

Université de Montréal

Cartographie  $T_1$  par séquences d'échos stimulés et Look-Locker avec  
pulses pseudo-adiabatiques en imagerie par résonance magnétique

par

Jean-Charles Côté

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)  
en physique

Février, 1999

© Jean-Charles Côté, 1999



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Cartographie  $T_1$  par séquences d'échos stimulés et Look-Locker avec  
pulses pseudo-adiabatiques en imagerie par résonance magnétique

présentée par:

Jean-Charles Côté

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

A.-Robert LeBlanc,	président-rapporteur
Gilles Beaudoin,	directeur de recherche
Jean-Marc Lina,	membre du jury
Jean Meunier,	représentant du doyen
Bruce Pike,	examineur externe

Thèse acceptée le: 26 octobre 1999

## Sommaire

Les cartographies  $T_1$  par séquences d'échos stimulés et Look-Locker sont les plus communément utilisées pour mesurer les temps de relaxation  $T_1$  en imagerie par résonance magnétique (IRM). Elles ont des performances d'usage clinique, ne prenant que quelques minutes pour produire une carte des valeurs de  $T_1$ . Ces séquences demeurent cependant très sensibles à la précision des pulses radiofréquences (RF) qui réorientent l'aimantation pour produire les signaux mesurés.

Les pulses RF rectangulaires régulièrement utilisés en IRM produisent un basculement de l'aimantation directement proportionnel à l'intensité du champ magnétique  $B_1$  produit par l'antenne émettrice. Les antennes cliniques ont des distributions de champs  $B_1$  qui fluctuent énormément. En exemple, l'antenne servant à produire des images de la tête possède un champ  $B_1$  qui est distribué dans son volume utile sur une plage allant de 0,5 à 1,2 relativement à son centre. Cette variation spatiale de  $B_1$  entraîne des erreurs systématiques sur les valeurs ajustées de  $T_1$  dépassant les 50%.

Le développement d'un nouveau concept d'excitation RF à approche tangentielle ayant des propriétés adiabatiques pouvant remplacer les demi-passages adiabatiques (AHP) et son utilisation sous la forme d'un BIR-4-S2 ( $B_1$ -Insensitive Rotation-4 AHP-Sequentialized 2 steps) dans les séquences de cartographie  $T_1$  a permis de réduire à moins de 10% les erreurs systématiques dans le cas mesuré par échos stimulés compensés et à moins de 5% pour le Look-Locker.

Le BIR-4-S2 possède une imprécision sur l'angle de basculement de moins

de  $5^\circ$  sur une plage relative allant de 0,75 à 1,75 autour d'un champ de référence  $B_{1ref}$ , pour un choix de basculement sur  $360^\circ$ . Et, contrairement aux pulses adiabatiques, il demeure un pulse RF tridimensionnel (3D) à faible puissance pouvant être utilisé à répétition cliniquement sans risque d'échauffement dangereux pour les patients.

La séquence d'échos stimulés compensés dont nous avons parlé ci-haut utilise un autre de nos développements : la compensation. Le signal produit par une séquence traditionnelle d'échos stimulés tend vers zéro en suivant la relaxation  $T_1$  dans le temps. Parfois ceci cause des problèmes lorsque le signal des derniers échos commence à être influencé par le bruit. La compensation a pour effet de modifier la décroissance exponentielle du signal. Ce changement s'opère en tenant compte de la relaxation  $T_1$  lors du calcul des angles de basculement nécessaire à la séquence. La compensation transfère une partie de la demande du volume de signal des premiers échos vers les derniers. On peut compenser entièrement et ainsi programmer une séquence qui produira des signaux égaux entre tous les échos ou compenser partiellement pour soutenir les signaux des derniers échos en conservant un maximum de signal total.

### Mots clés :

Imagerie par résonance magnétique,

Cartographie  $T_1$ ,

Écho stimulé compensé,

Look-Locker,

Pulse pseudo-adiabatique.

## Table des matières

Sommaire . . . . .	iii
Table des matières . . . . .	v
Liste des figures . . . . .	ix
Liste des abréviations . . . . .	xi
Remerciements . . . . .	xiii
<b>Partie I :</b>	
Introduction à l'imagerie par résonance magnétique . . . . .	1
Introduction . . . . .	2
Chapitre 1: Structure et composition atomique . . . . .	5
1.1 Le moment magnétique . . . . .	5
1.2 Équation de Larmor . . . . .	6
1.3 Énergie et magnétisation . . . . .	7
1.4 La relaxation en $T_1$ . . . . .	8
1.5 La relaxation en $T_2$ . . . . .	9
1.6 Les mécanismes de relaxation . . . . .	10
1.7 Le couplage dipôle-dipôle magnétique statique . . . . .	10

1.8	Le couplage dipôle-dipôle magnétique dynamique . . . . .	11
1.9	La compartimentalisation . . . . .	12
Chapitre 2: L'instrumentation . . . . .		17
2.1	Le champ magnétique . . . . .	17
2.2	Les ondes radio . . . . .	18
2.3	Les pulses RF adiabatiques . . . . .	19
2.4	Les gradients . . . . .	22
2.5	Les antennes réceptrices . . . . .	26
Chapitre 3: L'espace de Fourier . . . . .		27
3.1	L'espace de Fourier . . . . .	27
Chapitre 4: Les protocoles de mesures . . . . .		34
4.1	L'excitation de la zone d'intérêt . . . . .	34
4.2	L'écho de gradient . . . . .	36
4.3	L'écho de spin . . . . .	37
4.4	Les séquences rapides . . . . .	37
Chapitre 5: Signal et bruit . . . . .		43
5.1	Le signal, le bruit et le SNR . . . . .	43
Chapitre 6: Comparaison de l'IRM et de la tomodensitométrie . . . . .		47
6.1	Densité mesurée . . . . .	47

6.2	Modification du contraste . . . . .	48
6.3	Agent de contraste . . . . .	49
6.4	Vitesse d'acquisition pour une coupe . . . . .	49
6.5	Vitesse de reconstruction pour une coupe . . . . .	50
6.6	Plan de coupe . . . . .	50
6.7	N-dimension . . . . .	51
6.8	Algorithme de reconstruction . . . . .	51
6.9	Spectroscopie moléculaire . . . . .	52
6.10	Mode de sondage . . . . .	52
6.11	Effets internes utilisés . . . . .	53
6.12	Radiation utilisée . . . . .	54
6.13	Risques . . . . .	54
6.14	Résolution typique et maximale . . . . .	55
6.15	Visualisation des solides . . . . .	55
6.16	Visualisation des mouvements . . . . .	56
6.17	Détection des changements de température . . . . .	57
6.18	Résumé de la comparaison IRM-CT . . . . .	57
	Conclusion . . . . .	60

**Partie II :**

Thèse . . . . .	62
Introduction . . . . .	63
Chapitre 7: A New Concept for Fast 3D Adiabatic Quality RF Pulse for MRI . . . . .	69
Chapitre 8: TOMROP-Look-Locker $T_1$ Mapping Using the New BIR-4-S2 RF Pulse . . . . .	97
Chapitre 9: $T_1$ Mapping Using Compensated Stimulated Echoes and the New BIR-4-S2 RF Pulse . . . . .	110
Conclusion . . . . .	127
Références . . . . .	130



## Liste des figures

1	Distribution du spectre $J(\omega)$ en fonction des vitesses angulaires de rotation des molécules pour les solides, les liquides visqueux et les liquides non-visqueux . . . . .	14
2	Graphique de $T_1$ et $T_2$ en fonction du temps de corrélation pour les solides, les liquides visqueux et les liquides non-visqueux selon un modèle théorique . . . . .	15
3	Définition de $\vec{B}_{eff}$ . . . . .	23
4	Représentation du chemin emprunté par la magnétisation $\vec{B}_{eff}$ d'un BIR-4 . . . . .	24
5	Représentation de l'ensemble des pulses et gradients d'une séquence de type écho de gradient en deux dimensions . . . . .	39
6	Graphique du parcours suivi dans l'espace de Fourier par une séquence d'écho de gradient en deux dimensions . . . . .	40
7	Représentation de l'ensemble des pulses et gradients d'une séquence de type écho de spin en deux dimensions . . . . .	41
8	Graphique du parcours suivi dans l'espace de Fourier par une séquence d'écho de spin en deux dimensions . . . . .	42

9	Cartes $T_1$ par échos stimulés compensés et Look-Locker, utilisant des pulses RF rectangulaires conventionnels, associées à la carte $B_1$ correspondante. . . . .	67
10	Représentation des composantes magnétiques des pulses RF : rectangulaire, AHP, AHP-S1, AHP-S2 et AHP-S3. . . . .	68
11	Cartes $T_1$ par échos stimulés compensés et Look-Locker utilisant des pulses RF rectangulaires conventionnels comparées aux mêmes séquences utilisant les nouveaux pulses RF pseudo-adiabatiques BIR-4-S2. . . . .	129

## Liste des abréviations

3D	Tridimensionnel
$\omega_0$	Fréquence de résonance
$\tau_C$	Temps de corrélation
ADN	Acide désoxyribonucléique
AFP	Passage adiabatique rapide
AHP	Demi-passage adiabatique
$B_0$	Champ magnétique statique principal
$B_1$	Champ magnétique porté par une onde RF en mode TM polarisée circulairement
BIR-4	$B_1$ -Insensitive Rotation-4 AHP
BIR-4-S2	$B_1$ -Insensitive Rotation-4 AHP Sequentialized 2 steps
CT	Tomodensitomètre
Espace $k$	Espace de Fourier
FFT	Transformée de Fourier rapide
FID	Signal de précession libre
FOV	Champ imagé
$\gamma$	Rapport gyromagnétique
Gradient	Gradient de champ magnétique
IRM (MRI)	Imagerie par résonance magnétique
LL	Look-Locker
Plan $x0y$	Plan perpendiculaire

RF	Radiofréquence
RF 90°	Pulse RF produisant un basculement de 90° de la magnétisation
RF 180°	Pulse RF produisant un basculement de 180° de la magnétisation
RMN	Résonance magnétique nucléaire
SAR	Taux d'absorption spécifique
SNR	Rapport signal sur bruit
STE	Écho stimulé
$T_1$	Temps de relaxation longitudinale
$T_2$	Temps de relaxation transversale
$T_2^*$	Temps de relaxation transversale incluant les effets d'inhomogénéité magnétique
$T_E$	Temps d'écho
$T_R$	Temps de répétition
TM	Transverse magnétique
TOMROP	T One by Multiple Read Out Pulses
Voxel	Élément de volume

## Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier mon directeur de recherche Gilles Beaudoin, le directeur-adjoint des services biomédicaux Raymond Carrier ainsi que Pierre Bourgouin, chef de l'unité de résonance. Sans eux, tous ces travaux n'auraient pas vu le jour. Ils ont toujours su bien m'orienter et me diriger dans mes recherches. Ils m'ont permis, en me donnant accès à ces hauts savoirs et technologies, de nourrir mon insatiable curiosité.

Je tiens aussi à remercier tous ceux et celles que j'ai cotoyés durant ces années d'études, Terence Peters et Bruce Pike qui m'ont fait découvrir les secrets de l'imagerie médicale à travers leur excellent cours... Jacques Lesage, les radiologistes, médecins et résidents pour avoir pris le temps de m'expliquer quelques notions de médecine... Ghislaine Pépin et l'équipe de technologues qui n'ont jamais refusé de me donner cinq minutes de temps-machine entre deux patients... Louis-André Hamel pour les conseils et idées qu'il a su me transmettre... Chao Wen Chen pour sa fidèle amitié et nos vacances de pêche... Thomas Gisiger pour ces grandes balades et bons moments passés ensemble... Jean Théberge pour nos supputations de "l'effet Théberge" observé sur certaines images et encore inexplicé... Jean-Maxime Leroux pour nos grandes discussions sur la condition sociale de notre époque... Olivier Tousignant qui m'a toujours offert son aide avec le sourire... Les techniciens et membres du département de physique biomédicale du campus Notre-Dame qui ont ajouté du piquant à chacun de mes essais de prototypes expérimentaux... Pamela Welch pour avoir revu les textes rédigés en langue anglaise et Louise Côté pour les textes de langue française... Réal Besner pour avoir digitisé des textes... Les membres de ma famille pour m'avoir soutenu et encouragé dans ces grands travaux et tous les autres que je ne saurais nommer, étudiants, stagiaires, membres du personnel hospitalier et universitaire, Merci!

Je remercie l'ensemble des dirigeants, responsables et membres des divers organismes ayant appuyé financièrement mes recherches : les Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, le Fond de recherche en physique biomédicale du campus Notre-Dame du Centre hospitalier de l'Université de Montréal, le Fond de recherche en IRM du Centre hospitalier de l'Université de Montréal et le Département de physique de l'Université de Montréal.

à mon père

## **Partie I :**

### Introduction à l'imagerie par résonance magnétique

L'imagerie par résonance magnétique est à l'heure actuelle à la fine pointe de la technologie en matière d'imagerie médicale. Elle représente une des nombreuses retombées de la physique nucléaire des années 50.

Dans cette première partie, nous introduirons les bases techniques et physiques de l'IRM pour nous permettre d'établir les fondations des nouveaux développements présentés dans la partie II.



## Introduction

La résonance magnétique a été découverte de façon indépendante par F. Bloch et E. M. Purcell aux universités Harvard et Stanford en 1946 [1, 2, 3]. Ils reçurent le prix Nobel en 1952 pour leur découverte et depuis ce temps les développements en résonance magnétique n'ont cessé d'augmenter. Les applications se firent d'abord sentir en physique nucléaire et en chimie où la résonance magnétique nucléaire (RMN) [4] représente encore de nos jours un outil indispensable en spectroscopie. Les premiers développements de la résonance magnétique vers le monde médical apparurent dans les années soixante-dix. Nous utilisons maintenant de manière courante la résonance magnétique dans les domaines médicaux de l'imagerie [5, 6, 7].

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) [8, 9] est principalement utilisée pour visualiser les structures anatomiques. Elle utilise sous sa forme la plus courante la mise en phase des moments magnétiques nucléaires des noyaux de l'hydrogène, dans leur précession autour d'un champ magnétique intense, pour produire une onde radio mesurable transportant l'information sur la constitution interne des objets étudiés.

Le présent ouvrage vise à exposer de façon simple les concepts de base importants en imagerie par résonance magnétique. Nous aborderons et élaborerons la physique et ses lois qui dominent le domaine. Sans toucher aux techniques sophistiquées, nous verrons les fondements sur lesquels elles sont construites.

Cette partie commencera en présentant la structure et la composition atomique. La résonance magnétique étant basée sur les propriétés des noyaux ato-

miques, nous verrons comment ces propriétés se comportent sous l'influence d'un champ magnétique. Nous verrons les mécanismes de relaxation et principalement les couplages dipôle-dipôle qui sont dominants dans les processus qui nous concernent. Le signal provenant surtout de l'hydrogène des molécules d'eau, nous aborderons un modèle de compartimentalisation de l'eau pour comprendre les effets observés sur la relaxation en fonction des différents niveaux d'hydratation d'une molécule.

