K$  est estimé en un point  $\vec{x}_0$  pour lequel il a été mesuré, le krigeage est communément appelé validation croisée. Il est également possible d'estimer  $\mathbf{B}_K$  en n'importe quel point de l'espace non mesuré, c'est à dire d'interpoler  $\mathbf{B}_m$  partout dans l'espace.

Toutes les considérations précédentes peuvent aussi bien s'appliquer à des champs réels ou complexes. Cependant, le variogramme réel n'a pas les mêmes propriétés que le variogramme complexe. En particulier, si le variogramme réel est strictement positif partout, le variogramme complexe est dit défini positif, notion définie et expliquée par Gneiting dans [90]. Nous ne nous intéresserons pas plus au krigeage de variables complexes. Afin d'étudier des champs complexes, nous les séparons en une partie réelle  $B_{m,\Re}$  et une partie imaginaire  $B_{m,\Im}$  qui sont krigées séparément, afin d'obtenir deux composantes krigées  $B_{K,\Re}$  et  $B_{K,\Im}$

respectivement. Le champ krigé final est reconstruit par :

$$\mathbf{B}_K = B_{K,\Re} + iB_{K,\Im}. \quad (3.4.7)$$

Nous avons expliqué précédemment que la réduction du bruit et l'interpolation se justifiait par la continuité de la variable complexe. Les variations spatiales des discontinuités ont une portée nulle, et ces discontinuités seront considérées par l'algorithme comme des sources de bruit blanc. Elles seront alors lissées, comme toute source de bruit blanc, pouvant alors faire apparaître localement des artefacts. Il ne faut pas confondre la continuité de la variable complexe avec la continuité de l'amplitude de la variable complexe. Ce qui, dans la mesure des cartes de champ  $\mathbf{B}_1^+$  pose problème n'est pas la continuité de l'amplitude, qui est bien la variable mesurée, mais la continuité de la phase, qui n'est pas assurée, dans la mesure où la phase réelle ne peut pas être mesurée. En effet, on sait que la phase du champ mesuré,  $\mathbf{B}'_{m,i}$  se décompose en la phase physique de  $\mathbf{B}_m$ , une phase dite de réception, qui est inconnue,  $\phi_{B,com}$  et un déphasage lié à l'homogénéité imparfaite de  $B_0$  [14, 91] :

$$\arg(\mathbf{B}'_{m,i}) = \arg(\mathbf{B}_{m,i}) + \phi_{B,com} + \gamma\delta B_0 T_E, \quad (3.4.8)$$

où  $T_E$  est le temps d'écho de la séquence IRM. On sait que le déphasage  $\phi_{B,com} + \gamma\Delta B_0 T_E$  est commun à toutes les canaux d'émission, tant que l'algorithme de reconstruction et le temps d'écho est le même [41], mais il n'est pas possible de déterminer quelle est sa valeur. Le déphasage  $\phi_{com}$  n'est en général pas continu partout. Si  $\phi_{com}$  n'est pas continu,  $\mathbf{B}'_{m,i}$  n'est pas continu. Nous allons donc définir de nouvelles cartes de champ, notées  $\mathbf{B}_{c,i}$  définies par :

$$\mathbf{B}_{c,i} = \frac{\mathbf{B}'_{m,i} \cdot |\mathbf{B}_s|}{\mathbf{B}_s}, \quad (3.4.9)$$

où  $\mathbf{B}_s$  est défini par :

$$\mathbf{B}_s(\vec{x}) = \sum_{i=1}^m \mathbf{k}_i \mathbf{B}'_{m,i}(\vec{x}), \quad (3.4.10)$$

et  $\mathbf{k}_i$  est un ensemble de coefficients complexes. On observe que  $\mathbf{B}_{c,i}$  ne dépend plus de  $\phi_{com}$  mais seulement de  $\mathbf{B}_s$ . La continuité de  $\mathbf{B}_{c,i}$  est alors assurée en tout point où  $\mathbf{B}_s$  est non nul. Les valeurs nulles de  $\mathbf{B}_s$  seront appelées dans la suite les singularités de  $\mathbf{B}_s$ . La continuité de  $\mathbf{B}_{c,i}$  est donc décrite en tout point par les singularités de  $\mathbf{B}_s$  qui elles-mêmes ne dépendent que du choix des coefficients  $\mathbf{k}_i$  dans l'équation 3.4.10.

Dans le cas idéal, on peut trouver une interférence  $\mathbf{B}_s$  sans singularité dans l'ensemble de l'échantillon, mais dans la plupart des cas, soit une telle interférence n'existe pas car

l'échantillon est trop grand, soit l'algorithme de recherche n'est pas capable de la trouver. Dans ce cas, il est possible de considérer deux interférences  $\mathbf{B}_s^1$  et  $\mathbf{B}_s^2$  afin qu'en tout point de l'espace, au moins l'une des interférences ne possède pas de singularité. Comme précédemment, à chaque interférence  $\mathbf{B}_s^k$  est associé un champ  $\mathbf{B}_{c,i}^k$  grâce à l'équation 3.4.9. Ce champ  $\mathbf{B}_{c,i}^k$  est krigé grâce aux équations 3.4.5 et 3.4.6 afin d'obtenir un champ  $\mathbf{B}_{K,i}^k$ . Enfin, on pourra calculer le champ final krigé  $\mathbf{B}_{K,i}$ , à partir des  $\mathbf{B}_{K,i}^k$ , par :

$$\begin{aligned} |\mathbf{B}_{K,i}| &= \sum_{k=1}^m c_k |\mathbf{B}_{K,i}^k|, \\ \arg \mathbf{B}_{K,i} &= \arg \left[ \sum_{k=1}^m c_k \frac{\mathbf{B}_{K,i}^k}{|\mathbf{B}_{K,i}^k|} \right], \\ c_k &= \frac{|\mathbf{B}_s^k|^2}{\sum_{k'=1}^m |\mathbf{B}_s^{k'}|^2}. \end{aligned} \quad (3.4.11)$$

Chaque carte de champ  $\mathbf{B}_{K,i}^k$  n'est pas nécessairement continue, mais le poids  $c_k$  de  $\mathbf{B}_{K,i}^k$  est nul si  $\mathbf{B}_{K,i}^k$  n'est pas continu. Au final, les singularités des  $\mathbf{B}_s^k$  n'affectent plus le champ résultant.

#### 3.4.4.2 Méthode

Toutes les mesures suivantes ont été faites avec le prototype A8.2.2. Les distributions  $\mathbf{B}'_{m,i}$  ont été obtenues avec la méthode AFI [39]. Toutes les mesures suivantes ont été faites en 3D même si les résultats donnés pour la méthode GDAI ont été optimisés sur des ROI en 2D. Les cartes in-vivo ont été acquises avec une tête humaine. Considérant que le  $T_1$  peut varier dans la tête à 7 T entre 1,5 et 4 s, le temps de répétition a été paramétré à 240 ms et le temps d'écho à 1,1 ms. La tension utilisée a été limitée à 60 V, pour des raisons de sécurité, et le temps d'impulsion à 960  $\mu$ s. Ces paramètres ont été choisis pour minimiser le DAS et obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible. Avec ces paramètres, l'angle de bascule varie dans la tête, pour chaque canal, d'une position à une autre, entre 0° et 120°. L'image a été acquise avec une résolution de  $32 \times 36 \times 32$  voxels, la taille physique de l'image étant de  $192 \times 144 \times 192$  mm, et donc la taille des voxels  $6 \times 4 \times 6$  mm. Par conséquent, la grille n'est pas une grille régulière dans les 3 directions principales, cette propriété est prise en compte dans l'équation 3.4.6. L'axe  $z$  est l'axe du champ principal  $B_0$ , et c'était, pour l'acquisition, l'axe de codage en fréquence. Les cartes de champ sous-échantillonnées ont été obtenues à partir des mêmes données. La moitié des lignes de l'espace  $k$  des données originales ont été supprimées manuellement, dans les directions  $x$  et  $y$ , afin d'obtenir une nouvelle carte de dimension  $16 \times 18 \times 32$  voxels. L'acquisition d'une seule carte dure 4 à 5 minutes, l'acquisition des 8 cartes a donc duré 40 minutes.



Dans la présentation des résultats, nous considérerons 4 jeux de cartes. Les cartes brutes sont celles qui ont été obtenues avec le scanner, avant toute manipulation de sous-échantillonnage ou de débruitage. Les cartes sous-échantillonnées sont celles obtenues après la suppression manuelle de la moitié des données dans les directions  $x$  et  $y$ . Les cartes de validation croisée sont obtenues par krigeage des données brutes sans interpolation. Enfin les cartes interpolées sont les cartes obtenues par krigeage à partir des cartes sous-échantillonnées.