Nous poursuivrons au chapitre deux avec l'instrumentation utilisée en imagerie par résonance magnétique. Nous verrons l'importance d'une bonne homogénéité du champ magnétique principal, les ondes radio qui réorientent l'aimantation, les gradients qui modulent le signal et les différentes antennes réceptrices qui le captent.

L'utilisation de gradients pour moduler le signal amène à mesurer la transformée de Fourier de l'image de l'objet étudié. Nous aborderons l'espace de Fourier dans le troisième chapitre et verrons comment il se lie à l'application des gradients. Nous présenterons certains des artefacts qui peuvent apparaître dans cet espace et comment nous pouvons les éviter ou, tout au moins, les atténuer.

Les mesures s'effectuant dans l'espace de Fourier, il faut des façons de le parcourir. Les trajets suivis à travers l'espace de Fourier pour recueillir l'information nécessaire à la reconstruction d'une image sont contenus dans les séquences de mesures. Nous présenterons au quatrième chapitre les deux principaux protocoles de mesures en imagerie par résonance magnétique, soient : l'écho de gradient et l'écho de spin, et nous aborderons les séquences rapides.

Nous parlons beaucoup de mesures en imagerie par résonance magnétique. La partie expérimentale occupe une place importante. Il faut donc connaître les sources de bruits contaminant les données. L'ensemble du chapitre cinq sera consacré au signal et au bruit. Nous verrons comment varie le rapport signal sur

bruit en fonction des paramètres fixés lors de l'acquisition. Nous pourrions sentir les limitations avec lesquelles nous devons travailler.

Pour mieux les comprendre, nous comparerons dans le chapitre six, deux modalités de tomographie : l'imagerie par résonance magnétique et la tomodesitométrie. Nous verrons que ces deux méthodes de scanographie se complètent, en abordant plusieurs points d'intérêt scientifique. Nous analyserons les forces de chaque technique pour déterminer là où elles sont les plus appropriées.

Nous terminerons en faisant un survol de ce que nous aurons vu dans cette première partie et conclurons sur ce que de nouveaux développements pourraient apporter.

# Chapitre 1

## Structure et composition atomique

Bien que l'imagerie par résonance magnétique travaille avec la magnétisation macroscopique de voxels, il ne faut pas oublier que cette dernière est produite par les magnétisations nucléaires au niveau atomique. Nous allons aborder dans ce chapitre la magnétisation microscopique et ses interactions avec le milieu avoisinant.

### 1.1 Le moment magnétique

La matière est composée de molécules qui sont elles même faites d'atomes. Un atome est composé, dans sa vision classique, d'un noyau entouré d'électrons. Les noyaux sont formés pour leur part d'un assemblage de nucléons (protons et neutrons). Électrons, protons et neutrons sont des fermions de spin  $\frac{1}{2}$  et l'obtention du moment magnétique total d'un noyau atomique s'obtient en utilisant les règles d'addition contenues dans les coefficients de Clebsch-Gordan.

Les atomes ayant un nombre impair de nucléons dans un état nucléaire fondamental ou excité, ou ayant un nombre pair de nucléons dans un état nucléaire excité possèdent un moment magnétique nucléaire non nul. C'est avec ce moment que nous construisons un signal mesurable en IRM.

Dans les machines utilisées en milieu clinique, l'imagerie s'effectue en agissant sur le proton constituant le noyau des atomes d'hydrogène. Un seul nucléon

constituant le noyau d'un atome d'hydrogène, le spin total de ce dernier est  $\frac{1}{2}$ . Selon la mécanique quantique, pour un spin  $\frac{1}{2}$ , il existe deux orientations possibles sous l'influence d'un champ magnétique, soit parallèle ou anti-parallèle à ce dernier.

À l'exemple d'une toupie qui fait un mouvement de précession de son axe de moment cinétique autour des lignes de champ gravitationnel terrestre, le proton d'un noyau d'hydrogène fait une précession de son axe de moment magnétique autour des lignes d'un champ magnétique qui lui est imposé. Le rythme de précession est donné par l'équation de Larmor.

## 1.2 Équation de Larmor

La vitesse angulaire du mouvement de précession est donnée par l'équation de Larmor :

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.1)$$

où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique et est égale à  $2\pi \ 42,6$  MHz/Tesla pour un proton. Nous avons pour un champ  $B_0$  typique de 1,5 Tesla que  $\omega_0 = 2\pi \ 63,9$  MHz.

Nous ne considérons pas les moments magnétiques de chaque proton individuellement. Ils sont regroupés par petits volumes ou voxels et le moment magnétique total de chacun de ces derniers est utilisé pour reconstruire les images des objets étudiés.

De façon statistique, les protons sont uniformément disposés autour des lignes de champ et le moment magnétique qui en résulte est aligné avec celles-ci. Par définition les lignes de champ magnétique sont imposées selon l'axe des  $z$ . Il en résulte que les vecteurs de magnétisation macroscopiques tournent longitudinalement sur eux-même sur l'axe  $z$  et ne produisent aucun signal parce qu'ils

n'ont aucune composante orientée dans le plan transversal.

### 1.3 Énergie et magnétisation

Deux niveaux d'énergies [10] sont accessibles par un proton dans un champ magnétique d'intensité  $B_0$ . Ils sont donnés par :

$$E_p = E_0 - \frac{1}{2}\gamma\hbar B_0 \quad (1.2)$$

$$E_a = E_0 + \frac{1}{2}\gamma\hbar B_0 \quad (1.3)$$

où  $E_p$  est l'énergie pour un état parallèle,  $E_a$  pour un état anti-parallèle,  $E_0$  représente l'énergie de l'état libre,  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique et  $\hbar$  est la constante de Planck divisée par  $2\pi$ .

Le rapport du nombre  $N_p$  de protons s'orientant parallèlement au champ  $B_0$  sur le nombre  $N_a$  de protons s'orientant anti-parallèlement est donné par les statistiques de Boltzmann :

$$\frac{N_p}{N_a} = e^{-(E_p - E_a)/kT} \quad (1.4)$$

$$= e^{\gamma\hbar B_0/kT} \quad (1.5)$$

$$\approx 1 + \gamma\hbar B_0/kT \quad (1.6)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$ , la température. L'excès de protons parallèles est typiquement de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$ .

Immédiatement après avoir inséré un composé dans un champ magnétique, il commence à se magnétiser par les processus de relaxation [11], à un rythme fonction de sa composition. Deux relaxations existent : la relaxation en  $T_1$  et la relaxation en  $T_2$ .

## 1.4 La relaxation en $T_1$

La relaxation en  $T_1$  est le mécanisme par lequel la magnétisation longitudinale se construit. La constante  $T_1$  décrit le rythme du processus (équations 1.7 et 1.8).

La relaxation en  $T_1$  est produite par les interactions spin-milieu. Le mouvement aléatoire Brownien des molécules du milieu où se trouve les particules que nous désirons étudier possède une distribution en fréquence,  $J(\omega)$  (figure 1), caractérisée par le temps de corrélation  $\tau_c$  (tableau I). (Le temps de corrélation  $\tau_c$  est le temps qu'une molécule prend pour effectuer une rotation de 1 radian sur elle-même.) Un proton qui est en résonance peut transmettre son énergie à une molécule qui effectue un mouvement de rotation à la même fréquence que la résonance. Cette réorientation des magnétisations selon  $z$  due aux interactions spin-milieu rentre dans le cadre du retour à l'équilibre thermique des noyaux.

Le retour de la magnétisation selon l'axe du champ magnétique principal se fait après un pulse abaissant la magnétisation dans le plan perpendiculaire selon :

$$m_z(t, T_1) = m_{z \text{ max}}(1 - e^{-t/T_1}) \quad (1.7)$$

et après un pulse inversant la magnétisation sur l'axe longitudinal selon :

$$m_z(t, T_1) = m_{z \text{ max}}(1 - 2e^{-t/T_1}) \quad (1.8)$$

où  $T_1$  est un paramètre fonction de chaque tissu et  $m_{z \text{ max}}$  est la magnétisation selon  $\hat{z}$  à l'état d'équilibre tout juste avant le pulse.  $T_1$  est de l'ordre de la seconde pour une grande gamme de tissus organiques (tableau II). La forme exponentielle de l'équation découle des statistiques des processus aléatoires et la probabilité qu'il y ait relaxation est principalement fonction du nombre de molécules qui effectue un mouvement de rotation à la fréquence de résonance (figures 1 et 2).

Une limitation se dessine ici par le fait qu'une séquence de mesure (chapitre 4) ne puisse être reprise immédiatement après en avoir terminé une. Les mesures

devant être relevées en plusieurs étapes se succédant, avec un abaissement de la magnétisation longitudinale dans le plan transversal à chaque reprise, il faut attendre que la magnétisation en  $\hat{z}$  redevienne assez importante avant que l'abaissement dans le plan transversal reconstruise un signal important.

Nous pouvons utiliser cette propriété pour augmenter le contraste entre les différents tissus qui composent la zone observée. Cette optimisation par un choix du temps de répétition de la séquence ( $T_R$ ) vise à permettre le retour de la polarisation des composés à relaxation rapide mais non celle des composés à relaxation plus lente. Nous aurons donc un signal important pour les tissus à relaxation rapide et très faible pour les tissus à relaxation lente.

### 1.5 La relaxation en $T_2$

La relaxation en  $T_2$  est produite par les interactions spin-spin et spin-milieu des protons avec les autres atomes. Elle représente la perte de magnétisation transversale en fonction du temps et où  $T_2$ , comme pour la relaxation en  $T_1$ , décrit le rythme du processus. La perte de magnétisation transversale provient du déphasage des moments magnétiques apporté par les champs magnétiques locaux produits par le milieu environnant les protons.

La composante perpendiculaire de la magnétisation s'atténue au rythme de

$$s(t, T_2) = e^{-t/T_2} s(t) \quad (1.9)$$

où  $T_2$  est un paramètre fonction de chaque tissu et  $s(t)$  représente le signal qui ne serait pas affecté par  $T_2$ .  $T_2$  est de l'ordre de la dizaine de millisecondes (tableau II). La forme exponentielle découle, comme dans les cas de désintégrations nucléaires, des statistiques du processus et la probabilité qu'il y ait relaxation est principalement fonction du nombre de molécules effectuant un mouvement de rotation à petits  $\omega$  (figures 1 et 2).



Chaque composé ayant un  $T_2$  différent, il nous est possible de maximiser l'écart entre les intensités de chacun en choisissant un temps particulier pour produire l'écho du signal à mesurer.

## 1.6 Les mécanismes de relaxation

Tout processus produisant une fluctuation magnétique est susceptible de produire une interaction amenant une relaxation. Les interactions principales d'un dipôle avec le champ électromagnétique local en IRM sont :

- le couplage dipôle-dipôle magnétique
- le couplage quadrupolaire électrique

Ces deux interactions sont des couplages entre nucléons. D'autres interactions existent et font intervenir les couplages entre électrons et nucléons, mais elles demeurent négligeables tant que nous n'utilisons pas un agent paramagnétique.

Lorsque nous ne considérons que l'hydrogène, n'ayant pas de moment quadrupolaire, le couplage dipôle-dipôle magnétique ressort par son importance. Nous verrons que le couplage dipôle-dipôle magnétique peut se subdiviser en deux classes : le couplage statique et le couplage dynamique.

## 1.7 Le couplage dipôle-dipôle magnétique statique

Le couplage dipôle-dipôle magnétique statique survient lorsqu'un dipôle est soumis à l'influence magnétique d'un autre dipôle qui se déplace relativement lentement. L'effet qui se produit alors est un changement de la fréquence de résonance et de l'axe autour duquel le dipôle effectue sa précession. Le couplage dipôle-dipôle magnétique statique est le principal responsable de la relaxation en  $T_2$ .

Pour comprendre la notion de mouvement lent, prenons l'exemple d'une molécule d'eau qui peut tourner sur elle-même. Pour un espacement entre les deux atomes d'hydrogène de 1,6 Angström, le champ magnétique produit d'un des protons vers l'autre peut atteindre 1 mT. La période de précession d'un proton dans un champ magnétique de 1 mT est 24  $\mu$ sec et s'ajoutera au mouvement déjà induit par  $B_0$ .

Mais la molécule effectuant un mouvement de rotation, le champ ressenti par l'un des protons en provenance de l'autre oscillera aléatoirement en orientation et ainsi l'effet sera atténué. Plus la vitesse de rotation sera élevée, moins la réaction du proton sera grande avant qu'un effet opposé survienne. C'est le cas de l'eau pure où l'effet moyen est nul dû à la rotation isotropique et au temps de corrélation de  $\tau_c \approx 10^{-12}$  sec à température normale.

Mais pour des protons couplés avec un temps de corrélation supérieur à  $\tau_c > 10\mu$ sec, le proton sous l'influence du champ aura le temps de se désorienter complètement (rappelons que la période de rotation de la magnétisation dans un champ de 1 mT est de 24  $\mu$ sec). Des temps de corrélation entre 10 nsec et 10  $\mu$ sec sont typiques pour des solutions de protéines.

## 1.8 Le couplage dipôle-dipôle magnétique dynamique

Le couplage dipôle-dipôle magnétique dynamique, comme son nom l'indique, fait appel à des temps de corrélation très courts de l'ordre de la nanoseconde, soit des fréquences de rotation proches de la fréquence de résonance. L'effet obtenu est alors similaire à l'effet d'une onde RF appliquée.

Il existe une probabilité pour qu'il y ait un changement dans l'état du spin du proton affecté et qu'il se produise un échange de spin entre deux protons. Il peut aussi arriver que deux protons en interaction se retrouvent tous deux dans

l'état de basse énergie et que le surplus d'énergie soit transféré au milieu (la relaxation en  $T_1$ ).

On constate donc que les mécanismes de relaxation sont dépendants de la distribution en fréquence du mouvement des molécules et de la fréquence de résonance. Nous sommes donc en mesure de varier les valeurs de  $T_1$  et  $T_2$  en modifiant le spectre du mouvement des molécules par un changement de température, l'ajout d'ultrasons ou une autre méthode. Inversement, nous pouvons déterminer les variations du spectre en fonction des variations des mesures de  $T_1$  et  $T_2$ .

## 1.9 La compartimentalisation

Lorsque nous ne travaillons pas avec des composés purs mais des solutions aqueuses de protéines par exemple, nous devons considérer les différents états que peut acquérir l'eau que nous mesurons. Ceci amène le concept de compartimentalisation.

L'eau se compartimente en trois principaux groupes

- l'eau libre et structurée
- l'eau liée rotationnelle
- l'eau liée irrotationnelle

L'eau libre représente les molécules d'eau qui ne sont sous l'influence d'aucun champ provenant d'autre molécule que l'eau. L'eau structurée par contre est sous l'influence d'un champ provenant d'une molécule autre que d'eau mais sans y être liée par un pont hydrogène. Ces deux états de l'eau sont regroupés ensemble parce qu'ils ont un comportement similaire et que seule une mesure fine peut les séparer.

L'eau liée rotationnelle représente les molécules d'eau qui sont attachées à des macromolécules par un pont hydrogène de type dipolaire ou ionique. N'ayant qu'un point d'attache, la molécule d'eau conserve alors un axe de rotation pour

Type d'eau	Temps de corrélation, $\tau_c$
Eau libre	$10^{-12}$ s
Eau liée rotationnelle	$10^{-11}$ s
Eau liée irrotationnelle	$10^{-9}$ s

Table I. Table des temps de corrélation des compartiments de l'eau.

effectuer son mouvement.