Nous n'avons pas trouvé, dans la tête, d'interférence  $\mathbf{B}_s$  sans aucune singularité, c'est pourquoi nous avons déterminé deux interférences qui n'aient pas de singularités communes. Nous avons observé qu'en minimisant le critère d'optimisation de la méthode GDAI dans l'ensemble du cerveau, c'est à dire en minimisant l'écart type de :

$$B_f = \sqrt{|\mathbf{B}_s^1|^2 + |\mathbf{B}_s^2|^2}, \quad (3.4.12)$$

les solutions obtenues pour  $\mathbf{B}_s^1$  et  $\mathbf{B}_s^2$  ne possèdent pas de singularités communes dans le cerveau. Ainsi l'algorithme de minimisation de la méthode GDAI dans l'ensemble de la tête permet également, de façon automatique, d'obtenir les interférences  $\mathbf{B}_s^1$  et  $\mathbf{B}_s^2$  cherchées. Comme pour la méthode GDAI, nous avons défini un objectif quelconque, non nul,  $B_{obj}$  et avons minimisé la variance de  $B_f - B_{obj}$  calculée dans la tête, sans contrainte. Pour ce cas particulier, dans la mesure où il n'est pas nécessaire de contraindre l'optimisation, nous avons utilisé la fonction *lsqnonlin* de MATLAB. A partir de  $\mathbf{B}_s$ , nous avons déterminé  $\mathbf{B}_{c,i}^k$  grâce à l'équation 3.4.9.

Le variogramme a tout d'abord été calculé pour chaque carte de champ  $\mathbf{B}_{c,i}^k$  obtenue, pour la partie réelle et la partie imaginaire, c'est à dire pour 32 variogrammes différents. La précision de calcul  $\epsilon$  a été choisie à 5 mm et nous avons fait varier  $||\vec{h}||$  de 0 à 45 mm. Pour calculer le résultat de la validation croisée, et de l'interpolation, le variogramme a été calculé à partir des mesures brutes et des mesures sous-échantillonnées, respectivement. Trois directions ont été étudiées pour la variable  $\vec{h}$ , les trois directions principales  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Chaque variogramme expérimental  $\gamma_{\epsilon,i,\mathbb{R}}^k$  et  $\gamma_{\epsilon,i,\mathbb{S}}^k$  a été ajusté à une combinaison linéaire d'un modèle effet de pépite et d'un modèle sphérique. L'effet de pépite correspond au variogramme d'un bruit blanc, sa portée est nulle. Le modèle sphérique correspond à une variation spatiale du champ, avec une portée finie, que nous avons notée  $p_3$ . Le modèle est donc décrit par la relation suivante :

$$\gamma_i^k(\vec{h}) = \begin{cases} 0 & \text{si } h = 0, \\ p_1 + p_2 \left( \frac{3}{2} \frac{|h|}{p_3(\vec{e})} - \frac{1}{2} \frac{|h|^3}{p_3^3(\vec{e})} \right) & \text{si } 0 < |h| < p_3(\vec{e}), \\ p_1 + p_2 & \text{si } |h| \geq p_3(\vec{e}), \end{cases} \quad (3.4.13)$$

où  $h = \pm \|\vec{h}\|$  et  $\vec{e} = \vec{h}/h$ .

Les paramètres  $p_1$  et  $p_2$  représentent l'amplitude des composantes du modèle à effet de pépite et du modèle sphérique respectivement. Le paramètre  $p_3$  représente la portée du modèle sphérique, et est le seul à dépendre théoriquement de la direction  $\vec{e}$ . Les paramètres  $p_1$  et  $p_2$  ne dépendent pas de la direction. L'équation 3.4.6 montre que le résultat du krigeage est le même si l'on multiplie les coefficients  $p_1$  et  $p_2$  par un même coefficient réel strictement positif. Par conséquent, kriger les cartes de champ avec le variogramme  $\gamma_i^k$  donne exactement le même résultat qu'avec le variogramme normalisé, noté  $\check{\gamma}_i^k$ , défini par :

$$\check{\gamma}_i^k = \frac{\gamma_i^k}{\text{Var}(\mathbf{B}_{c,i}^{c,k})}. \quad (3.4.14)$$

Avant normalisation,  $p_2$  est lié aux variations de  $\mathbf{B}_i^{c,k}$ , et, par conséquent, à la puissance injectée dans le canal  $i$  et à l'efficacité des lignes de transmission. Plus la puissance injectée est importante, plus les variations de  $\mathbf{B}_i^{c,k}$  sont importantes et plus  $p_2$  est élevé. La normalisation permet de comparer les variogrammes de différentes cartes de champ en ignorant l'efficacité moyenne des dipôles de transmission. Il est possible alors de définir un variogramme moyen  $\bar{\gamma}$ , par la moyenne des 32 variogrammes normalisés expérimentaux  $\check{\gamma}_i^k$ . Le calcul de  $\bar{\gamma}$  permet de n'utiliser qu'un seul variogramme pour kriger les 32 cartes de champ. L'analyse statistique présentée dans la suite démontrera que cette hypothèse n'a pas de conséquences dramatiques sur le résultat final. Le variogramme moyen est également modélisé avec une combinaison linéaire d'un modèle sphérique et d'un modèle à effet de pépite.

Le variogramme isotropique  $\bar{\gamma}_{is}$  est obtenu à partir du variogramme moyen  $\bar{\gamma}$  en moyennant les trois variogrammes obtenus dans les trois directions de calcul :  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Les variogrammes utilisés dans l'analyse statistique ont été calculés grâce à une bibliothèque du logiciel de statistiques R, nommée RGeos et développée par D. Renard, N. Bez, N. Desassis et F. Laporte, distribuée gratuitement sur le site [www.geosciences.mines-paristech.fr](http://www.geosciences.mines-paristech.fr). Les cartes de champ utilisées dans RGeos ont une dimension de  $17 \times 17 \times 17$  voxels. Elles ont été obtenues à partir des cartes de champ brutes, dont un cube de cette dimension, entièrement contenu dans la tête, a été extrait pour les calculs. Trois expériences de validation croisée ont été appliquées à ces cartes pour le canal 4 ( $i = 4$ ) en partie réelle et imaginaire. La première expérience de calcul, qui est l'expérience de référence, ou cas 1, présente le krigeage obtenu avec le variogramme  $\bar{\gamma}_{is}$  et un voisinage de taille  $s = 40$  voxels. La deuxième expérience, cas 2, présente le résultat obtenu, pour le même calcul, avec le variogramme  $\check{\gamma}_4^k$ , et un voisinage de même taille. Rappelons à cet effet que  $\check{\gamma}_4^k$  n'est pas

un variogramme isotropique, ayant été calculé dans les 3 directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La dernière expérience de calcul, cas 3, présente le krigeage obtenu avec le variogramme  $\bar{\gamma}_{is}$  et un voisinage plus grand,  $s = 120$  voxels.

Tous les résultats donnés dans la suite ont été calculés avec un programme implémenté par moi-même sur MATLAB, à partir du variogramme  $\bar{\gamma}_{is}$  et pour un voisinage de 40 voxels, ce qui correspond au cas de référence. Afin de mener les comparaisons entre les résultats obtenus pour les 3 différents cas, nous avons défini la correction de krigeage  $\Delta_i$  donnée par :

$$\Delta_i = \frac{|B_{K,i}| - |B'_{m,i}|}{\text{moyenne}(|B'_{m,i}|)}. \quad (3.4.15)$$

Afin de différencier la correction apportée par la validation croisée et l'interpolation, nous les décrivons par les variables  $\Delta_i^X$  et  $\Delta_i^I$  respectivement.  $\Delta_i^0$  décrira le cas de référence, correspondant au code implémenté sur MATLAB pour la validation croisée.