L'eau liée irrotationnelle représente les molécules d'eau qui sont attachées à des macromolécules par deux ponts hydrogènes ou plus. La molécule d'eau perd dès lors sa capacité de tourner sur elle-même. Et si au moins un des liens est du type ionique, la molécule d'eau est alors dite super-liée.

Chacune des fractions de ces états varie en fonction de la concentration des macro-molécules. Plus la concentration est faible, plus les molécules d'eau sont du type eau libre et plus la concentration augmente, plus on tend à n'avoir que des molécules du type eau liée irrotationnelle.

Le spectre du mouvement des molécules varie selon des ordres de grandeur d'un état à l'autre. Les temps de corrélation pour l'eau libre, l'eau liée rotationnelle et l'eau liée irrotationnelle ont des ordres de grandeur de différence (tableau I). La concentration de macromolécule influence donc beaucoup les temps de relaxation que nous mesurons.

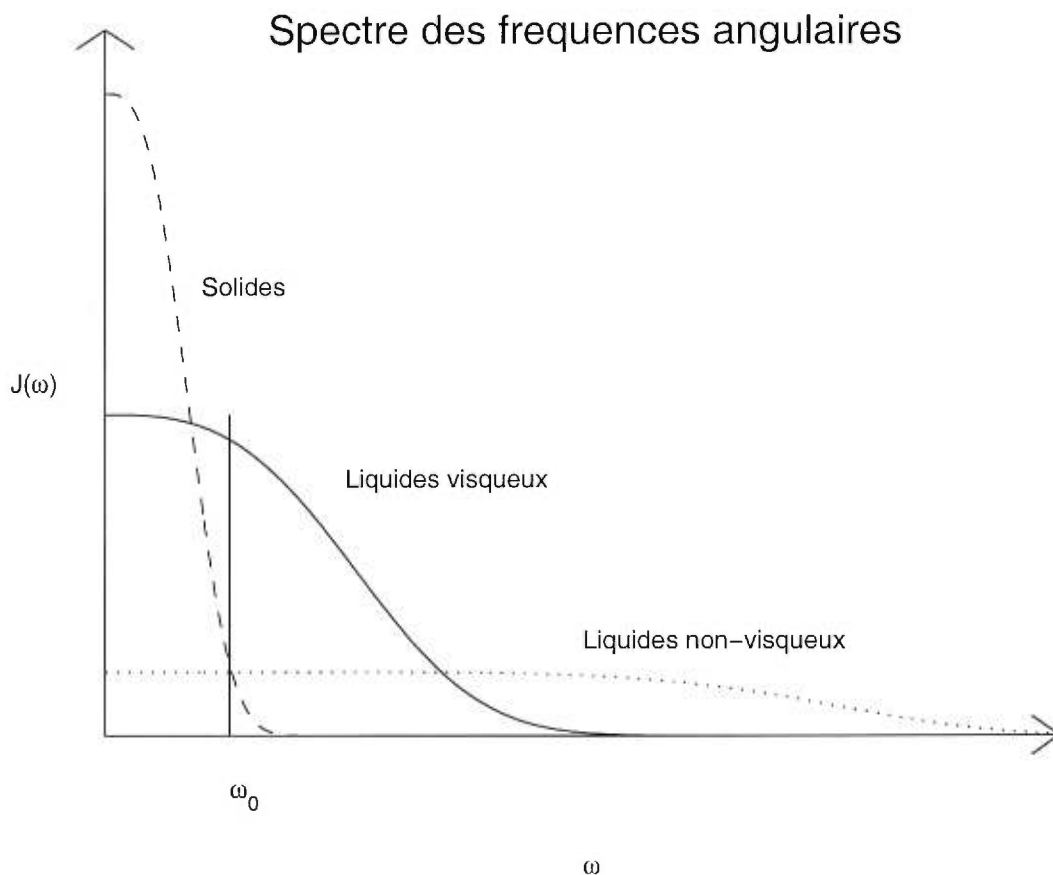


Figure 1. Distribution du spectre  $J(\omega)$  en fonction des vitesses angulaires de rotation des molécules pour les solides, les liquides visqueux et les liquides non-visqueux. La vitesse angulaire  $\omega_0$  représente les molécules qui effectuent leur rotation à la fréquence de résonance et qui peuvent donc participer au mécanisme de relaxation dipôle-dipôle dynamique. A l'extrême gauche de la distribution, pour les petits  $\omega$ , sont situées les molécules qui contribuent à la relaxation par le couplage dipôle-dipôle statique.

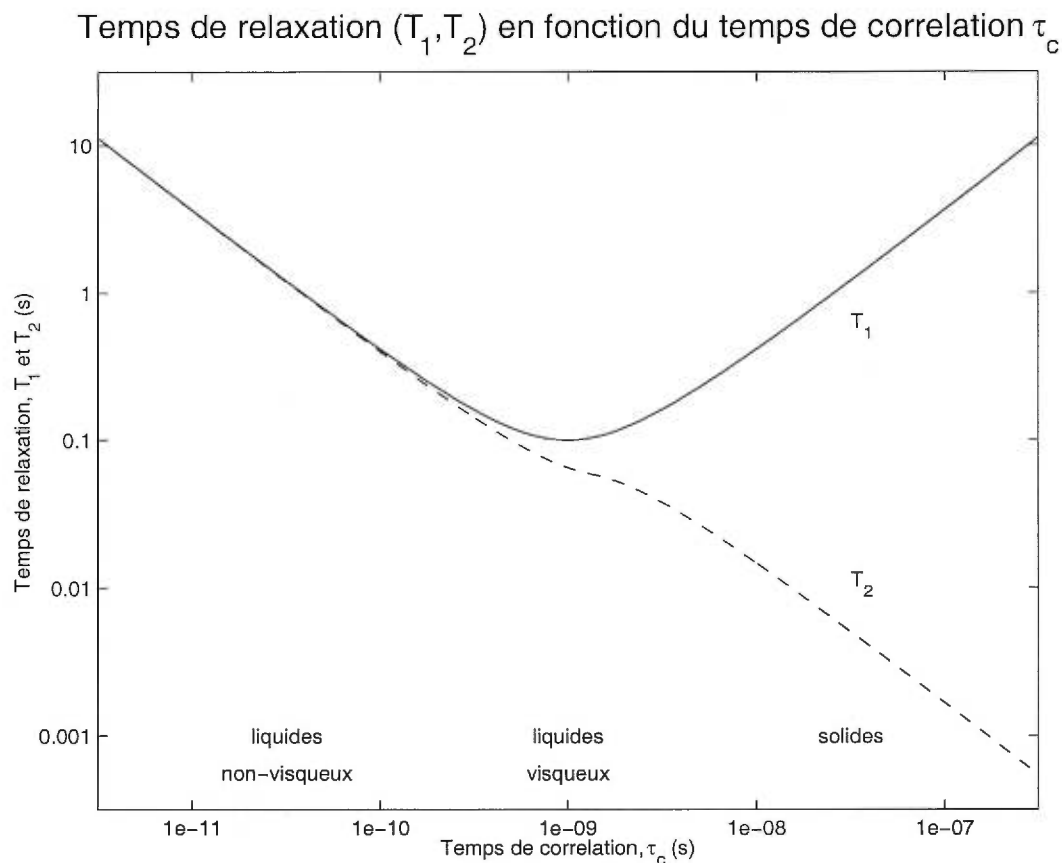


Figure 2. Graphique de  $T_1$  et  $T_2$  en fonction du temps de corrélation pour les solides, les liquides visqueux et les liquides non-visqueux selon un modèle théorique.  $T_2$  décroît à mesure que le nombre de molécules effectuant leur rotation à basse vitesse angulaire augmente des liquides non-visqueux aux solides.  $T_1$  est minimum pour les liquides visqueux car ce sont eux qui ont un maximum de molécules tournant à la fréquence de résonance. En augmentant l'intensité du champ magnétique, la fréquence de résonance sera augmentée et par le fait même, le nombre de molécules participant au mécanisme de relaxation dipôle-dipôle dynamique sera diminué. Il y a alors une augmentation des temps de relaxation.

Tissu	$T_1$ ms ( $\pm 20\%$ )	$T_2$ ms ( $\pm 20\%$ )
Matière grise	780	75
Matière blanche	630	75
Liquor	1750	400
Muscle	820	45
Reins	650	60
Foie	480	45
Graisse	280	85

Table II. Table des temps de relaxation de certains tissus. Les valeurs sont données pour une intensité de champ principal de 1,5 T [12].

## Chapitre 2

### L'instrumentation

À la base des mesures est l'instrumentation. Nous construisons, modulons et captions le signal à l'aide des instruments. Voici les principaux outils de l'imagerie par résonance magnétique utilisés en clinique.

#### 2.1 Le champ magnétique

Le champ magnétique principal est produit pour aligner les spins de manière parallèle ou anti-parallèle à lui-même dans le but d'obtenir un excès de spin parallèle.

Les champs sont typiquement de l'ordre de 0,2 T à 2,0 T. Les champs de fortes intensités sont produits par des solénoïdes à supra-conducteur.

Un corps placé dans un champ magnétique n'émet aucun signal car la magnétisation est orientée dans l'axe des  $\hat{z}$  suivant  $B_0$ . La précession autour du champ est présente mais ne s'exprime que principalement sous la forme d'une rotation du vecteur magnétisation sur lui-même. Ceci n'induit aucune modification électromagnétique dans l'espace et donc aucun signal mesurable.

Sur l'ordre établi par le champ magnétique principal, à l'aide d'ondes radio et de gradients de champs magnétiques, nous pouvons agir pour construire et moduler un signal mesurable et analysable.



L'existence d'inhomogénéités dans le champ statique peut mener à des artefacts tels que la déformation de l'image reconstruite et à des déperditions d'intensités sous certaines séquences n'utilisant pas le principe de l'écho de spin (section 4.3). L'absence du champ principal ne permettrait aucune création de signal et donc aucune mesure valable pour reconstruire une image.

## 2.2 Les ondes radio

Nous pouvons abaisser le moment magnétique des voxels dans le plan perpendiculaire,  $x0y$ , en appliquant un champ magnétique transversal  $\vec{B}_1$ . Il est normalement de l'ordre de  $10 \mu\text{T}$ . De ce nouveau champ appliqué résultera un deuxième mouvement de précession autour de  $\vec{B}_1$  vers le plan  $x0y$ . Ce champ magnétique  $\vec{B}_1$  doit demeurer transversal au plan de deuxième précession qui lui tourne au rythme de la précession des protons autour de  $\vec{B}_0$ . Ce nouveau champ  $\vec{B}_1$  doit donc être dynamique et non pas statique comme  $\vec{B}_0$ .

Pour ce faire, deux antennes émettrices de radio-fréquences en mode transverse magnétique (TM) souvent de polarisation circulaire sont positionnées selon l'axe  $\hat{x}$  et  $\hat{y}$  et travaillent de manière déphasée pour maintenir un champ  $\vec{B}_1$ . Le champ  $\vec{B}_1$  est imposé le temps d'obtenir un moment magnétique qui effectue sa précession autour de  $\vec{B}_0$  en formant un angle désiré avec ce dernier.

Dans le référentiel du laboratoire, nous verrions une magnétisation de l'objet tournant autour de l'axe  $\hat{z}$  avec un angle nul au début et augmentant sous l'effet de  $\vec{B}_1$ .

Ayant vectoriellement une partie de la magnétisation dans le plan  $x0y$  les mêmes antennes qui tout-à-l'heure émettaient le champ  $\vec{B}_1$  reçoivent maintenant une onde TM polarisée aussi circulairement en provenance de l'objet. En fonction

des différentes magnétisations de l'objet  $m(x, y, z)$ , le signal est alors :

$$s(t) = c \int_{xyz} m(x, y, z) e^{-i\omega_0 t} dx dy dz \quad (2.1)$$

où nous pouvons exprimer :

$$s(t) = \text{Re}(s(t)) + i \text{Im}(s(t)) \quad (2.2)$$

La partie imaginaire étant captée par l'antenne avec un déphasage de  $90^\circ$  relativement à la partie réelle.

Un mauvais fonctionnement des émetteurs radio peut amener la formation d'artefacts dus à une baisse de signal et à une excitation non conforme à la demande. Si l'amplitude de l'onde est trop grande ou trop faible, l'angle de basculement sera dépassé ou inatteint. Un angle de basculement plus grand ou plus petit que celui qui est désiré amènera une variation dans l'intensité du signal. Un angle dépassé, peut mener à une baisse de signal dû au plus long retour que les magnétisations doivent effectuer. Il peut arriver que la répétition soit faite avant que la quantité de magnétisation voulue soit de nouveau prête pour celle-ci. Si la forme de l'onde n'est pas appropriée, il en résultera une excitation sélective erronée (section 4.1). Si nous désirons exciter une tranche, par exemple, il peut arriver que l'excitation ne soit pas uniforme à travers l'épaisseur de celle-ci où que la tranche soit plus ou moins épaisse. La forme de l'enveloppe de l'onde présentée est liée par la transformée de Fourier à la forme géométrique excitée dans l'objet.

### 2.3 Les pulses RF adiabatiques

Les premiers pulses RF d'excitation utilisés lors des expérimentations en résonance magnétique étaient simples. Une onde en mode TM constituées d'un champ magnétique  $\vec{B}_1$  perpendiculaire au champ magnétique principal  $\vec{B}_0$  était émise avec une fréquence variable dans le temps. En passant lentement des basses

aux hautes fréquences ou inversement, on pouvait noter un fort signal en provenance de l'objet étudié lorsqu'une bande particulière était traversée : la bande de résonance. Cet état de résonance pouvait être conservé tant que la fréquence de l'onde était maintenue mais ne se présentait pas si la variation de la fréquence pour ce rendre à cette bande était trop rapide.

Mathématiquement, si l'on se place dans le référentiel tournant d'un moment magnétique pour l'observer fixe, on élimine tout champ magnétique extérieur au référentiel. Dans le cas où seul le champs  $\vec{B}_0$  est présent, le référentiel où la précession d'un moment magnétique s'annule est celui qui tourne à la fréquence de Larmor, soit :

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (2.3)$$

Si le référentiel ne tourne pas exactement à la fréquence de résonance, la précession du moment magnétique alors observée sera le fait d'un champ effectif donné par :

$$B_{eff} = B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \quad (2.4)$$

Si l'on considère maintenant l'ajout d'un champ magnétique  $\vec{B}_1$  porté par une onde radio de polarisation circulaire d'une fréquence  $\omega$  en mode TM au champ  $\vec{B}_0$ , on obtient un champ  $\vec{B}_{eff}$  d'une amplitude et d'une orientation sans contrainte :

$$\vec{B}_{eff} = B_0 \hat{z} - \frac{\omega \hat{z}}{\gamma} + B_1 \hat{r} \quad (2.5)$$

La figure 3 montre le champ magnétique  $\vec{B}_{eff}$  de l'équation 2.5 vu dans le référentiel tournant à la fréquence  $\omega$  de l'onde portant  $\vec{B}_1$ .

En appliquant l'analyse mathématique au pulse original présenté au début de la section, nous réalisons que la traversée des plages fréquentielles produit, dans le référentiel tournant, un renversement de l'orientation du champ effectif. À mesure que le terme  $\omega$  relié à la fréquence de l'onde radio varie,  $\vec{B}_{eff}$  passera de parallèle, à perpendiculaire lorsque la résonance est traversée ( $\omega = \omega_0 = \gamma B_0$ ), à anti-parallèle à l'axe du champs principal  $\vec{B}_0$ . Si la variation en fréquence est assez lente, le

changement d'orientation le sera aussi permettant à l'aimantation de précesser autour de  $\vec{B}_{eff}$  sans être chaotique. Peu importe la puissance transportée par l'onde  $\vec{B}_1$ , l'aimantation suivra  $\vec{B}_{eff}$  dans ses déplacements tant que ces derniers soient assez lents. C'est le passage adiabatique "rapide" (AFP) [13, 14].

Cette indépendance du phénomène sur l'énergie transportée par  $\vec{B}_1$  et la restriction sur la vitesse angulaire  $\omega_{eff}$  (figure 3) de réorientation amène directement à poser la condition d'adiabaticité :

$$|\omega_{eff}| \ll |\gamma \vec{B}_{eff}| \quad (2.6)$$

soit à l'approche de la résonance, où nous sommes limité par la puissance de  $\vec{B}_1$  émise par l'antenne :

$$\left| \frac{\partial \omega}{\partial t} \right| \ll |\gamma^2 \vec{B}_1^2| \quad (2.7)$$

Cette condition demande que l'aimantation puisse réaliser plusieurs révolutions autour de  $\vec{B}_{eff}$  avant que ce dernier n'ait pu se déplacer un peu. Par ce fait, l'aimantation suivra à la trace les déplacements de  $\vec{B}_{eff}$ . On peut facilement imaginer les chemins erratiques que l'aimantation prendrait en se faisant distancer par  $\vec{B}_{eff}$ .

Mais qu'arrive-t-il des aimantations non longitudinales à  $\vec{B}_{eff}$  ? Par exemple, considérons l'aimantation dans le plan transverse à l'axe de  $\vec{B}_{eff}$  d'un pulse adiabatique. Tout comme l'aimantation longitudinale, elle réalisera une précession autour de  $\vec{B}_{eff}$ . L'angle entre l'aimantation et  $\vec{B}_{eff}$  oscillera légèrement aux environs de sa valeur initiale, diminuant lorsque l'aimantation traversera le demi-hémisphère où se dirige  $\vec{B}_{eff}$  et augmentant dans l'autre. À la fin de l'application du pulse, l'angle aura été conservé mais la phase autour de  $\vec{B}_{eff}$  sera alors inconnue.

La phase de l'aimantation reste inconnue en raison de l'ignorance de l'amplitude de  $\vec{B}_{eff}$  localement. Nous ne pouvons pas connaître le nombre exact de tour que l'aimantation aura effectué et principalement la fraction du dernier

tour de précession. Et le fait que l'amplitude de  $\vec{B}_{eff}$  varie localement, la phase sera dispersée annihilant ainsi l'aimantation transversale pendant l'application de l'impulsion. Ceci restreint beaucoup l'utilisation des pulses adiabatiques ne pouvant pas renverser un disque d'aimantation tel que fait par un pulse standard dans une séquence d'écho de spin. Il faudra attendre les développements des pulses BIR [15, 16, 17] pour réaliser une telle chose.

Le BIR-4 est un pulse de la série BIR composé de quatre demi-passages adiabatiques ou plus précisément : d'un demi-passage inverse suivi d'un passage complet et d'un demi-passage. La figure 4 montre les trajets empruntés par la magnétisation  $\vec{B}_{eff}$  du pulse. L'inversion diamétrale du passage complet relativement aux deux demi-passages inverse le sens de précession pendant ce passage annulant par ce fait la phase accumulée lors des demi-passages. La phase résultante est alors nulle et les aimantations transversales ne seront pas déphasées ou diffusées.

L'angle  $\alpha/2$  montré à la figure 4 entre le passage complet et les deux demi-passages définit l'angle de basculement  $\alpha$  duquel sera réorienté l'aimantation après le pulse. Le premier demi-passage inverse couche la sphère d'aimantation sur le plan transversal au champ magnétique principal. Il est suivi du passage complet qui retourne la sphère autour d'un axe décalé de  $\alpha/2$  qui produit un décalage de  $\alpha$  relativement à l'axe d'origine. L'impulsion se termine par le demi-passage qui relève la sphère d'aimantation selon le champ magnétique principal. Le résultat est une sphère d'aimantation basculée d'un angle  $\alpha$  autour de l'axe initiateur du pulse BIR-4.

## 2.4 Les gradients

Nous utilisons des gradients de champ  $G_x$ ,  $G_y$  et  $G_z$  (champs magnétiques orientés selon  $\hat{z}$  et variant de façon linéaire en intensité selon un des axes  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  ou

## Definition de $B_{\text{eff}}$

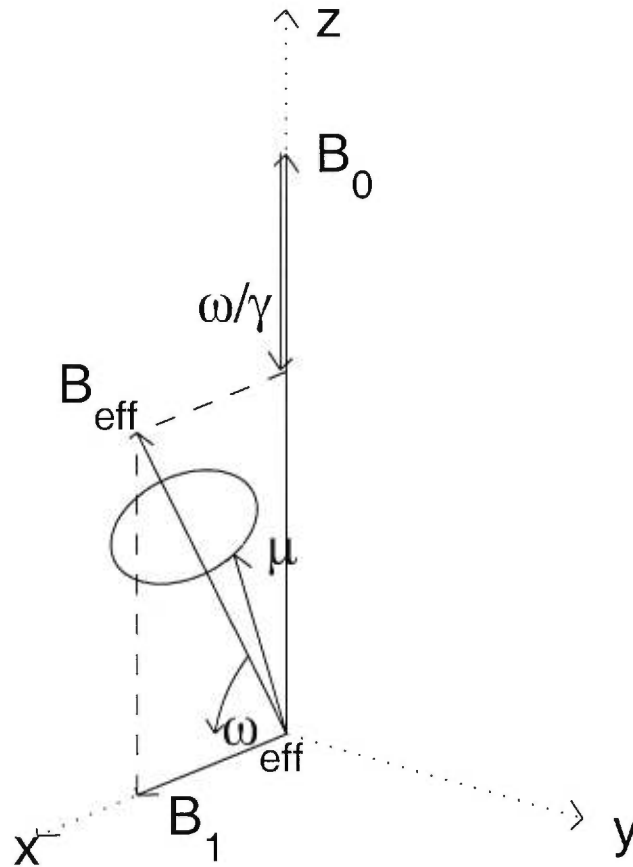


Figure 3. Définition de  $\vec{B}_{\text{eff}}$ .  $\vec{B}_{\text{eff}}$  est la somme du champ magnétique principal statique  $\vec{B}_0$  compensé par le changement de référentiel tournant  $\omega/\gamma$  et de la composante magnétique de l'onde radio  $\vec{B}_1$  émise perpendiculairement à  $\vec{B}_0$ .  $\mu$  représente l'aimantation effectuant sa précession autour de  $\vec{B}_{\text{eff}}$ .  $\omega_{\text{eff}}$  est la vitesse angulaire de  $\vec{B}_{\text{eff}}$ .

## Chemin du $\vec{B}_{eff}$ d'un BIR-4

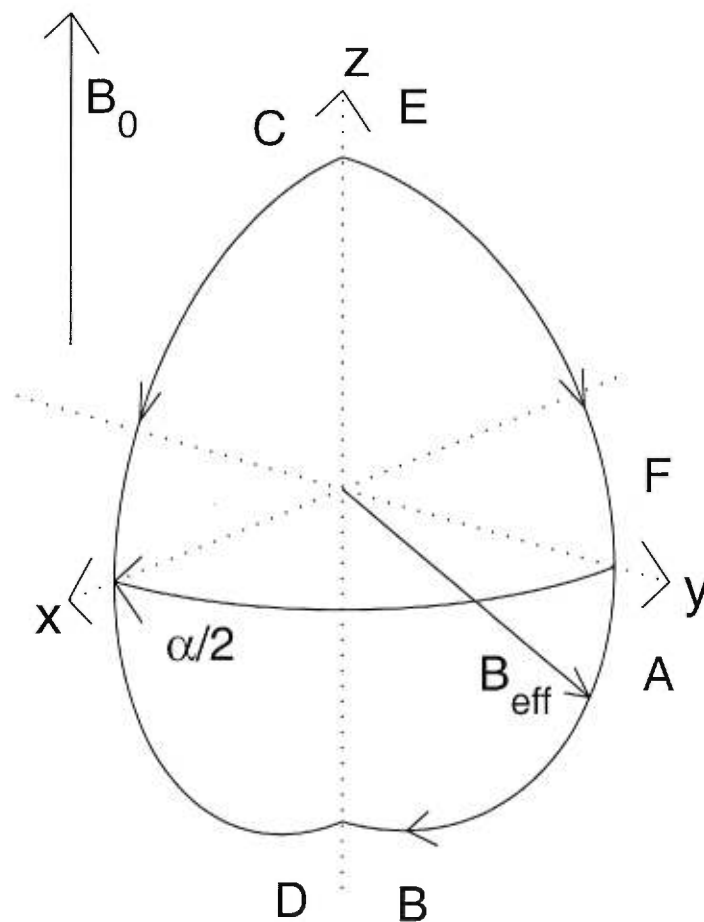


Figure 4. Représentation du chemin emprunté par la magnétisation  $\vec{B}_{eff}$  d'un BIR-4. Le trajet commence par la réalisation d'un demi-passage adiabatique inverse de **A** à **B**, suivi par un passage adiabatique rapide de **C** à **D** et terminé par un demi-passage adiabatique de **E** à **F**. On note l'inversion de la magnétisation entre les deux demi-passages et le passage qui permet d'annuler l'accumulation de phase de l'aimantation initialement transversale à  $\vec{B}_{eff}$ . L'ouverture  $\alpha/2$  entre les demi-passages et le passage complet permet de basculer la sphère d'aimantation d'un angle  $\alpha$  relativement à son orientation d'origine.

$\hat{z}$ ) pendant des temps  $t_x$ ,  $t_y$  et  $t_z$  pour modifier le signal. Il devient alors :

$$s(t) = c \int_{xyz} m(x, y, z) e^{-i\omega_0 t} e^{-i\gamma G_x x t_x} e^{-i\gamma G_y y t_y} e^{-i\gamma G_z z t_z} dx dy dz \quad (2.8)$$

$$= c e^{-i\omega_0 t} \int_{xyz} m(x, y, z) e^{-i2\pi \frac{\gamma}{2\pi} G_x x t_x} e^{-i2\pi \frac{\gamma}{2\pi} G_y y t_y} e^{-i2\pi \frac{\gamma}{2\pi} G_z z t_z} dx dy dz \quad (2.9)$$

$$= c e^{-i\omega_0 t} M\left(\frac{\gamma}{2\pi} G_x t_x, \frac{\gamma}{2\pi} G_y t_y, \frac{\gamma}{2\pi} G_z t_z\right) \quad (2.10)$$

où  $M\left(\frac{\gamma}{2\pi} G_x t_x, \frac{\gamma}{2\pi} G_y t_y, \frac{\gamma}{2\pi} G_z t_z\right)$  est la transformée de Fourier en trois dimensions de  $m(x, y, z)$ ,  $c$  une constante et  $e^{-i\omega_0 t}$  est la modulation sur l'onde porteuse.

Donc, en variant les gradients  $G_x$ ,  $G_y$  et  $G_z$  et les temps d'application  $t_x$ ,  $t_y$  et  $t_z$ , nous sommes en mesure de couvrir l'espace de Fourier de notre objet. En réalisant la transformée inverse des mesures de  $M$  effectuées, il est possible de retrouver l'image (des densités de magnétisation  $m$ ) de notre objet.

Une manière simple de prendre les mesures dans l'espace de Fourier est la séquence d'écho de gradient (section 4.2).

Un défaut dans l'application des gradients ne permettrait pas de parcourir l'espace de Fourier de façon précise. Les mesures qui seraient alors prises ne couvriraient pas l'espace de Fourier nécessaire à la reconstruction d'une image ou seraient confondues à des points de l'espace de Fourier ne leur correspondant pas. Il en résulterait une image ne possédant pas de sens face à l'objet étudié.

Des limitations liées à l'appareil restreignent nos capacités. Les bobines qui induisent les gradients ne peuvent être commutées instantanément comme il sera vu dans nos présentations de séquences. Elles doivent l'être de manière graduelle.

Les convertisseurs analogique vers numérique ne peuvent pas travailler à des fréquences infinies. Ils ont normalement des plages allant de 1 kHz à 100 kHz. Il faut donc doser l'intensité des gradients pour ne pas parcourir l'espace de Fourier de manière trop rapide.



## 2.5 Les antennes réceptrices

Il existe plusieurs types d'antenne. Présentement la majorité est de polarisation TM circulaire. Elles captent le signal en deux composantes orthogonales dans le plan transversal.

Certaines antennes dites de surface contrairement aux antennes qui entourent la région à imager minimisent les artefacts de retournement de spectre (chapitre 3 et équation 3.8). Dû au fait que le signal est capté sur une face de l'objet, les signaux qui sont produits par les zones éloignées à la surface de captation divergent et sont atténués en traversant l'objet vers l'antenne. On peut donc produire des circonstances avec un champ à imager plus petit que l'objet où un retournement de spectre est inévitable mais sans en éprouver les conséquences.

Plusieurs antennes sont polarisées circulairement en mode TM en raison de la précession des moments magnétiques. Nous avons avantage à utiliser ce type d'antenne pour capter un signal plus intense relativement aux antennes de polarisation linéaire.

La réception de deux signaux permet de recueillir l'information sur l'amplitude et la phase de ce dernier. L'amplitude du signal permet de reconstruire une image des densités de protons excités. La phase reconstruite donne accès à la connaissance des différents déplacements de magnétisation à l'intérieur de l'objet. L'image de phase est principalement utilisée pour les flots sanguins à l'intérieur du corps humain.

## Chapitre 3

### L'espace de Fourier

Souvent appelé l'espace  $k$  [18], l'espace de Fourier est un concept important de l'imagerie par résonance magnétique. C'est dans cet espace que les mesures sont prises et c'est donc dans ce dernier que l'on doit préparer les séquences. L'espace de Fourier et ses propriétés représentent un outil mathématique des plus performant pour l'imagerie par résonance magnétique.

#### 3.1 L'espace de Fourier

L'espace de Fourier est une partie importante de l'IRM. C'est dans cet espace que les mesures sont effectuées lorsque nous désirons prendre l'image d'un objet.

L'espace de Fourier en relation avec l'espace image a plusieurs propriétés. Toutes les propriétés mathématiques des transformées de Fourier connues peuvent être considérées en tenant compte que nous travaillons avec un système où il y a du bruit et des imprécisions. Un exemple évident des problèmes d'applications est la formation d'une partie imaginaire et d'une partie réelle dans les images reconstruites. Partant d'un objet réel, nous ne devrions retrouver à la fin qu'une partie réelle à l'image.