La complexité de l'algorithme, c'est à dire le temps de calcul, est proportionnel à  $p$  où  $p$  est le nombre total de voxels dans l'échantillon, et au temps de calcul pour résoudre l'équation 3.4.6. L'un des meilleurs algorithmes pour la résolution des équations linéaires est l'algorithme de l'élimination de Gauss. La complexité de cet algorithme est proportionnel à  $n^3$  où  $n$  est le nombre d'équations. Ainsi, si la taille du voisinage  $s$  est divisée par 2, le nombre d'équations dans le système 3.4.6 est environ divisé par 2, et le temps d'exécution est divisé par 8. A partir de ces considérations en temps de calcul, on comprend bien l'intérêt de réduire la valeur de  $s$  autant que possible, afin de réduire le temps d'exécution. C'est pourquoi, pour le code MATLAB, nous avons choisi un voisinage de 40 voxels autour de  $\vec{x}_0$ . En pratique, nous observons que, partout dans le cerveau, la distance du 40e point le plus loin de  $\vec{x}_0$  ne se situe jamais à plus de 30 mm de  $\vec{x}_0$ , c'est pourquoi le variogramme n'a pas été calculé au-delà de 30 mm. L'implémentation MATLAB du krigeage, visant à réduire le bruit dans une image de dimension  $32 \times 36 \times 32$  voxels nécessite environ 30 secondes par carte de champ krigée, avec un ordinateur possédant un unique coeur de calcul cadencé à 2 GHz.

A partir de l'équation 3.4.6, on observe que les coefficients  $\omega_\alpha$  ne dépendent pas de  $B_{c,i}^k$  mais seulement de la forme de la tête. Pour cette raison, il est préférable d'utiliser le variogramme moyen  $\bar{\gamma}_{is}$  pour accélérer le temps de calcul. En effet, une fois les coefficients  $\omega_\alpha$  calculés avec  $\bar{\gamma}_{is}$ , et enregistrés dans la mémoire vive, il n'est plus nécessaire de résoudre l'équation 3.4.6 pour les autres cartes de champ, le résultat  $\omega_\alpha$  étant le même. Ainsi, le temps d'exécution final pour les 32 cartes de champ est de 35 secondes environ, 30 secondes pour le premier krigeage puis quelques secondes pour les 31 autres.

Pour l'interpolation, il est nécessaire de définir les points que l'on souhaite interpoler grâce à un masque. Ce masque a été obtenu avec les cartes de champ brutes, qui ont été utilisées comme des cartes de localisation de la tête pour l'interpolation. En effet, il n'est d'aucun sens d'interpoler le champ  $\mathbf{B}_1^+$  en dehors de la tête. Pour d'autres applications, ou les cartes de champ brutes n'ont pas été acquises, une simple acquisition avec une séquence en écho de gradient fait office de séquence de localisation de la tête en 3D. L'interpolation des cartes de champ d'une résolution de  $16 \times 18 \times 32$  voxels vers une résolution  $32 \times 36 \times 32$  voxels dure environ 35 secondes pour 8 canaux et 32 cartes de champ en valeurs réelles. Le tableau 3.27 résume les différentes étapes du krigeage.

Tâche	Résultat	Temps d'exécution
Mesure des cartes de champ avec la résolution $32 \times 36 \times 32$ .	$\mathbf{B}'_{m,i}$	40 mn
Minimisation de $B_f - B_{obj}$	$\mathbf{B}_1^s, \mathbf{B}_2^s$	5 sec
Calcul de la partie réelle et de la partie imaginaire.	$\Re(\mathbf{B}_{c,i}^1), \Im(\mathbf{B}_{c,i}^1), \Re(\mathbf{B}_{c,i}^2), \Im(\mathbf{B}_{c,i}^2)$	< 1 sec
Calcul du variogramme et estimation des paramètres	$\bar{\gamma}_{is}$	30 sec
Krigeage	$\Re(\mathbf{B}_{K,i}^1), \Im(\mathbf{B}_{K,i}^1), \Re(\mathbf{B}_{K,i}^2), \Im(\mathbf{B}_{K,i}^2)$	30 sec
Reconstruction	$\mathbf{B}_{K,i}$	< 1 sec

TABLE 3.27: Tâches, résultats et temps d'exécution pour le krigeage des 8 cartes de champ  $\mathbf{B}_1^+$  complexes, obtenues avec la méthode AFI sur une tête humaine. Le code MATLAB implémenté produit un variogramme isotropique moyenné sur les 8 cartes de champ dont il krige les parties réelles et imaginaires séparément.

L'objectif final de cette étude de géostatistiques est de montrer d'une part que la réduction du bruit permet d'obtenir une meilleure homogénéité finale, plus représentative des capacités réelles de l'antenne à compenser les inhomogénéités RF, et d'autre part, qu'il est possible de décrire la capacité de compensation RF d'une antenne, avec des cartes de très faible résolution. En effet, comme nous l'observerons, le niveau de bruit des cartes mesurées dans le cerveau humain est significativement plus important que dans un fantôme, et une part importante de l'inhomogénéité observée est liée à l'écart type de cette composante de bruit. Comme précédemment, c'est à partir de la séquence GDAI que nous donnerons une idée des capacités de compensation RF de notre antenne A8.2.2. Deux cas seront étudiés, dans le premier cas, on supposera que l'opérateur a acquis les cartes de champ avec une

résolution  $32 \times 36 \times 32$  voxels avec la méthode AFI et qu'il souhaite estimer les paramètres de compensation  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  avec les cartes de champ brutes. Ceci permettra de donner le coefficient de variation minimal que l'on peut attendre, pour une coupe axiale, avec les cartes de champ brutes. Cette excitation optimale, a ensuite été appliquée aux cartes de champ obtenues avec la validation croisée, afin de vérifier que le coefficient de variation de la méthode de compensation GDAI est plus faible, une fois enlevée la composante de bruit.

Dans le second cas, nous supposons que l'opérateur n'a acquis que les cartes de champ sous-échantillonnées, interpolées par la méthode du krigeage, et qu'il a estimé les paramètres de compensation à partir des cartes interpolées. En comparant l'homogénéité simulée avec les cartes de champ interpolées et les cartes de champ brutes, on pourra alors vérifier qu'il n'est pas nécessaire d'acquérir les cartes avec une résolution importante pour calculer les coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  de la méthode de compensation GDAI.

### 3.4.4.3 Résultats : in vivo

Tout d'abord, la figure 3.4.6 montre différents variogrammes pour les canaux 2 et 4. Nous pouvons y observer que le champ moyen est plus fort pour le canal 4 comparé au canal 2. Le calcul du variogramme estimé montre que le variogramme du canal 4 croît plus rapidement que celui du canal 2. Toutefois, les résultats du variogramme normalisé exposés dans cette figure montrent que la normalisation estompe cette différence, les canaux 2 et 4 possédant alors des variogrammes semblables. La figure 3.4.6 montre également que le variogramme diffère en fonction de la direction du calcul,  $x$ ,  $y$  ou  $z$ . Comme nous l'avons expliqué précédemment, nous avons donc calculé le variogramme moyen noté  $\bar{\gamma}$  pour les 8 canaux, les deux interférences  $\mathbf{B}_s$ , les parties réelles et imaginaires. Pour ce variogramme moyen, les coefficients calculés avec RGeos donnent  $p_1 = 0,25$ ,  $p_2 = 0,72$ ,  $p_3(\vec{e}_x) = 52$  mm,  $p_3(\vec{e}_y) = 57$  mm et  $p_3(\vec{e}_z) = 81$  mm. Les portées dans les directions  $x$  et  $y$  sont très proches pour le variogramme moyen, alors qu'elles diffèrent légèrement de la portée dans la direction  $z$ . Ceci est sans doute lié à la géométrie de l'antenne pour laquelle on trouve une quasi symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ . Pour le variogramme moyen isotropique,  $\bar{\gamma}_{is}$ , les coefficients  $p_1$  et  $p_2$  sont identiques et la portée  $p_3$  est égale à 61 mm. Ces portées sont significativement plus importantes que la résolution des cartes de champ brutes et interpolées, assurant que le krigeage pourra bel et bien réduire la composante de bruit blanc.