Comme nous l'avons vu précédemment, le signal est donné par :

$$s(t) = ce^{-i\omega_0 t} M\left(\frac{\gamma}{2\pi}G_x t_x, \frac{\gamma}{2\pi}G_y t_y, \frac{\gamma}{2\pi}G_z t_z\right) \quad (3.1)$$

où,  $M$  est la transformée de Fourier de la magnétisation  $m$ .

Les arguments de la fonction  $M$  représentent les fréquences spatiales de l'image. Elles sont définies dans ce qui s'appelle l'espace  $k$  par :

$$k_x = \frac{\gamma}{2\pi}(G_x t_x) \quad (3.2)$$

$$k_y = \frac{\gamma}{2\pi}(G_y t_y) \quad (3.3)$$

$$k_z = \frac{\gamma}{2\pi}(G_z t_z) \quad (3.4)$$

On peut comprendre géométriquement la liaison entre les fréquences spatiales de l'objet et les gradients appliqués. Considérons l'exemple d'un objet cubique de  $8 \times 8 \times 8$  voxels avec au départ toutes les  $8^3$  magnétisations en phase dans le référentiel tournant et dans le plan transversal. Le signal qui est alors émis est celui du point  $(0, 0, 0)$  dans l'espace de Fourier, l'espace  $k$ . Si nous appliquons le gradient selon l'axe  $\hat{x}$  un temps  $t_x$  pour obtenir un déphasage des magnétisations de notre objet tel qu'en  $\hat{x}$  il y ait une différence de deux tours entre une extrémité et l'autre. En  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  aucune variation dans la phase n'est observable n'ayant pas fait appel aux deux gradients correspondants. Nous serons alors capable de mesurer le point  $(2 \text{ cycles}/7 \text{ voxels}, 0, 0)$  dans l'espace  $k$ . Si maintenant nous ajoutons l'application du gradient  $G_y$  pour obtenir un déphasage de 7 tours sur la longueur des huit voxels en  $\hat{y}$ , nous mesurons le point  $(2 \text{ cycles}/7 \text{ voxels}, 7 \text{ cycles}/7 \text{ voxels}, 0)$ .

Il est à noter que conceptuellement, dans le modèle qui utilise l'image d'un et un seul vecteur magnétisation par voxel, un déphasage de  $7 \text{ cycles}/7 \text{ voxels}$  représente un déphasage de  $1 \text{ cycle}/\text{voxel}$  et donc que chaque vecteur magnétisation est à nouveau en phase avec les autres. Mais ceci vient du fait que nous discrétisons en voxels notre objet. En fait le caractère continue de l'objet demeure et nous mesurons bien les points à  $1 \text{ cycle}/\text{voxel}$  et non pas  $0 \text{ cycle}/\text{voxel}$ .

Dans la pratique, une méthode simple de parcourir l'espace  $k$  en trois dimensions est de prendre un gradient pour traverser l'espace nécessaire d'un extrême à l'autre selon une ligne et de prendre les deux autres gradients pour changer de

ligne entre chaque lecture.

Le gradient qui nous fait traverser l'espace de Fourier s'appelle "gradient d'encodage de fréquence", ceci dû au fait que nous effectuons la prise de mesure pendant son application et que les plans perpendiculaires à son axe émettent chacun à une fréquence propre donnée par l'équation de Larmor. Les deux gradients qui font changer de ligne à chaque passage se nomment "gradient d'encodage de phase" car il ne font que modifier la phase dans les deux axes orthogonaux à l'axe de lecture.

L'espace  $k$  nécessaire à la reconstruction d'une image se calcule à partir de la dimension du champ à imager et du nombre de pixels désiré dans l'image.

Le nombre de points que nous devons prendre est égal au nombre de points qui constitueront l'image. Le nombre de points selon l'un des axes de l'image est identique au nombre de points de l'axe correspondant dans l'espace  $k$ . Par exemple, une image en deux dimensions de 8 points selon  $\hat{x}$  par 16 en  $\hat{y}$  demandera de prendre 8 points en  $k_x$  par 16 en  $k_y$ . Et si nous prenons un volume avec 32 plans selon  $\hat{z}$ , il faudra prendre 32 plans en  $k_z$ . Il est à noter ici que l'on prend le double d'information dans l'espace de Fourier comparativement à l'espace image. Les valeurs des pixels d'une image sont des nombres réels (modules) tandis que les mesures dans l'espace  $k$  sont des nombres complexes (une partie réelle et une partie imaginaire). La propriété d'hermiticité permet de ne prendre des mesures que sur une moitié de l'espace de Fourier pour reconstruire une image complète mais le bruit du système et les erreurs systématiques réduiraient trop la qualité de l'image.

Les distances entre chaque point mesuré dans l'espace  $k$  sont données par (où FOV représente la grandeur du champ imagé) :

$$\Delta k_x = \frac{1}{FOV_x} \quad (3.5)$$

$$\Delta k_y = \frac{1}{FOV_y} \quad (3.6)$$

$$\Delta k_z = \frac{1}{FOV_z} \quad (3.7)$$

On peut se convaincre de ces relations en prenant l'exemple d'une image vecteur de  $N \times 1 \times 1$  voxels. La fréquence la plus élevée que nous devons considérer dans la longueur de cette image est de  $\pm 1 \text{ cycle}/2 \text{ voxels}$ . Nous devons donc mesurer  $N$  points dans l'espace de Fourier de  $-1 \text{ cycle}/2 \text{ voxel}$  à  $+1 \text{ cycle}/2 \text{ voxel}$  et ayant que  $N = FOV_x$ , nous obtenons que  $\Delta k_i = \frac{1}{FOV_i}$ .

Travaillant avec les transformées de Fourier discrètes et plus particulièrement les transformées de Fourier rapides (FFT), il faut prendre des images avec un nombre de points, selon chaque axe, étant une puissance de 2 (1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512,...). Il faut centrer les mesures dans l'espace  $k$  autour de zéro. De l'exemple précédent, sur une longueur de 8 voxels si nous avons un déphasage de  $1 \text{ cycle}/\text{voxel}$ , la périodicité des FFT fera que le point mesuré sera confondu avec celui mesuré pour un déphasage de  $0 \text{ cycle}/\text{voxel}$ . Il faut donc prendre les mesures de  $-(N/2 - 1)\Delta k_i$  à  $+(N/2)\Delta k_i$ . La périodicité des transformées de Fourier discrètes, fait que, pour un ensemble de  $2^N$  points, il y a une correspondance entre le point  $M$  et  $M+2^N$ . Mais le système-objet est continu et c'est pourquoi il faut centrer la prise de données dans l'espace de Fourier.

Le théorème de Nyquist renseigne sur la fréquence d'échantillonnage à utiliser dans la prise d'image. Cette fréquence doit être au moins le double de la plus haute fréquence émise par l'objet après démodulation de l'onde porteuse. Si nous n'appliquons pas ce théorème nous allons produire l'artefact de retournement de spectre. Cet artefact provient de la confusion qui apparaît lorsque l'échantillonnage est inférieur à la fréquence de Nyquist  $\omega_N$ . Une fréquence d'hélicité droite (+) ou gauche (-) échantillonnée à moins de sa fréquence de Nyquist devient une fréquence plus basse (de fréquence comprise entre  $-\omega_N/2$  et  $+\omega_N/2$ ) avec une hélicité qui peut avoir changée. La notion d'hélicité doit

être utilisée ici dû au fait que nous nous référons à des fréquences relatives à une fréquence d'onde porteuse qui est constante au centre du champ imagé.

Pour une fréquence  $\omega$ , dans un système où nous considérons une fréquence de Nyquist  $\omega_N$ , nous observerons une fréquence apparente  $\omega_{apparente}$  comprise entre  $-\omega_N/2$  et  $+\omega_N/2$  selon l'équation

$$\omega_{apparente} = \omega - M\omega_N \quad (3.8)$$

où  $M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Le signe de la fréquence réfère à l'hélicité (+=droite, -=gauche).

Le retournement de spectre par l'analyse en fréquence a été décrit. Il est facile de comprendre l'apparition de cet artefact sur l'axe de l'encodage de fréquence mais il survient aussi sur les axes de l'encodage de phase. Les points sont acquis dans l'espace  $k$  et celui-ci n'a pas d'axe privilégié. Le phénomène est aussi probable dans les trois directions de l'espace. Selon les axes d'encodage de phase, ce sont les différences entre les phases mesurées qui, lors du traitement, équivalent aux fréquences.

L'artefact se présente sur les images comme étant une superposition des parties de l'objet hors du champ imagé, dans l'image. Nous pouvons l'imaginer comme une acétate que nous insérerions dans un cylindre trop petit pour ne pas superposer les rebords et que nous couperions au milieu de la superposition pour l'ouvrir et le mettre à plat. Nous verrions alors sur les pourtours où nous aurions fait la séparation, la superposition des extrémités opposées. Cette opération doit être effectuée à deux ou trois reprises selon les axes utilisés si nous travaillons avec un plan ou un volume imagé.

L'artefact de retournement de spectre peut être éliminé en s'assurant de contenir tout l'objet dans le champ imagé. La superposition des zones noires autour de l'objet dans l'image ne produit aucun artefact.

Une seconde méthode pour éliminer l'artefact sans perte de résolution est de prendre les mesures de manière plus dense. Diminuer les  $\Delta k$  a pour effet d'augmenter la dimension du champ imagé. En l'augmentant jusqu'à contenir l'objet entier ou jusqu'à ce que nous libérons la zone d'intérêt de superpositions suffit à corriger l'image. Cette deuxième méthode a l'inconvénient de prendre plus de temps à exécuter. Selon l'axe d'encodage de fréquence le temps utilisé supplémentaire est consommé sur le temps mort, il n'y paraît donc pas. Mais selon les axes d'encodage de phase, il faut ajouter des lignes de mesures et autant de périodes de répétition  $T_R$ . Ce qui allonge parfois beaucoup le temps total d'acquisition sachant que nous ne conservons pas le surplus d'image pris. Fréquemment cette méthode n'est appliquée que selon l'axe d'encodage de fréquence.

Une troisième technique consiste à n'effectuer qu'une excitation sélective de la zone d'intérêt seulement. De cette manière, il est possible d'avoir un objet volumineux mais sans avoir à le contenir dans le champ imagé. Seule la zone excitée doit être contenue dans le champ. La zone non excitée ne produisant aucun signal, la superposition du néant sur l'image ne produira pas l'artefact.

Une dernière pratique pour éviter le retournement de spectre est d'utiliser une antenne de surface. L'atténuation et la divergence du signal à travers l'objet jusqu'à l'antenne suffit souvent pour que le signal qui se superpose soit assez faible pour ne pas gêner l'image.

Un autre artefact peut se produire ayant son origine dans l'espace  $k$ . C'est l'artefact de troncature qui se produit lorsque nous négligeons de prendre toutes les lignes ou points de mesure pour économiser du temps ou parce que nous ne pouvons pas générer la résolution exigée. Les lignes ou points éliminés sont ceux des hautes fréquences et produisent des phénomènes de rebonds près des contours à hauts contrastes. Pour réduire cet artefact, à défaut de pouvoir reprendre les mesures manquantes, nous utilisons un filtre passe-bas pour adoucir la transition

entre la région de l'espace de Fourier où les mesures ont été prises et où les valeurs ont été mises à zéro. D'autres méthodes en développement consistent à extrapoler les valeurs manquantes.



## Chapitre 4

### Les protocoles de mesures

Les manières de parcourir l'espace de Fourier et d'utiliser des méthodes ingénieuses pour relever ou atténuer un signal constituent les protocoles de mesures. Deux protocoles forment la base : l'écho de gradient et l'écho de spin, il s'agit par la suite de savoir construire sur ceux-ci.

#### 4.1 L'excitation de la zone d'intérêt

L'excitation sert à choisir la partie de l'objet qui nous redonnera un signal. Le but de l'excitation est d'abaisser l'aimantation longitudinale au champ statique pour obtenir une composante transversale de l'aimantation qui sera mesurable par les antennes. Ce n'est que la section excitée de l'objet, d'où provient le signal, qui sera imagée. Deux types d'excitations sont utilisées couramment : l'excitation non sélective et l'excitation sélective.

L'ensemble des excitations utilisent un pulse RF produisant un angle de basculement fréquemment de  $90^\circ$ . Cet angle peut-être très variable en fonction des contrastes que nous désirons obtenir et du temps disponible pour effectuer les mesures.

L'excitation non sélective ne s'effectue qu'avec l'impulsion RF sans aucun gradient. Elle permet d'exciter l'ensemble des protons qui sont dans le champ magnétique principal. Les limites de la région excitée sont celles de l'homogénéité

du champ et de la bande RF. Elle est surtout utilisée pour les séquences d'imagerie tridimensionnelles. Le pulse RF utilisé possède une enveloppe de forme rectangulaire car il ne sera formé que d'une seule fréquence.

L'excitation sélective s'effectue avec l'imposition d'un gradient de champ magnétique durant l'impulsion RF. Le fait d'ajouter un gradient selon un des axes modifie la fréquence de résonance pour obtenir un gradient de fréquences de résonances selon l'axe choisi. En utilisant un pulse RF composé des fréquences correspondantes aux coupes que nous désirons exciter, nous obtenons une excitation sélective. Pour obtenir la forme de l'onde RF à présenter à l'objet, il faut réaliser la transformée de Fourier de la forme de la coupe souhaitée. Ayant un gradient de fréquences de résonances, la forme de la coupe à exciter est la même que la distribution des fréquences à employer dans le pulse RF et dès lors, la combinaison de toutes ces fréquences est la transformée de Fourier de la distribution. Un exemple fréquent est la tranche de forme rectangulaire où l'impulsion RF sera donnée avec l'enveloppe d'une fonction *sinc*. Cet exemple ne décrit pas les adaptations à réaliser dans les applications, tel que d'arrondir les coins du rectangle d'excitation pour limiter le temps d'application de l'impulsion RF.

À la fin d'une excitation sélective, un demi-gradient en durée ou en amplitude avec une amplitude inversée doit être ajouté, pour rephaser les protons. Pour comprendre cette nécessité, prenons l'exemple d'un gradient appliqué pendant une longue durée relativement à la durée du pulse RF. Après que l'impulsion RF ait agit, le gradient restant déphase les protons à travers la coupe. Il faut donc les remettre en phase avec un gradient équivalent inversé avant de commencer une séquence. Normalement le gradient est appliqué le temps du pulse RF. Le déphasage accumulé pendant cette période est équivalent à l'effet de la moitié du gradient. C'est pourquoi il faut ajouter un demi-gradient inversé après une excitation sélective.

L'ajout de ce gradient de rephasage nous positionne au centre de l'espace de

Fourier. Il faut maintenant recueillir les données avec une séquence d'acquisition.

## 4.2 L'écho de gradient

L'écho de gradient (figures 5 et 6) est une séquence de base dans l'IRM. Elle est la plus simple conceptuellement. La prise des données s'effectue dans le signal de précession libre (FID). Le FID est modulé par un ensemble de gradients dans le but de parcourir l'espace de Fourier nécessaire.

Cette séquence débute peu après l'excitation de la zone d'intérêt pour laisser s'atténuer les courants induits (courants de Foucault). Le tout doit être effectué dans un temps restreint, car le FID s'atténue selon une décroissance exponentielle en  $T_2^*$ .

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma\pi\Delta B_0 \quad (4.1)$$

$T_2^*$  est fonction des interactions spin-spin en  $T_2$  et des inhomogénéités du champs statiques  $\Delta B_0$ . Il faut donc avoir une excellente qualité de l'homogénéité du champ  $B_0$  pour maintenir l'amplitude du FID.

La séquence est composée d'une première série de gradients : un ou deux gradients d'encodage de phase et un gradient d'encodage de fréquence. Il y a un gradient d'encodage de phase si l'on travaille en deux dimensions et deux gradients d'encodage de phase si l'on travaille en trois dimensions. Les gradients d'encodage de phase servent à aller chercher une ligne spécifique dans l'espace de Fourier à chaque lecture. Ils ne sont appliqués qu'à ce moment. Le gradient d'encodage de fréquence est en fonction en même temps que les gradients d'encodage de phase. Il le restera jusqu'à ce que le système rejoigne la frontière de l'espace de Fourier. Une fois la frontière atteinte, le gradient d'encodage de fréquence s'inverse pour parcourir l'espace de Fourier jusqu'à la frontière opposée. Pendant cette traversée, les convertisseurs analogique-numérique sont en opération pour recueillir les données sur l'objet. Par la suite, la séquence se poursuit par l'attente

du retour en  $T_1$  de la magnétisation longitudinale avant de refaire une excitation.

### 4.3 L'écho de spin

Une seconde manière de procéder est la séquence d'écho de spin (figures 7 et 8). Elle a l'avantage d'être moins sensible aux inhomogénéités du champ  $B_0$  et autres produites par l'environnement immédiat du proton. Ceci est dû au fait qu'un pulse RF  $180^\circ$  est émis à  $T_E/2$ .  $T_E$  est le temps où l'écho est émis à son maximum d'intensité (lorsque l'origine ou l'un des axes de l'espace de Fourier est traversé). Les protons qui avaient de l'avance ou du retard dans leur précession avant le pulse devront faire le chemin inverse après et donc reviendront tous en phase à  $T_E$ .

Face à l'écho de gradient, le gradient d'encodage de fréquence lors de la lecture n'est pas inversé relativement à son application avant la lecture. L'impulsion RF  $180^\circ$  a la propriété de modifier diamétralement la position occupée dans l'espace de Fourier avant et après sa mise en opération. Le pulse RF  $180^\circ$  a pour effet de renverser comme une crêpe le plan dans lequel les composantes transversales de la magnétisation tournent. Ce retournement peut se faire selon l'axe  $\hat{x}$  ou  $\hat{y}$ .

### 4.4 Les séquences rapides

Les séquences rapides [19] ont la particularité de parcourir une plus grande surface dans l'espace de Fourier à chaque répétition. Certaines séquences font un va et vient selon un des axes et progressent pas à pas dans l'autre axe. D'autres séquences rapides décrivent des spirales dans l'espace de Fourier et les mesures sont par la suite traitées par interpolation pour obtenir une distribution cartésienne et régulière de celles-ci.

Les séquences rapides sont les plus souvent utilisées en clinique. Les images obtenues par ce type de séquence sont souvent de moins bonne qualité, avec un rapport signal sur bruit (chapitre 5) plus faible que les séquences ordinaires, mais sont suffisantes pour produire un bon diagnostic. Économisant du temps, elles sont plus rentables que les autres séquences.

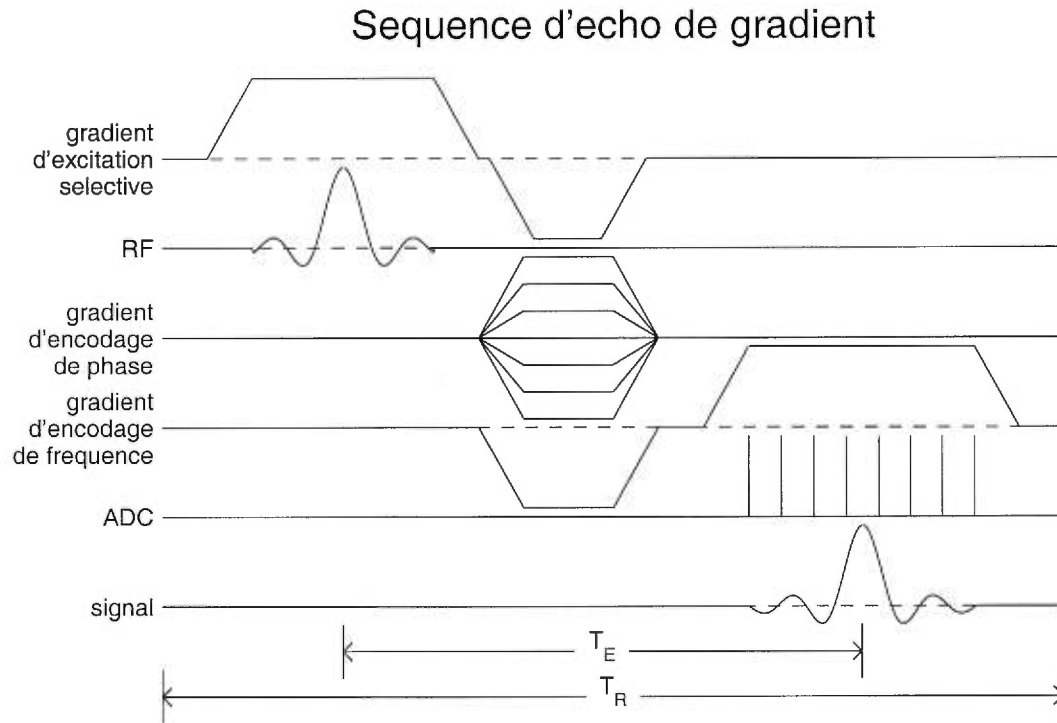


Figure 5. Ensemble des pulses et gradients d'une séquence de type écho de gradient en deux dimensions. Le pulse RF permet à l'aide du gradient d'excitation sélective d'exciter la tranche désirée. Le gradient d'excitation sélective inverse remet en phase les magnétisations à travers la coupe pendant que les gradients d'encodage de phase et de fréquence conduisent à une extrémité de l'espace de Fourier. Le dernier gradient d'encodage de fréquence fait traverser l'espace de Fourier d'une extrémité à l'autre en modulant le signal.  $T_E$  et  $T_R$  sont les temps d'écho de répétition de la séquence. (ADC : convertisseur analogique-numérique)

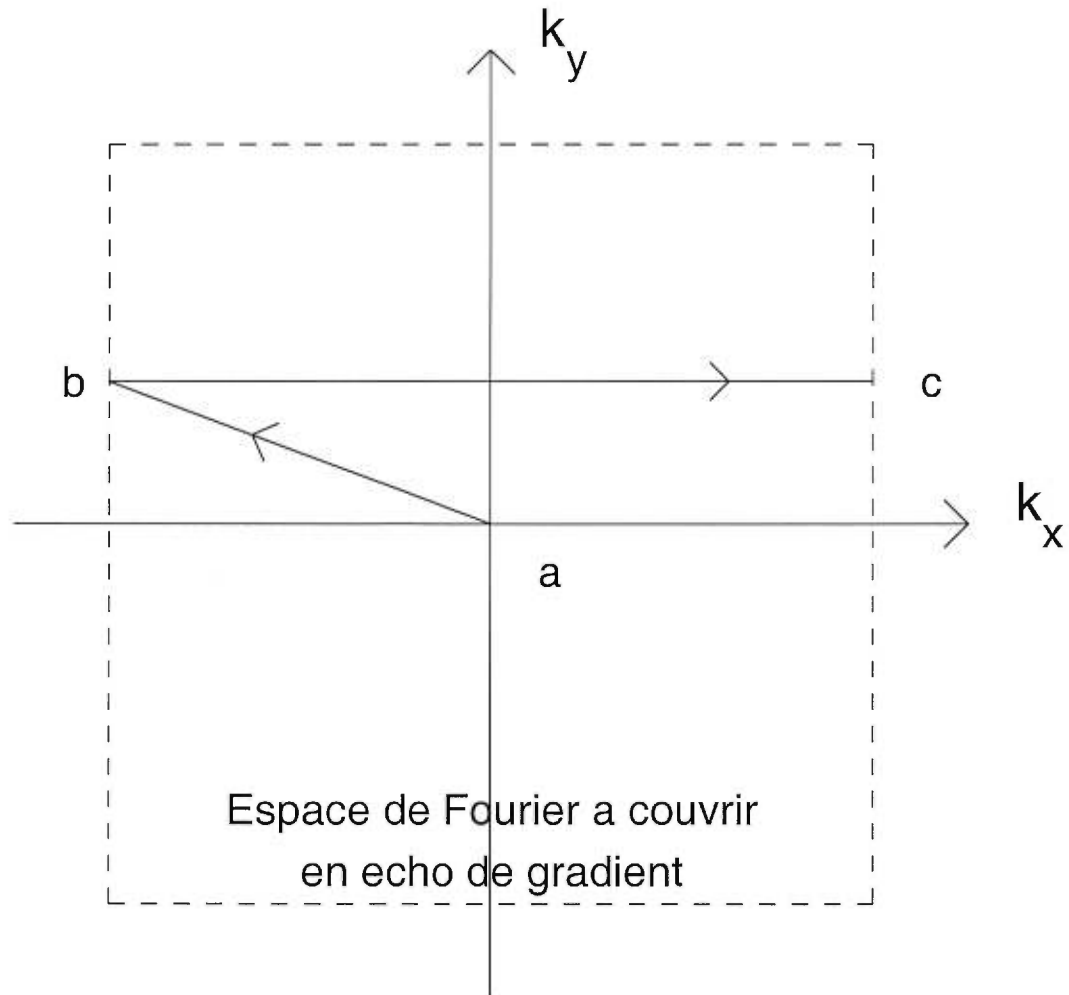


Figure 6. Graphique du parcours suivi dans l'espace de Fourier par une séquence d'écho de gradient en deux dimensions. Le gradient d'encodage de phase et le premier gradient d'encodage de fréquence mènent à l'une des extrémités de l'espace de Fourier (de (a) à (b)). Le second gradient d'encodage de fréquence fait traverser l'espace d'une extrémité à l'autre (de (b) à (c)). Pendant la traversée, le signal est modulé par le gradient et recueilli par les récepteurs.

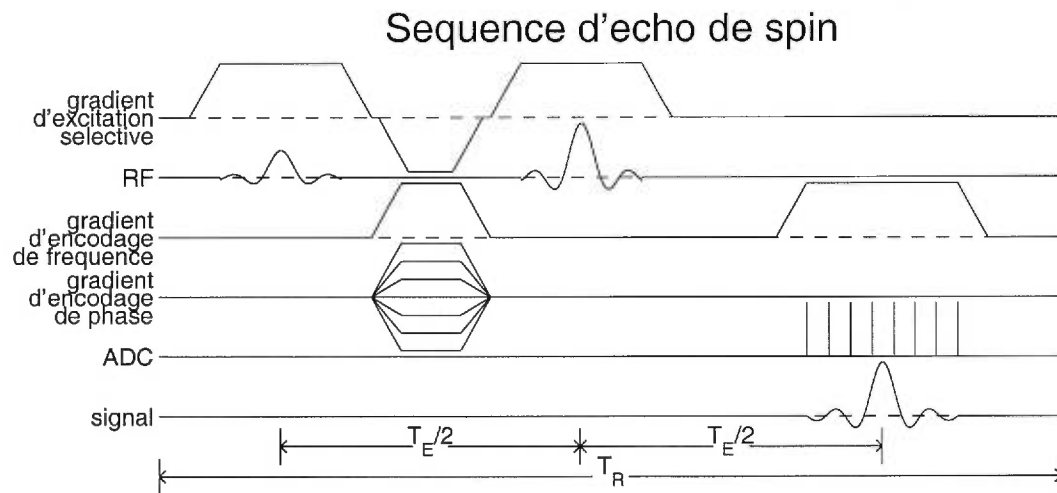


Figure 7. Ensemble des pulses et gradients d'une séquence de type écho de spin en deux dimensions. Le premier pulse RF permet à l'aide du gradient d'excitation sélective d'exciter la tranche désirée. Le gradient d'excitation sélective inverse remet en phase les magnétisations à travers la coupe pendant que les gradients d'encodage de phase et de fréquence conduisent à une extrémité de l'espace de Fourier. Le second pulse RF associé au gradient d'excitation sélective renverse la magnétisation selon un axe choisi (le même effet est observable dans l'espace de Fourier). Le dernier gradient d'encodage de fréquence fait traverser l'espace de Fourier d'une extrémité à l'autre en modulant le signal.  $T_E$  et  $T_R$  sont les temps d'écho de répétition de la séquence. (ADC : convertisseur analogique-numérique)



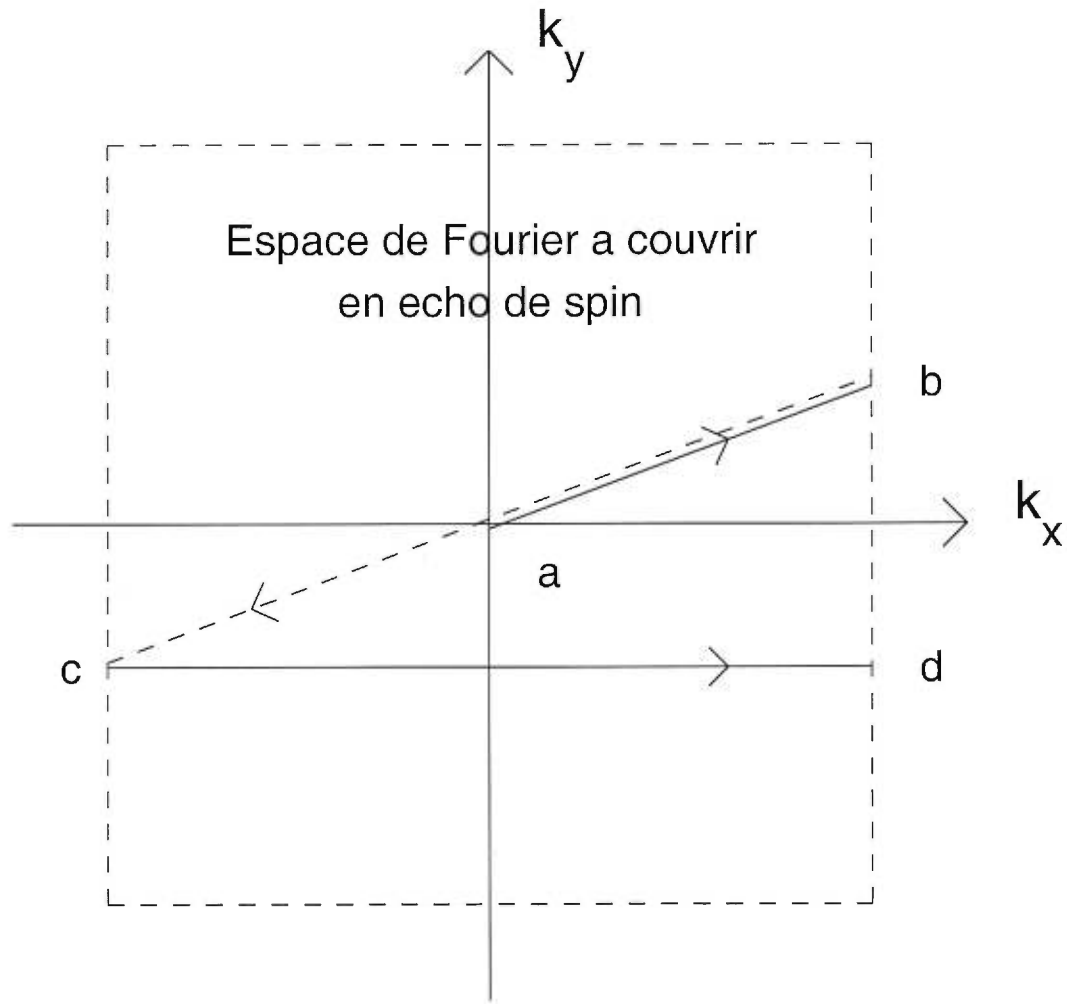


Figure 8. Graphique du parcours suivi dans l'espace de Fourier par une séquence d'écho de spin en deux dimensions. Le gradient d'encodage de phase et le premier gradient d'encodage de fréquence mènent à l'une des extrémités de l'espace de Fourier (de (a) à (b)). Lors de l'application du second pulse RF associé au gradient d'excitation sélective, le système se trouve à être déporté diamétralement (de (b) à (c) en pointillé). Le second gradient d'encodage de fréquence fait traverser l'espace de cette nouvelle extrémité à l'autre (de (c) à (d)). Pendant la traversé, le signal est modulé par le gradient et recueilli par les récepteurs.