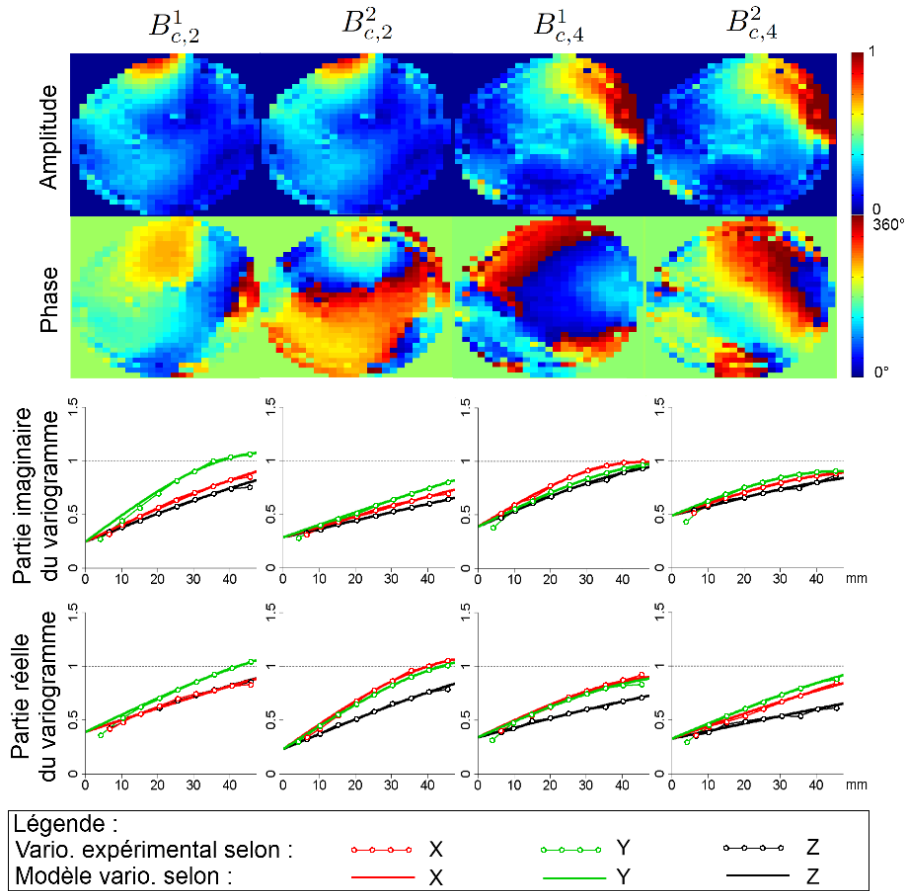


Figure 3.4.6: Variogramme expérimental normalisé et ajustement du modèle de variogramme pour les canaux 2 ( $B_{c,2}^1$  et  $B_{c,2}^2$ ) et 4 ( $B_{c,4}^1$  et  $B_{c,4}^2$ ). Les variogrammes des parties réelle et imaginaire ont été estimés séparément pour une valeur de  $|h|$  comprise entre 0 mm et 45 mm, dans les trois directions  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$ .

L'analyse statistique a pour but de démontrer que le code MATLAB, utilisant le variogramme moyen  $\gamma$ , permet effectivement d'obtenir des résultats aussi bons que le krigeage à partir des variogrammes individuels. Le tableau 3.28 propose une comparaison entre les 3 cas présentés précédemment, en donnant d'une part la correction pour la validation croisée  $\Delta_i^X$  et la différence entre cette correction  $\Delta_i^X$  et la correction du cas de référence  $\Delta_i^0$ . Tous les résultats exposés sont moyennés sur tout l'échantillon, c'est à dire sur le cube de résolution  $17 \times 17 \times 17$ . La seconde colonne présentant la correction moyenne montre que le niveau de bruit est d'environ 12% pour nos cartes de champ, soit un rapport signal sur bruit de l'ordre de 8. La première colonne indique que la différence de correction entre

Cas	moyenne( $ \Delta_4^X - \Delta_4^0 $ )	moyenne( $ \Delta_4^X $ )
1 (réf)	0	11,7%
2	2,1%	11,8%
3	1,1%	11,7%

TABLE 3.28: Effet du choix du variogramme sur le résultat du krigeage, pour le canal 4. Le premier cas, appelé cas de référence, décrit le résultat du krigeage avec le variogramme  $\bar{\gamma}_{is}$  et un voisinage de 40 voxels. Le second cas décrit ce même krigeage produit à partir des variogrammes anisotropiques  $\check{\gamma}_4^1$  et  $\check{\gamma}_4^2$ . Le troisième cas a été obtenu avec le variogramme  $\bar{\gamma}_{is}$  et un voisinage plus grand, de 120 voxels.

le cas idéal et l'implémentation simplifiée est de l'ordre de 2%, soit seulement un sixième du niveau de bruit. En d'autre terme, un sixième de la composante de bruit seulement est mal corrigé par l'implémentation simplifiée, ce que l'on peut considérer comme négligeable. L'augmentation de la taille du voisinage, avec un facteur 3, n'améliore le résultat que de un douzième du niveau de bruit, ce qui est encore plus négligeable, pour un temps d'exécution 27 fois supérieur. Nous pouvons donc considérer que ces 3 expériences numériques de krigeage valident l'implémentation simplifiée du code MATLAB.

Tous les résultats suivants proviennent du code MATLAB. Notons que sur les représentations suivantes, le nez du patient se trouve toujours à gauche et que la tête penchait légèrement vers la gauche. Certains points des cartes de champ n'ont pas été mesurés au niveau du crâne du patient. Ces points ont été représentés en bleu, de la même couleur que le fond des images. Ceci est lié à la faible densité protonique du crâne, conduisant à une mesure peu fiable du champ  $B_1^+$  au niveau de l'os du crâne. Lors de l'application de la méthode AFI, il peut arriver, expérimentalement que l'équation 6 de l'article [39] donne  $\cos \alpha > 1$ . Lorsqu'un tel cas se produit, la mesure est considérée comme absurde et est ignorée par le programme. Ceci n'a pas d'importance dans la suite, et en particulier pour le calcul des coefficients GDAI, car ces optimisations ont été calculées pour le cerveau seul.

La comparaison entre les données brutes et les données krigées est donnée pour les canaux pairs, après krigeage avec le code MATLAB. L'échelle de couleur est arbitraire mais est la même pour les 4 images présentées dans chaque colonne. La figure 3.4.7 montre que la validation croisée aplani le champ, comme on s'y attendait, en réduisant la composante de bruit des cartes. Cette figure montre également que le niveau de bruit pour les données interpolées est assez faible. Aucun artefact visible ne semble apparaître sur les cartes débruitées.

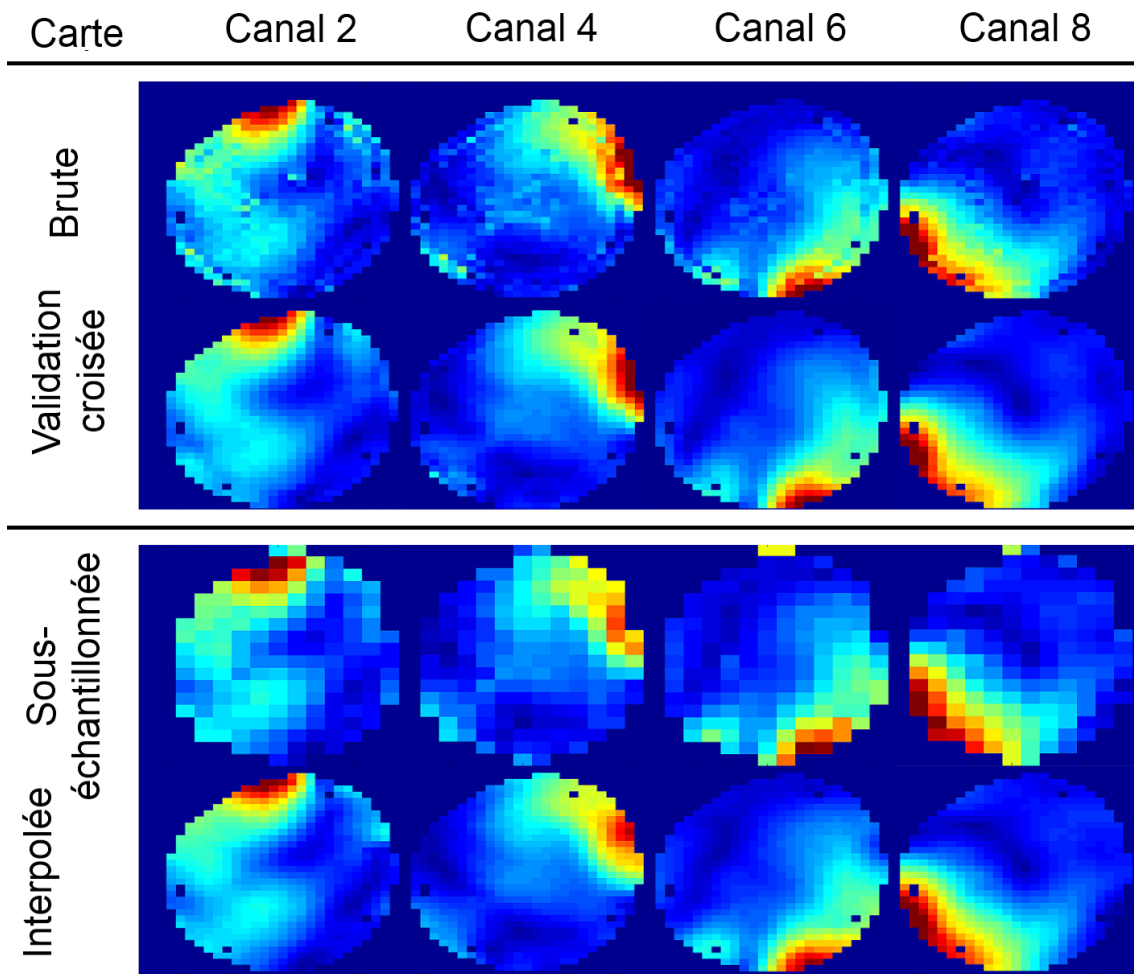


Figure 3.4.7: Réduction du bruit et interpolation des cartes  $B_1^+$  in-vivo. Les canaux pairs sont présentés pour la comparaison. La première ligne montre les cartes brutes telles qu'elles ont été mesurées avec la méthode AFI. La seconde ligne présente la validation croisée, c'est à dire le débruitage, obtenu après krigeage des cartes brutes. Afin de valider l'interpolation, les cartes brutes ont été sous-échantillonnées dans l'espace  $k$  dans les directions  $x$  et  $y$  (directions d'encodage en phase). Les cartes sous-échantillonnées sont données dans la troisième ligne et les cartes interpolées à partir de ces dernières dans la quatrième ligne.

La première ligne du tableau 3.29 détaille le niveau de la correction donnée par le krigeage pour ces mêmes canaux pairs. En moyenne, cette différence est plus importante entre les cartes interpolées et les cartes brutes, qu'entre les cartes de validation croisée et les cartes brutes. La comparaison entre  $\Delta_i^X$  et  $\Delta_i^I$  semble indiquer qu'il est possible de reconstruire les données avec la résolution initiale, en utilisant les cartes sous-échantillonnées,



Canal	2	4	6	8
Moyenne( $ \Delta_i^X $ )	12,3%	16,3%	10,0%	11,1%
Moyenne( $ \Delta_i^I $ )	14,9%	18,4%	12,7%	14,2%
Moyenne( $ \Delta_i^X - \Delta_i^I $ )	8,9%	10,9%	9,1%	10,6%

Table 3.29: Comparaison entre validation croisée et interpolation de la correction de krigeage pour les canaux pairs, avec le code MATLAB. La première et la deuxième ligne donne la correction de krigeage pour la validation croisée et l'interpolation respectivement. La dernière ligne donne des éléments de comparaison entre la validation croisée et l'interpolation.

la différence étant plus faible que le niveau de bruit.

La figure 3.4.8 montre les résultats obtenus avec la séquence GDAI. Rappelons que tous les résultats donnés dans la suite ont été simulés avec l'équation 3.2.12 de la méthode GDAI pour les petits angles. Aucune de ces mesures n'a été faite en pratique mais nous pouvons raisonnablement supposer que les cartes de champs issues de la validation croisée sont les plus proches du champ réel, d'après les considérations mathématiques et statistiques précédentes. Toutes les optimisations suivantes ont été faites sans contrainte. La première ligne décrit le premier cas, où l'opérateur a optimisé les coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  à partir des cartes brutes acquises. La figure 3.4.8a montre l'homogénéité obtenue lorsque l'équation 3.2.12 est appliquée aux cartes de champ brutes, pour lesquelles les coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  sont optimaux. Le coefficient de variation alors calculé est de 4,9% dans le cerveau. La composante de bruit de la figure 3.4.8a est en partie source de variation pour les coefficients obtenus. Lorsqu'on applique le krigeage, afin de réduire cette source de bruit (figure 3.4.8b), le coefficient de variation devient 2,7%, soit 2,2% plus faible, alors que les mêmes coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  ont été utilisés. Lorsqu'on applique toujours ces mêmes coefficients aux cartes interpolées, on obtient un coefficient de variation de 3,2%, c'est à dire toujours plus faible que les 4,9% obtenus avec les cartes initiales. La première conclusion est donc que, si l'on se fixe un objectif de 5% pour le coefficient de variation, l'optimisation sera plus simple avec les cartes krigées.

La deuxième ligne de la figure 3.4.8 montre dans quelle mesure il est possible d'ajuster  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  avec les cartes interpolées. Pour cette expérience, nous avons donc supposé que l'opérateur ne possédait pas les cartes à la résolution  $32 \times 36 \times 32$ , mais qu'il avait calculé les coefficients  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  avec les cartes interpolées. La figure 3.4.8d montre le résultat prévu, en appliquant l'équation 3.2.12 aux cartes interpolées. Le coefficient de variation est alors égal à 3,1% dans le cerveau. Nous souhaitons alors savoir quel coefficient de variation est obtenu, pour les mêmes paramètres  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  avec les cartes de champ krigées à partir

des cartes brutes, qui sont a priori les plus proches des champs réels. La figure 3.4.8e indique que le coefficient de variation est égal à 4% dans la tête pour ces coefficients. En d'autres termes, même si les cartes de champ interpolées ne permettent pas d'obtenir la meilleure solution au problème d'optimisation de la méthode GDAI, elles permettent de calculer une solution suffisamment homogène pour considérer que la compensation GDAI est efficace. L'application de ces mêmes paramètres aux cartes de champ brutes donne un coefficient de variation de 7,1%. L'augmentation du coefficient de variation avec l'ajout de la composante de bruit est une fois encore de l'ordre de 2%. Les différences principales entre tous ces cartes de champ se trouvent au niveau du crâne, là où le champ est le plus difficilement évalué par la méthode AFI.

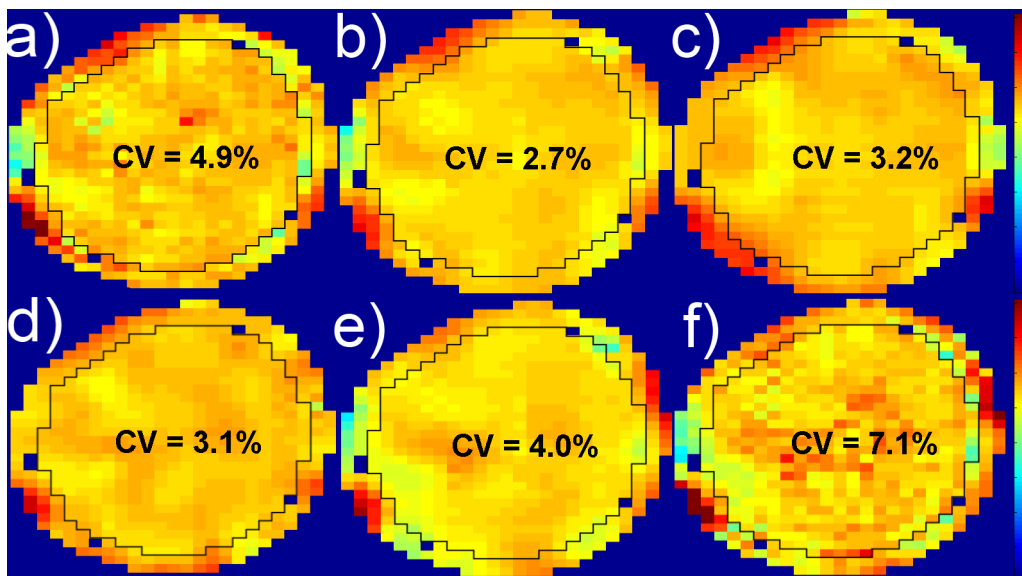


Figure 3.4.8: Application de la méthode GDAI aux cartes  $B_1^+$  brutes, à la validation croisée et à l'interpolation. Première ligne : les paramètres  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  ont été évalués à partir des cartes de champ brutes et appliqués successivement aux cartes de champ brutes (a), à la validation croisée (b) et aux cartes de champ interpolées (c). Deuxième ligne : les paramètres  $\mathbf{a}_k$  et  $\mathbf{b}_k$  ont été évalués à partir des cartes de champ interpolées et appliqués successivement aux cartes de champ interpolées (d), à la validation croisée (e) et aux cartes de champ brutes (f). L'échelle de couleur est la même pour toutes les cartes. La position du cerveau est indiquée sur toutes ces cartes par une ligne noire continue.