## Chapitre 5

### Signal et bruit

C'est grâce à l'existence du signal que nous pouvons prendre une mesure. Mais c'est par l'existence du bruit que nous reprenons une mesure. Nous verrons que l'obtention de la précision sur une mesure n'est qu'une question de temps. Il s'agit de savoir le prendre.

#### 5.1 Le signal, le bruit et le SNR

Le rapport signal sur bruit (SNR) [20] se définit par

$$SNR = \frac{S}{\sigma} \quad (5.1)$$

où  $S$  représente le signal et  $\sigma$ , le bruit.

Dans l'ensemble, pour les paramètres sous contrôle, nous ne pouvons pas réduire le temps de prise de mesures autant qu'espéré car :

$$SNR \propto \sqrt{\text{temps d'acquisition}} \quad (5.2)$$

Ceci implique également qu'il ne faut choisir que la résolution nécessaire pour ce que nous désirons étudier, au risque d'avoir un bruit inacceptable dans l'image.

Le signal dans les pixels des images qui sont reconstruites est proportionnel à la densité de magnétisation  $\rho$  dans celui-ci et au volume du voxel qu'il soustend  $w_x w_y w_z$ .

$$S \propto \rho w_x w_y w_z \quad (5.3)$$

Le bruit ayant une moyenne nulle, il est décrit par son écart type  $\sigma$ . Dans les systèmes considérés, le bruit est stochastique, celui-ci est donc décrit en fonction de  $\sigma^2$ .

$\sigma^2$  est proportionnel à la bande passante  $F$  utilisée.

$$\sigma^2 \propto F \quad (5.4)$$

Car, si on double l'intensité du gradient de lecture pour couper de moitié le temps d'acquisition, on double par le fait même la bande passante et donc le bruit que l'on laisse entrer. Le bruit à travers la plage des fréquences est un bruit blanc (d'égale intensité pour toutes les fréquences).

$\sigma^2$  est aussi proportionnel aux caractéristiques propres des composés étudiés. Le facteur  $N$  représente ces propriétés.

$$\sigma^2 \propto N \quad (5.5)$$

avec

$$N = 4kTR \quad (5.6)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température du corps considéré et  $R$  est sa résistance effective au générateur de bruit thermique.

$\sigma^2$  est inversement proportionnel au nombre de mesures prises. Nous définissons  $N_x$ ,  $N_y$  et  $N_z$  comme étant le nombre de points de mesure pris selon les trois axes et  $r$  le nombre de répétition de ces mesures, alors :

$$\sigma^2 \propto \frac{1}{rN_xN_yN_z} \quad (5.7)$$

Nous pouvons facilement comprendre la dépendance en  $r$  de  $\sigma$  en considérant un exemple. Prenons  $r$  fois une même mesure. Nous aurons alors un signal total  $S_r = rS$ , où  $S$  est le signal d'une mesure. Simultanément le bruit s'additionnera selon  $\sigma_r^2 = r\sigma^2$ , où  $\sigma$  représente le bruit sur une mesure. Après normalisation (ici en divisant par  $r$ ) nous obtenons que :

$$SNR_r = \frac{S_r/r}{\sigma_r/r} = \frac{rS/r}{\sqrt{r\sigma^2}/r} = SNR\sqrt{r} \quad (5.8)$$

où  $SNR_r$  est le rapport signal sur bruit pour  $r$  répétitions et  $SNR$  celui pour une mesure. Ayant fait une normalisation, nous déposons la même quantité de signal dans les pixels pour le cas où nous ne prenons qu'une mesure et où nous en prenons  $r$ . Les rapports signal sur bruit n'étant pas identiques, il y a donc une variation dans l'écart type des deux bruits. Et cette variation s'exprime selon :

$$\sigma_{r \text{ normalisé}} = \frac{\sigma}{\sqrt{r}} \quad (5.9)$$

La démonstration est la même pour les nombres de points mesurés  $N_x$ ,  $N_y$  et  $N_z$ . La différence réside dans la conception des mesures qui sont prises. Voici un exemple qui permet de comprendre ce fait. Considérons un objet complètement imagé dans un champ. Si le champ de l'image est doublé en conservant la même résolution, simultanément le nombre de points mesurés est doublé. En doublant le volume de mesures, nous doublons le signal qui servira à reconstruire l'image. Sachant que la partie du champ ajoutée est vide d'informations, le signal supplémentaire ira rehausser la zone de l'image où l'objet est représenté. Et donc après normalisation, nous obtenons :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{N_x N_y N_z}} \quad (5.10)$$

Nous avons dans son ensemble que :

$$SNR_{0D} \propto \rho w_x w_y w_z \sqrt{\frac{r}{NF}} \quad (5.11)$$

$$SNR_{1D} \propto \rho w_x w_y w_z \sqrt{\frac{r N_x}{NF}} \quad (5.12)$$

$$SNR_{2D} \propto \rho w_x w_y w_z \sqrt{\frac{r N_x N_y}{NF}} \quad (5.13)$$

$$SNR_{3D} \propto \rho w_x w_y w_z \sqrt{\frac{r N_x N_y N_z}{NF}} \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

où  $SNR_{0D}$  est le rapport signal sur bruit pour un point,  $SNR_{1D}$  pour une ligne,  $SNR_{2D}$  pour un plan et  $SNR_{3D}$  pour un volume.

D'autres facteurs peuvent affecter le  $SNR$ , tels que la fonction de transfert et les filtres des systèmes d'acquisition. Mais leur grande qualité dans la plage d'intérêt (facteur pratiquement égal à 1) suggère de les négliger.

## Chapitre 6

### Comparaison de l'IRM et de la tomодensitométrie

Pour mieux la situer, nous allons comparer l'imagerie par résonance magnétique [21] et la tomодensitométrie (CT) [22]. Nous aborderons les principaux aspects intéressants la recherche scientifique sous forme d'un survol et nous résumerons par la suite la comparaison. Chacune des techniques a ses points forts et elles se complètent sur certains de ceux-ci.

#### 6.1 Densité mesurée

La densité mesurée en tomодensitométrie est celle des électrons car le nombre d'interaction que les faisceaux de rayon-x subira est lié à la densité électronique.

La densité mesurée en IRM est reliée à celle des protons car ce sont eux qui créent l'écho radio. Pour qu'un proton participe à l'écho, il doit constituer le noyau d'un atome d'hydrogène d'une molécule d'eau. Les autres protons constituant l'hydrogène participeront aussi à l'écho mais en amenant dans l'image l'artefact du déplacement chimique.

Nous pouvons faire ressortir un avantage de la tomодensitométrie. Le fait de faire une mesure en liaison avec la densité électronique permet d'obtenir de l'information sur la densité des matériaux rencontrés. La majorité des constituants du corps humain étant contenue dans la région de la vallée de la stabilité

à l'exception de l'hydrogène, nous pouvons établir une proportionnalité entre l'intensité de l'atténuation et la densité des matériaux.

En IRM, les temps de relaxation ayant une grande influence, il est difficile de bien déterminer la densité des protons en n'utilisant que les intensités des images.

## 6.2 Modification du contraste

Nous pouvons modifier le contraste en tomodynamométrie en modifiant le spectre de rayon-x utilisé. Ceci permet de jouer sur le brusque changement de la section efficace photoélectrique aux énergies des orbitales. Cette technique est applicable pour les éléments lourds du corps tels que l'iode, le calcium, le phosphore, etc.

La modification du contraste en IRM fait principalement appel aux temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$ . En modifiant le temps d'écho nous pouvons modifier le contraste en fonction des différents  $T_2$  des tissus. En modifiant le temps de répétition on peut modifier le contraste en fonction des différences de  $T_1$  des tissus. Aussi par des séquences appropriées nous sommes en mesure de produire des contrastes variés en  $T_1$  et  $T_2$ .

De plus, l'usage de pré-excitation en IRM peut aussi modifier le contraste au niveau des liaisons et situations chimiques des molécules. Par exemple, l'excitation donnée à une fréquence précise permet d'exciter les composés chimiques résonnants à cette fréquence et, étant déjà excités, ils ne pourront l'être lors de la séquence principale, les éliminant donc de l'image. L'usage d'une pré-excitation peut aussi servir à agir sur les molécules qui peuvent effectuer un transfert de magnétisation.

La modification des contrastes en IRM est très simple à effectuer en modifiant les paramètres de mesure et donne des effets importants dans l'image. La

tomodensitométrie n'offre pas des avantages aussi grands et des effets aussi importants.

### 6.3 Agent de contraste

Les agents de contraste en tomodensitométrie sont choisis pour leur caractéristiques de forte atténuation dans le spectre de rayon-x émis et pour qu'ils puissent être rendus non-toxique. L'iode est bien approprié pour cette application en offrant une orbitale K à 35 keV.

En IRM, l'agent de contraste vise à être très visible sur les images. Il doit donc pouvoir émettre un écho intense. Il doit aussi pouvoir être rendu non-toxique. Le gadolinium possède ces caractéristiques avec son paramagnétisme une fois chélaté.

La tomodensitométrie et l'IRM offrent les mêmes avantages dans l'utilisation des agents de contraste au niveau de l'imagerie vasculaire.

### 6.4 Vitesse d'acquisition pour une coupe

Pour une coupe en tomodensitométrie, le temps d'acquisition est typiquement de quelques secondes. C'est le temps que prend la source pour effectuer une révolution.

En IRM, le temps d'acquisition peut aller de quelques secondes pour une séquence d'écho de gradient de type rapide à quelques dizaines de minutes pour une séquence d'écho de spin conventionnelle.

La tomodensitométrie est bien avantageuse face à l'IRM lorsque nous considérons les temps d'acquisition. Jusqu'à deux ou trois ordres de grandeur peuvent



séparer les durées d'acquisition d'une coupe, ce qui est considérable.

### **6.5 Vitesse de reconstruction pour une coupe**

Le temps de reconstruction en imagerie médicale est de l'ordre de quelques secondes. En tomographie la méthode la plus fréquemment utilisée est la rétroprojection filtrée faite par un circuit électronique. En IRM la transformée de Fourier est utilisée de façon courante par ordinateurs.

Les temps de reconstruction des images sont comparables entre les deux méthodes et sont rendus si courts qu'ils ne constituent plus un facteur à considérer dans l'imagerie.

### **6.6 Plan de coupe**

Le plan de coupe obligatoire en tomographie est le plan de rotation de la source de rayons-x et des détecteurs. Soit, de manière conventionnelle, les plans transversaux au patient. Les appareils hélicoïdaux, par leur prise d'images juxtaposées et par une reconstruction mathématique entre les différentes images, peuvent produire des images selon tous les plans.

En IRM, tous les plans imaginables sont possibles. Les trois plans de base: transversal, coronal et sagittal, sont communs. Le plan de coupe étant obtenu par une excitation sélective, toutes combinaisons des champs magnétiques produisant les plans de base produiront les plans intermédiaires.

L'IRM est nettement avantagée dans le choix des plans de coupe qu'elle offre. Les plans coronaires et sagittaux sont remarquablement utiles dans certaines études et justifient en eux-même l'usage de l'IRM à la place d'un tomographe pour celles-ci.

## 6.7 N-dimension

Les tomodesitométriques sont limités à prendre des images en deux dimensions. Les appareils à fonctionnement hélicoïdal peuvent, par leur prise d'images juxtaposées, reconstruire mathématiquement des images en trois dimensions.

L'IRM permet par ses méthodes de prise de mesures d'obtenir des images directement en deux ou trois dimensions au choix de la séquence.

Si nous ne considérons que l'imagerie en deux dimensions, la tomodesitométrie et l'IRM sont équivalentes. Mais si nous désirons faire de l'imagerie en trois dimensions, l'IRM possède les moyens de produire les images volumétriques les plus justes car elle n'utilise pas d'algorithme mathématique d'interpolation entre les plans de mesures tel qu'en tomodesitométrie hélicoïdale.

## 6.8 Algorithme de reconstruction

L'algorithme principalement utilisé en tomodesitométrie est la rétroprojection filtrée. Elle est souvent réalisée par une circuiterie électronique à mesure que les données sont recueillies. Une seconde méthode, plus rare, utilise les transformées de Fourier et est effectuée par ordinateur.

Les transformées de Fourier par ordinateur font de nos jours la norme en matière d'algorithme de reconstruction en IRM. Anciennement, la rétroprojection filtrée était d'usage mais est aujourd'hui abandonnée.

Il est difficile de comparer les algorithmes de reconstruction simplement entre l'IRM et la tomodesitométrie, surtout que les deux techniques d'imagerie peuvent utiliser les deux algorithmes de reconstruction. Les artefacts que chacun d'eux peuvent apporter à une image sont souvent liés à des usages ou des cas particuliers. Mais dans l'ensemble, le choix principal de la rétroprojection filtrée

en tomodensitométrie et de la transformée de Fourier pour l'IRM vise à être le plus adapté possible.

## 6.9 Spectroscopie moléculaire

La tomodensitométrie n'est pas habilitée à effectuer des études en spectroscopie.

Les appareils d'IRM ont la capacité de faire de la spectroscopie moléculaire. Plus le champ magnétique principal est élevé, plus la séparation des raies de résonance sera bonne. Les champs de 1,5 T et 2 T sont bien adaptés à la spectroscopie mais les champs plus forts atteignant 4 T sont encore meilleurs.

La tomodensitométrie n'offrant pas de spectroscopie, tous les avantages se retrouvent du côté de l'IRM.