#### 3.4.4.4 Conclusion sur le krigeage

Nous avons montré plusieurs choses à partir de cette étude statistique. D'une part, nous avons observé que le coefficient de variation obtenu pour l'homogénéisation par la méthode GDAI, qui nous a permis précédemment de décrire la qualité d'une antenne pour l'homogénéisation en émission, dépend fortement, lorsque les champs sont mesurés, du niveau de bruit de la mesure. La méthode de krigeage permet alors d'évaluer plus précisément le coefficient de variation que l'on peut atteindre, en réduisant cette composante de bruit. Ainsi, si l'on se donne comme précédemment un objectif de 5% en homogénéisation, cet objectif sera plus simple à atteindre si les cartes ont été précédemment krigées. D'autre part, nous avons montré qu'il était possible d'évaluer rapidement l'homogénéité que l'on peut atteindre, à partir de cartes de champ de très faible résolution. Ceci permet en pratique d'évaluer le résultat d'une compensation de l'angle de bascule, à partir de cartes de champ peu résolues.

Ceci a été appliqué seulement aux cartes de champ AFI, car c'est une séquence de mesure de l'angle de bascule bien maîtrisée et performante, dont les résultats se sont montrés très satisfaisants pour les validations sur fantôme sphérique. Toutefois, cette technique peut tout aussi bien s'appliquer à d'autres méthodes de mesure de l'angle de bascule, dont, éventuellement, le niveau de bruit est encore bien plus important.

Nous avons validé la méthode GDAI sur fantôme, une validation in-vivo, en utilisant le krigeage pour débruiter les cartes, devrait ainsi corroborer les prédictions obtenues sur fantôme.

# Conclusion

L'objectif du travail de thèse était de proposer de nouvelles technologies d'antenne pour l'IRM à 7 T et 11,7 T. Les antennes réseaux se sont révélées les plus performantes pour compenser les artefacts  $B_1^+$  grâce à la transmission parallèle, dans le domaine de l'IRM à ultra-haut champ, comme nous l'avons présenté dans le chapitre sur l'état des connaissances. Par conséquent, nous avons choisi d'étudier et de développer exclusivement ce type d'antenne au cours des trois années de thèse. En partant de ce choix, nous avons développé une nouvelle technologie d'antenne dipolaire particulièrement stable dont le comportement peut être entièrement simulé grâce à un code calcul électromagnétique aux éléments finis. Les résultats de cette simulation permettent de prédire les capacités de compensation des artefacts  $B_1^+$ , ainsi que le DAS associé à une séquence d'imagerie et dont l'évaluation est indispensable pour assurer la sécurité du patient. Le réglage des dipôles a été rendu particulièrement simple grâce à l'adjonction d'un balun enterré et d'un circuit auxiliaire d'accord en fréquence et d'adaptation en impédance. Nous avons ainsi construit une antenne à 8 dipôles, qui nous a permis de valider expérimentalement cette technologie d'abord sur des fantômes. Ensuite, cette antenne a été utilisée au laboratoire de RMN de Neurospin pour produire en juillet 2010, des images in vivo par la transmission parallèle à 7 T, ce qui constitue une première en Europe. A la suite de cette antenne 8 dipôles, nous avons conçu une antenne à 12 dipôles avec une segmentation dans la direction de  $B_0$ , afin d'améliorer la sensibilité en réception et d'augmenter la capacité de compensation des artefacts  $B_1^+$ , notamment dans le plan sagittal et coronal. Pour comparer quantitativement, de manière simple et sans équivoque, les performances de ces deux antennes, ou d'autres antennes, nous avons mis au point une méthode nommée GDAI pour la compensation des artefacts  $B_1^+$ . Elle ne requiert pas l'utilisation des aimants de gradient au cours de l'excitation des spins, en dehors d'une éventuelle sélection de coupe. Nous avons pu vérifier que le classement des antennes en termes de performances, réalisé par cette méthode demeure valable vis-à-vis d'autres méthodes de compensation, comme la méthode dite des « spokes » notamment. Le passage à une antenne comportant 12 dipôles a nécessité la conception

d'un système de pilotage permettant de relier les 8 amplificateurs et chaînes de pilotage aux 12 dipôles de l'antenne. Nous avons ainsi inventé une nouvelle solution de pilotage basée sur la décomposition en modes SVD. Elle se concrétise par la synthèse d'une interface passive composée de coupleurs hybrides à 6 dB et de lignes de transmission organisées en étages. Les simulations ont montré que la technologie d'une antenne réseau à 12 dipôles associée à une interface de pilotage par modes SVD est applicable à l'IRM à 11,7 T, à condition que la puissance disponible en sortie des amplificateurs soit augmentée. En pratique, nous avons choisi 2 kW par amplificateur, au lieu de 1 kW qui correspond à la puissance des amplificateurs du scanner Siemens 7 T en opération à NeuroSpin. Dans le processus de validation des cartes de champ  $B_1^+$  simulées par le code aux éléments finis en les comparant aux cartes mesurées par la méthode AFI, nous nous sommes rendu compte de la difficulté d'acquérir des cartes expérimentales in-vivo en un temps court avec une grande résolution et un rapport signal sur bruit satisfaisant, tout en minimisant l'exposition du volontaire ou patient aux dangers potentiels des ondes radiofréquences. En réponse, nous avons adapté une méthode de débruitage et d'interpolation basée sur la géostatistique, appelé krigeage, à l'acquisition des cartes  $B_1^+$ . Les innovations produites dans le cadre de ces travaux ont abouti au dépôt de trois brevets. Les antennes à 12 dipôles à la fois pour l'IRM 7 T et 11,7 T, ainsi que leur interface de pilotage en modes SVD sont en cours de fabrication. Leur validations expérimentales sur un scanner IRM 7 T et 11,7 T se dérouleront respectivement courant 2012 et fin 2013, date à laquelle est prévue la livraison du scanner 11,7 T construit dans le cadre du projet Iseult/Inumac.

# Bibliographie

- [1] K. Setsompop, L. L. Wald, V. Alagappan, B. A. Gagoski, and E. Adalsteinsson, “Magnitude least squares optimization for parallel RF excitation design demonstrated at 7T with 8 channels,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 59, pp. 908–915, 2008.
- [2] D. Hoult and D. Phil, “Sensitivity and power deposition in a high field imaging experiment,” *J Magn Reson Imaging*, vol. 12, pp. 46–67, 2000.
- [3] Q. X. Yang, W. Mao, J. Wang, M. B. Smith, H. Lei, X. Zhang, K. Ugurbil, and W. Chen, “Manipulation of image intensity distribution at 7.0 T : passive RF shimming and focusing with dielectric materials,” *Journal of magnetic resonance imaging*, vol. 24, pp. 197–202, 2006.
- [4] A. Tannus and M. Garwood, “Adiabatic pulses,” *NMR in Biomedicine*, vol. 10, pp. 423–434, 1997.
- [5] U. Katscher, P. Börner, C. Leussler, and J. S. van den Brink, “Transmit SENSE.” *Magn. Reson. Med.*, vol. 49, pp. 144–150, 2003.
- [6] W. Mao, M. B. Smith, and C. M. Collins, “Exploring the limits of RF shimming for high-field MRI of the human head,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 56, pp. 918–922, 2006.
- [7] K. Setsompop, L. Wald, V. Alagappan, B. Gagoski, F. Hebrank, U. Fontius, F. Schmitt, and E. Adalsteinsson, “Parallel RF transmission with 8 channels at 3T,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 56, pp. 1163–1171, 2006.
- [8] N. Boulant, D. Le Bihan, and A. Amadon, “Strongly modulating pulses for counteracting RF inhomogeneity at high fields,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 60, pp. 701–708, 2008.
- [9] B. Kastler and D. Vetter, *Comprendre l’IRM*. MASSON, 2006.

- [10] M. T. Vlaardingerbroek and J. A. Den Boer, *Magnetic Resonance Imaging : Theory and Practice*. Springer, 2003.
- [11] C. M. Collins and Z. Wang, “Calculation of radiofrequency electromagnetic fields and their effects in MRI of human subjects,” *Magnetic Resonance in Medicine*, 2011.
- [12] A. Kastler, “Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d’une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l’expérience de Stern et Gerlach à la résonance magnétique.” *Le Journal de Physique et le Radium*, vol. 11, p. 255, 1950.
- [13] F. Bloch, “Nuclear induction,” *Physical Review*, vol. 70, pp. 460–474, 1946.
- [14] D. Hoult, “The principle of reciprocity in signal strength calculations – a mathematical guide,” *Concepts in Magnetic Resonance*, vol. 12, pp. 173–187, 2000.
- [15] P. K. Madhu and A. Kumar, “Direct cartesian-space solutions of generalized bloch equations in the rotating frame,” *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, vol. 114, pp. 201–211, 1995.
- [16] J. F. Schenk, “The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging : MRI magnetic compatibility of the first and second kinds,” *American Association of Physicists in Medicine*, vol. 23, pp. 815–843, 1996.
- [17] S. Jie, X. Qin, and L. Gengying, “Home-built magnetic resonance imaging system (0.3 T) with a complete digital spectrometer,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, p. 105101, 2005.
- [18] M. Hermier, N. Nighoghossian, L. Derex, Y. Berthezène, K. Blanc-Lasserre, M. Trouillas, and J. C. Froment, “MRI of acute post-ischemic cerebral hemorrhage in stroke patients : diagnosis with  $T_2^*$ -weighted gradient-echo sequences,” *Diagnostic Neuroradiology*, vol. 43, pp. 809–815, 2001.
- [19] F. H. Epstein, J. P. Mugler, and J. R. Brookeman, “Spoiling of transverse magnetization in gradient-echo (GRE) imaging during the approach to steady state,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 35, pp. 237–245, 1996.
- [20] T. R. Fox and S. H. C. Hughes, “Quadrature antenna for magnetic resonance imaging using elliptical coils,” US Patent 4,766,383, 1988.
- [21] J. T. Vaughan, “RF coil for imaging system,” US Patent 2008/0 278 167, 2008.

- [22] P. K. H. Röschmann, “High-frequency coil system for a magnetic resonance imaging apparatus,” US Patent 4 746 866, 1988.
- [23] N. Krause, “High-frequency field system for nuclear magnetic resonance apparatus,” US Patent 4 506 224, 1985.
- [24] W. A. Edelstein, J. F. Schenk, O. M. Mueller, and C. E. Hayes, “Radio frequency field coil for NMR,” US Patent 4 680 548, 1987.
- [25] F. J. Bridges, “Cavity resonator with improved magnetic field uniformity for high frequency operation and reduced dielectric heating in NMR imaging devices,” US Patent 4 751 464, 1988.
- [26] J. T. Vaughan, G. Adriany, M. Garwood, E. Yacoub, T. Duong, L. DelaBarre, P. Andersen, and K. Ugurbil, “Detunable transverse electromagnetic (TEM) volume coil for high-field NMR,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 47, pp. 990–1000, 2002.
- [27] P. B. Roemer, W. A. Edelstein, C. E. Hayes, S. P. Souza, and O. M. Mueller, “The NMR phased array,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 16, pp. 192–225, 1990.
- [28] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley & Sons, Inc, 1998.
- [29] K. P. Pruessmann, M. Weiger, M. B. Scheidegger, and P. Boesiger, “Sense : Sensitivity encoding for fast MRI,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 42, pp. 952–962, 1999.
- [30] Z. Wang, J. Wang, and J. A. Detre, “Improved data reconstruction method for GRAPPA,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 54, pp. 738–742, 2005.
- [31] F. Wiesinger, P. Boesiger, and K. Pruessmann, “Electrodynamics and ultimate SNR in parallel MR imaging,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 52, pp. 376–390, 2004.
- [32] Y. Zhu, C. J. Hardy, D. K. Sodickson, O. G. Randy, C. L. Dumoulin, G. Kenwood, T. Niendorf, H. Lejay, C. A. McKenzie, M. A. Ohliger, and N. M. Rofsky, “Highly parallel volumetric imaging with a 32-element RF coil array,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 52, pp. 869–877, 2004.
- [33] J. Vaughan, M. Garwood, C. Collins, W. Liu, L. DelaBarre, G. Adriany, P. Andersen, H. Merkle, R. Goebel, M. Smith, and K. Ugurbil, “7T vs 4T : RF power, homogeneity, and signal-to-noise comparison in head images,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 46, pp. 24–30, 2001.



- [34] K. E. Hammond, M. M., L. Carvajal, R. Okuda, D. T. ABD Srinivasan, D. Vigneron, S. J. Nelson, and D. Pelletier, "Quantitative in vivo magnetic resonance imaging of multiple sclerosis at 7 T with sensitivity to iron," *American Neurological Association*, vol. 64, pp. 707–713, 2008.
- [35] M. A. Ohliger, A. K. Grant, and D. K. Sodickson, "Ultimate intrinsic signal-to-noise ratio for parallel MRI : Electromagnetic field considerations," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 50, pp. 1018–1030, 2003.
- [36] J. Wang, M. Qiu, Q. Yang, M. Smith, and R. Constable, "Measurement and correction of transmitter and receiver induced nonuniformities in vivo," *Magn. Reson. Med.*, vol. 53, pp. 408–417, 2005.
- [37] O. Ocali and E. Atalar, "Ultimate intrinsic signal-to-noise ratio in MRI," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 39, pp. 462–473, 1998.
- [38] C. H. Cunningham, J. M. Pauly, and K. S. Nayak, "Saturated double-angle method for rapid  $B_1^+$  mapping," *Magn. Reson. Med.*, vol. 55, pp. 1326–1333, 2006.
- [39] V. Yarnykh, "Actual flip-angle imaging in the pulsed steady state," *Magn. Reson. Med.*, vol. 57, pp. 192–200, 2007.
- [40] D. Brunner and K. Pruessmann, " $B_1$  interferometry for the calibration of RF transmitter arrays," *Magn. Reson. Med.*, vol. 61, pp. 1480–1488, 2009.
- [41] P. F. Van de Moortele, C. Akgun, G. Adriany, S. Moeller, J. Ritter, C. M. Collins, M. B. Smith, J. T. Vaughan, and K. Ugurbil, " $B_1$  destructive interferences and spatial phase patterns at 7 T with a head transceiver array coil," *Magn. Reson. Med.*, vol. 54, pp. 1503–1518, 2005.
- [42] C. Wang and G. X. Shen, " $B_1$  field, SAR, and SNR comparisons for birdcage, TEM, and microstrip coils at 7 T," *Journal of magnetic resonance imaging*, vol. 24, pp. 439–443, 2006.
- [43] C. M. Collins and M. B. Smith, "Signal-to-noise ratio and absorbed power as functions of main magnetic field strength, and definition of "90°" RF pulse for the head in the birdcage coil," *Magn. Reson. Med.*, vol. 45, pp. 684–691, 2001.
- [44] C. M. Collins, "Numerical field calculations considering the human subject for engineering and safety assurance in MRI," *NMR in Biomedicine*, vol. 22, pp. 919–926, 2008.

- [45] T. S. Ibrahim and L. Tang, "Insight into RF power requirements and  $B_1$  field homogeneity for human MRI via rigorous FDTD approach," *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, vol. 25, pp. 1235–1247, 2007.
- [46] S. Wang and J. H. Duyn, "Time-domain finite-difference/finite-element hybrid simulations of radio frequency coils in magnetic resonance imaging," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 53, pp. 2677–2692, 2008.
- [47] J. M. Jin and D. J. Riley, *Finite element analysis of antennas and arrays*. Wiley-IEEE, 2009.
- [48] F. Liu, B. L. Beck, B. Xu, J. R. Fitzsimmons, S. J. Blackband, and S. Crozier, "Numerical modeling of 11.1 T MRI of a human head using a MoM/FDTD method," *Concepts in Magnetic Resonance*, vol. 24B, pp. 28–38, 2005.
- [49] D. Yu and M. Zhang, "Comparison of various full-wave methods in calculating the rcs of inlet," *Microwave and Millimeter Wave Technology*, pp. 1018–1024, 2008.
- [50] M. Kozlov and R. Turner, "A comparison of ansoft hfss and cst microwaves studio simulation software for multi-channel coil design and SAR estimation at 7 T MRI," *PIERS Online*, vol. 6, pp. 395–399, 2010.
- [51] ———, "Analysis of transmit performance optimization strategies for multi-channel MRI array," *PIERS Proceedings, Marrakesh, Morocco*, p. 1622, 2011.
- [52] K. Setsompop, V. Alagappan, B. Gagoski, T. Witzel, J. Polimeni, A. Potthast, F. Hebrank, U. Fontius, F. Schmitt, L. L. Wald, and E. Adalsteinsson, "Slice-selective RF pulses for in vivo  $B_1^+$  inhomogeneity mitigation at 7 tesla using parallel RF excitation with a 16-element coil," *Magn. Reson. Med.*, vol. 60, pp. 1422–1432, 2008.
- [53] S. Saekho, C. Yip, D. C. Noll, F. E. Boada, and V. A. Stenger, "Fast- $k_z$  three-dimensional tailored radiofrequency pulse for reduced  $B_1$  inhomogeneity," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 55, pp. 719–724, 2006.
- [54] A. C. Zelinski, L. M. Angelone, V. K. Goyal, G. Bonmassar, E. Adalsteinsson, and L. L. Wald, "Specific absorption rate studies of the parallel transmission of inner-volume excitations at 7 T," *Journal of magnetic resonance imaging*, vol. 28, pp. 1005–1018, 2008.

- [55] M. A. Cloos, N. Boulant, M. Luong, G. Ferrand, D. Le Bihan, and A. Amadon, "Specific absorption rate monitor for in-vivo parallel transmission at 7 tesla," *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med.*, vol. 18, p. 3871, 2010.
- [56] H. H. Pennes, "Analysis of tissue and arterial blood temperature in the resting human forearm," *Journal of Applied Physiology*, vol. 1, pp. 93–102, 1948.
- [57] E. H. Wissler, "Pennes' 1948 paper revisited," *Journal of Applied Physiology*, vol. 85, pp. 35–41, 1998.
- [58] ICNIRP, "Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)," *Health Physics*, vol. 74, pp. 494–522, 1998.
- [59] ———, "Statement on the "guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)",," *Health Physics*, vol. 97, pp. 257–259, 2009.
- [60] ———, "Exposure to high frequency electromagnetic fields, biological effects and health consequences (100 kHz-300 GHz)," *Review of the Scientific Evidence and Health Consequences*, 2009.
- [61] Conseil de l'Union Européenne, "Recommandation du conseil du 12 juillet 1999 relative à la limitation de l'exposition du public aux champs électromagnétiques (de 0 hz à 300 ghz)," *Journal officiel des Communautés européennes*, vol. 519-CE, 1999.
- [62] V. Rieke and K. B. Pauly, "MR thermometry," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 27, pp. 376–390, 2008.
- [63] J. Olsrud, R. Wirestam, S. Brockstedt, A. M. K. Nilsson, K. G. Tranberg, F. Stahlberg, and B. R. R. Persson, "MRI thermometry in phantoms by use of the proton resonance frequency shift method : application to interstitial laser thermotherapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 43, 1998.
- [64] G. Adriany, P. F. Van de Moortele, F. Wiesinger, S. Moeller, J. P. Strupp, P. Andersen, C. Snyder, X. Zhang, W. Chen, K. Pruessmann, P. Boesiger, J. Vaughan, and K. Ugurbil, "Transmit and receive transmission line arrays for 7 T parallel imaging," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 53, pp. 434–445, 2005.
- [65] P. Ullmann, S. Junge, M. Wick, F. Seifert, W. Ruhm, and J. Hennig, "Experimental analysis of parallel excitation using dedicated coil setups and simultaneous RF trans-

- mission on multiple channels,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 54, pp. 994–1001, 2005.
- [66] W. Grissom, C. Yip, Z. Zhang, V. A. Stenger, J. A. Fessler, and D. C. Noll, “Spatial domain method for the design of RF pulses in multicoil parallel excitation,” *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 56, pp. 620–629, 2006.
- [67] R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl, and A. Ittipiboon, *Microstrip Antenna Design Handbook*. Artech House, 2000.
- [68] J. J. Moré, “The Levenberg-Marquardt algorithm : Implementation and theory,” *Numerical Analysis, Lectures Notes in Mathematics*, vol. 630, pp. 105–116, 1977.
- [69] J. T. Vaughan, L. DelaBarre, C. Snyder, J. Tian, C. Akgun, D. Shrivastava, W. Liu, C. Olson, G. Adriany, J. P. Strupp, P. Andersen, A. Gopinath, P. F. Van de Moortele, M. Garwood, and K. Ugurbil, “9.4 T human MRI : preliminary results,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 56, pp. 1274–1282, 2006.
- [70] J. Pauly, D. Nishimura, and A. Macovski, “A linear class of large-tip-angle selective excitation pulses,” *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 82, pp. 571–587, 1989.
- [71] A. C. Zelinski, L. L. Wald, K. Setsompop, V. Alagappan, B. A. Gagoski, V. K. Goyal, and E. Adalsteinsson, “Fast slice-selective radio-frequency excitation pulses for mitigation  $B_1^+$  inhomogeneity in the human brain at 7 tesla,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 59, pp. 1355–1364, 2008.
- [72] P. Jezard, A. S. Barnett, and C. Pierpaoli, “Characterization of and correction for eddy current artifacts in echo planar diffusion imaging,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 39, pp. 801–812, 1998.
- [73] J. P. A. Basto and N. Sadowski, *Electromagnetic Modeling by Finite Element Methods*. Marcel Dekker, 2003.
- [74] S. P. Han, “A globally convergent method for nonlinear programming,” *Journal of Optimization Theory and Applications*, vol. 22, p. 297, 1977.
- [75] M. J. D. Powell, “A fast algorithm for nonlinearly constrained optimisation calculations,” *Numerical Analysis, Lectures Notes in Mathematics*, vol. 630, 1978.
- [76] R. F. Lee, C. R. Westgate, R. G. Weiss, D. C. Newman, and P. A. Bottomley, “Planar strip array for MRI,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 45, pp. 673–683, 2001.

- [77] A. Katsunuma, H. Takamori, Y. Sakakura, Y. Hamamura, Y. Ogo, and R. Katayama, “Quiet MRI with novel acoustic noise reduction,” *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, vol. 13, pp. 139–144, 2006.
- [78] D. Lamensdorf, “Capacitively tuned dipole,” *Electronics Letters*, vol. 9, pp. 445–446, 1973.
- [79] P. Viola and M. Jones, “Rapid object detection using a boosted cascade of simple features,” *IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*, vol. 1, pp. I-511–I-518, 2001.
- [80] B. Li, B. Xu, F. Liu, and S. Crozier, “Multiple-acquisition parallel imaging combined with a transceive array for the amelioration of high-field RF distortion : A modeling study,” *Concepts Magn Reson Part B*, vol. 29B, pp. 95–105, 2006.
- [81] G. Ferrand, M. Luong, A. Amadon, M. A. Cloos, E. Giacomini, and L. Darrasse, “Generalized double acquisition imaging for radiofrequency inhomogeneity mitigation in high-field MRI : Experimental proof and performance analysis,” *Magn. Reson. Med.*, vol. Early Preview, 2011.
- [82] W. Roney, G. Johnson, X. Li, E. Cohen, S. Kim, K. Ugurbil, and C. Springer, “Magnetic field and tissue dependencies of human brain longitudinal H<sub>2</sub>O relaxation in vivo,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 57, pp. 308–318, 2007.
- [83] R. Busse, “Flip angle calculation for consistent contrast in spoiled gradient echo imaging,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 53, pp. 977–980, 2005.
- [84] C. Toker, M. Saglam, M. Ozme, and N. Gunalp, “Branch-line couplers using unequal line lengths,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, pp. 718–721, 2001.
- [85] A. Amadon and N. Boulant, “Mafi sequence : simultaneous cartography of  $b_0$  and  $b_1$ ,” *Proceedings of the 16th Annual Meeting of ISMRM, Toronto, Canada*, p. 1248, 2008.
- [86] M. A. Cloos, N. Boulant, M. Luong, G. Ferrand, E. Giacomini, D. Le Bihan, and A. Amadon, “ $k_t$ -points : Short three-dimensional tailored pulses for flip-angle homogeneity over an extended volume,” *Magn. Reson. Med.*, vol. Early View, 2011.
- [87] M. D. Simon and A. K. Geim, “Diamagnetic levitation : Flying frogs and floating magnets,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87(9), pp. 6200–6204, 2000.

- [88] G. Matheron, “Principles of geostatistics,” *Economic Geology*, vol. 58, pp. 1246–1266, 1963.
- [89] H. Wackernagel, *Multivariate Geostatistics*, 3rd ed. . Springer Verlag, 2003.
- [90] T. Gneiting, M. G. Genton, and P. Guttorp, “Geostatistical space-time models, stationarity, separability, and full symmetry,” *Technical Report*, vol. 475, 2005.
- [91] M. Schär, E.-J. Voncken, and M. Stuber, “Simultaneous  $B_0$ - and  $B_1^+$ -map acquisition for fast localized shim, frequency and RF power determination in the heart at 3 T,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 63, pp. 419–426, 2010.