## 6.10 Mode de sondage

La tomodensitométrie utilise la transmission des rayons-x comme mode de sondage. Les signaux acquis par les détecteurs d'un tomodensitomètre reflètent la quantité de rayon-x qui réussissent à traverser l'objet étudié en provenance de la source. Les données recueillies contiennent l'information sur les différentes atténuations subies par le faisceau.

L'IRM utilise l'écho radio pour obtenir un signal. Une émission d'ondes radio est d'abord émise par une antenne, absorbée par l'objet, réémise par l'objet et finalement captée par une antenne pour constituer le signal. Le signal obtenu est lié à la densité de protons qui ont pu produire l'écho.

Il y a des avantages et des inconvénients face aux deux méthodes employées.

En tomographie, la transmission de rayon-x est bien adaptée tant que nous ne frappons pas un composé où il y aura une absorption totale ou une forte non-linéarité. En IRM, l'écho radio est aussi bien adapté mais jusqu'au moment où l'impédance du milieu rencontré est trop différente de celle de l'émetteur et où l'absorption et la réémission pour former l'écho radio est impossible.

### 6.11 Effets internes utilisés

L'usage de rayon-x en tomographie amène les effets associés à ces derniers soient l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh. Les effets principaux sont la diffusion Compton et l'effet photoélectrique pour le type de spectre utilisé et les composés constituant le corps humain.

L'IRM comme son nom l'indique est basée sur la résonance magnétique nucléaire. Cette résonance est appliquée sur les protons des atomes d'hydrogène principalement dans les molécules d'eau.

L'effet photoélectrique est le plus recommandable en tomographie. Les diffusions Compton et Rayleigh ayant une section efficace de production des photons diffusés très importante vers l'avant, soit sur les détecteurs, elles entraînent un bruit important dans l'image.

En IRM, la résonance magnétique nucléaire est un effet très performant pour l'imagerie. Elle amène par contre des déformations aux images produites par les matériaux étudiés. Nous pouvons noter ici le déplacement chimique et les déformations engendrées par les susceptibilités magnétiques.

Les avantages et les inconvénients de chacune des deux méthodes sont donc à considérer au niveau du cas par cas.

### 6.12 Radiation utilisée

Les tomodensitomètres utilisent un spectre de rayon-x d'une énergie variable typiquement de l'ordre de 130 kVp (énergie maximale). D'où une énergie moyenne de 40 kV.

L'émetteur d'un appareil d'IRM produit une onde radio de polarisation TM circulaire de 63,6 MHz portant un champ magnétique  $B_1$  de  $10 \mu\text{T}$  pour une intensité de champ principal  $B_0$  de 1,5 T.

Compte tenu des facilités avec lesquelles nous pouvons maintenant produire les ondes électromagnétiques, il est aussi avantageux d'utiliser l'une ou l'autre des radiations.

### 6.13 Risques

En tomodensitométrie le risque principal est la production d'ions. L'effet photoélectrique et la diffusion Compton ionisent les atomes qui participent aux interactions. La production de radicaux libres ou la rupture des chaînes d'ADN peuvent être très nocives pour les cellules.

L'élévation de la température par les ondes radio et les courants de Foucault représente un des risques en IRM, sachant que les cellules meurent rapidement sous hyperthermie. (Une limite d'augmentation de la température locale est fixée à  $1^\circ \text{C}$ .) Les autres risques majeurs proviennent du champ magnétique principal. Tous les implants pouvant avoir une interaction magnétique sont susceptibles de se déplacer et donc de blesser. Tous appareils électroniques implantés tels que les stimulateurs cardiaques sont susceptibles de subir des inductions électromagnétiques pouvant fausser leur fonctionnement. Aussi, la chimiosynthèse et les transports chimiques peuvent être affectés par le champ

magnétique. Il est à noter que les effets physiologiques deviennent majeurs dans les champs supérieurs à 4 T.

Pour une personne ne possédant pas d'implant risquant de se déplacer, de produire des douleurs ou de chauffer, les risques en IRM sont probablement moindres qu'en tomodensitométrie. La perte de cellules par hyperthermie, à moins d'être très massive, en IRM est moins risquée pour la santé du patient que l'induction de mutations génétiques et de cancers en tomodensitométrie.

#### **6.14 Résolution typique et maximale**

Les résolutions typiques en tomodensitométrie et en IRM sont de l'ordre de 1 mm par 1 mm de côtés pour les pixels sur des coupes de 5 mm d'épaisseur.

Un tomodensitomètre peut produire des images ayant une résolution aussi fine que  $230 \mu\text{m}$  de côté sur 1 mm d'épaisseur.

La résolution maximale typique en IRM est de  $80 \mu\text{m}$  de côté pour les pixels sur  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur de coupe.

Au niveau de la résolution, nous voyons immédiatement que l'IRM permet d'obtenir une résolution maximale supérieure à la tomodensitométrie.

#### **6.15 Visualisation des solides**

La visualisation des solides en tomodensitométrie est bonne dans les limites où les effets non-linéaires sur l'atténuation et le risque d'absorption totale ne se font pas trop sentir.

En IRM, les solides ne sont normalement pas visibles dû à leurs  $T_2$  trop courts. Le signal s'atténue trop rapidement avant d'être mesuré.

En visualisation des solides, malgré le risque d'absorption totale et de production d'artefacts, la tomодensitométrie surpasse complètement l'IRM qui n'en a pas la capacité.

### 6.16 Visualisation des mouvements

La visualisation des mouvements en tomодensitométrie est difficile. La prise d'image en coupe ne sert pas à l'analyse angiographique et les mouvements tels que les battements cardiaques sont trop rapides pour que les appareils des générations actuelles puissent les suivre. La cinquième génération de tomодensitomètre pourra suivre en temps réel l'évolution de mouvements rapides et à mesure que la tridimensionnalité se développe, l'analyse des flots devient de plus en plus facile.

L'IRM ayant la capacité de produire des images en trois dimensions peut donc produire des projections ce qui est utile pour les angiographies. Une seconde facilité en IRM est qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser un agent de contraste pour faire le suivi des flots. Un appareil d'IRM peut déterminer le déplacement de la magnétisation entre le moment où elle est mise en résonance et où elle est mesurée. Chaque répétition de prise de mesures s'effectuant en quelque millisecondes, avec l'aide d'une sonde de synchronisation, nous pouvons produire des images suivant les mouvements réguliers d'un organe.

Pour les mouvements des liquides : écoulement, diffusion et perfusion, l'IRM est toute désignée pour ce genre d'étude que ne peut effectuer facilement un tomодensitomètre. Au sujet des mouvements des organes, lorsque la cinquième génération de tomодensitomètre sera en usage courant, elle dépassera toutes les autres méthodes de scanographie avec sa visualisation en temps réel.

### 6.17 Détection des changements de température

Les tomodesitométriques ne sont pas aptes, par leur méthode de mesure, à effectuer la détection des changements de température.

En IRM, la détection des changements de température est possible. La distribution spectrale du mouvement des molécules étant liée à la température de celles-ci et cette même distribution régissant les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$ , en mesurant les changements sur  $T_1$  et  $T_2$  nous pouvons déterminer les changements en température.

La tomodesitométrie étant incapable d'effectuer des études de changement de température, l'IRM reçoit tous les honneurs dans ce genre d'analyse.

### 6.18 Résumé de la comparaison IRM-CT

L'imagerie par résonance magnétique et la tomodesitométrie se complètent sur plusieurs points dû à leurs forces respectives dans chacun des domaines.

Nous devrions privilégier la tomodesitométrie dans les cas où nous désirons avoir de l'information sur la densité des tissus, si nous devons imager des os, si le patient possède des implants pouvant interférer en IRM ou si une élévation de la température de la zone étudiée est impossible.

L'IRM devrait être choisie pour les examens nécessitant l'utilisation de plans autres que transversal, d'une haute résolution, de spectroscopie ou d'imagerie fonctionnelle. Elle devrait l'être aussi pour effectuer de l'imagerie tridimensionnelle, pour obtenir de l'information sur la viscosité des tissus ou les changements de température à l'intérieur de ceux-ci. L'IRM offre en plus l'avantage d'abaisser les risques de mutations génétiques et d'induction de cancers.



Au niveau administratif, il faut citer que la tomographie offre de très grands avantages sur les coûts d'acquisition et l'économie d'échelle. Un tomographe coûte à l'achat cinq cent mille dollars (500 k\$) et un appareil d'IRM trois millions (3 M\$). Chaque examen en IRM vaut en moyenne cinq cents dollars (500 \$) tandis qu'un examen tomographique deux cent cinquante (250 \$).

	Tomodensitométrie	IRM
Densité mesurée	Électronique	Protonique
Modification du contraste	En modifiant le spectre pour jouer sur les raies d'absorption	En modifiant $T_E$ et $T_R$ pour jouer sur $T_1$ et $T_2$ , et en utilisant les saturations
Agent de contraste	Iode	Gadolinium
Vitesse d'acquisition pour une coupe	Quelques secondes	De quelques secondes à plusieurs minutes
Vitesse de reconstruction pour une coupe	Quelques secondes	Quelques secondes
Plan de coupe	Transversal	Tout plan
N-dimension	2 D (et 3 D avec hélicoïdal)	2 D et 3 D
Algorithme de reconstruction	Rétroprojection filtrée et transformée de Fourier	Transformée de Fourier et rétroprojection filtrée
Spectroscopie	Non	Oui
Mode d'acquisition	Transmission de rayon-x	Écho radio
Effets internes utilisés	Effet photoélectrique, diffusion Compton et diffusion Rayleigh	Résonance magnétique nucléaire
Radiation utilisée	Rayon-x	Ondes radio
Risques	Ionisation par le rayonnement	Augmentation de la température et risques inhérents aux champs magnétiques
Résolution typique	1 par 1 par 5 mm	1 par 1 par 5 mm
Résolution maximale	230 par 230 par 1000 $\mu\text{m}$	80 par 80 par 500 $\mu\text{m}$
Visualisation des solides	Oui mais avec le risque de l'absorption totale	Non dû aux $T_2$ trop courts
Visualisation des mouvements	Difficile	Oui
Détection des changements de température	Non	Oui

Table III. Tableau comparatif de la tomodensitométrie et de l'imagerie par résonance magnétique.

## Conclusion

Nous avons vu que les découvertes de F. Bloch et E. M. Purcell ont eu de très grandes retombées dans le domaine de l'imagerie médicale. L'imagerie par résonance magnétique est de nos jours un outil très utile à l'humanité.

La matière possède de nombreuses propriétés sur le plan magnétique. Nous avons vu que placée dans un champ magnétique intense, la matière pouvait se magnétiser à son tour et qu'une onde radio pouvait réorienter cette magnétisation. Mais la matière répondant à ces changements détruisait, par la relaxation en  $T_2$ , la composante transversale de sa magnétisation et reconstruisait, par la relaxation en  $T_1$ , sa magnétisation longitudinale aux lignes de champ magnétique imposées. Ceci dans le but de retrouver son équilibre thermodynamique.

Nous avons vu comment nous procédions pour obtenir une image d'un corps en séquences d'écho de gradient et d'écho de spin. En débutant par l'excitation de la zone à observer et en faisant se succéder un ensemble de gradients (et pulse RF pour l'écho de spin), nous modulions le signal et entraînions sa mesure dans l'espace de Fourier. De cet espace, il faut retenir que toutes les propriétés que nous lui connaissons demeurent valides dans la mesure où le bruit ne nous affecte pas trop.

Le bruit en imagerie par résonance magnétique provenant de plusieurs sources, nous avons vu qu'il ne fallait demander que la résolution nécessaire à l'obtention d'une image lisible. Sans quoi, le bruit risquerait de devenir important ou l'acquisition, interminable.

La comparaison de la tomodynamométrie et de l'imagerie par résonance

magnétique nous a amené à considérer l'usage d'un tomodynamomètre dans les cas où nous désirions avoir de l'information sur la densité des tissus, si nous devions imager des os, si le patient possédait des implants pouvant interférer en IRM ou si une élévation de la température de la zone étudiée était impossible. Et l'usage d'un appareil d'imagerie par résonance magnétique dans les cas où l'utilisation de plans autres que transversal, d'une haute résolution, de spectroscopie ou d'imagerie fonctionnelle étaient nécessaires ou pour effectuer de l'imagerie tridimensionnelle, pour obtenir de l'information sur la viscosité des tissus ou les changements de température à l'intérieur de ceux-ci. Nous avons vu qu'il existe une forte complémentarité entre la tomodynamométrie et l'imagerie par résonance magnétique.

De futurs développements tel que l'introduction d'ultrasons dans les objets étudiés lors de l'application d'une séquence d'IRM pourrait modifier le spectre du mouvement de rotation des molécules et ainsi faire varier les temps de relaxation  $T_1$  et  $T_2$  dans le but d'accélérer la prise des mesures.

Une révision complète des notions de résonance magnétique nucléaire pourrait mener à la production de nouveaux modèles théoriques de cette dernière. La compréhension actuelle de phénomènes observés expérimentalement laisse la porte ouverte à de nombreux développements et améliorations des modèles. C'est par la recherche que nous avancerons dans nos connaissances.

## **Partie II :**

### Thèse

Après avoir introduit l'imagerie par résonance magnétique en ayant présenté les techniques et principes physiques fondamentaux, nous sommes prêts à exposer les développements réalisés sur ces fondations.

Voici les résultats des études et recherches défendant et soutenant la thèse élaborée dans ce document.

## Introduction

Le contraste pondéré  $T_1$  avec les autres contrastes pondérés ( $T_2$  et densité protonique) représentent les fondements même de l'imagerie par résonance magnétique diagnostique [8, 9]. Le temps de relaxation  $T_1$  est caractéristique et décrit le temps, après une perturbation, que prend l'aimantation d'un matériau à revenir à son état de repos dans un champ magnétique. L'exemple le plus simple est celui d'un corps introduit dans un champ magnétique où son aimantation croîtra en fonction du temps selon :

$$M(t) = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (6.1)$$

La valeur de  $T_1$  donne des indications sur les différents états de liaison des molécules du matériau étudié. La viscosité, la température, la concentration ionique et protéique sont des caractéristiques que transporte le contraste pondéré  $T_1$ . Il devient alors intéressant de pouvoir quantifier précisément la valeur du temps de relaxation  $T_1$ .

Les deux principales séquences de cartographie  $T_1$  utilisées couramment et présentées ici sont la séquence d'échos stimulés [23-33] et la séquence Look-Locker [33-44]. Ces méthodes de mesure de  $T_1$  ont l'avantage de ne prendre que quelques minutes pour produire et acquérir toute l'information nécessaire à la reconstruction de la carte des valeurs de  $T_1$ . C'est ce qui rend ces séquences utilisables cliniquement comparativement à la séquence classique d'inversion-recouvrement qui peut demander quelques heures pour recueillir autant d'informations.

Les deux techniques sont bien connues et décrites dans la littérature. Elles souffrent cependant d'une forte sensibilité face à l'angle de basculement obtenu

par les ondes radiofréquences (RF) émises durant la séquence [45]. Pour les pulses RF conventionnels tel que le pulse *rectangulaire*, l'angle de basculement produit est directement proportionnel à l'intensité du champ RF  $B_1$  produit par les antennes. Ce champ  $B_1$  est ordinairement peu uniforme dans les antennes utilisées en clinique. En exemple, l'antenne utilisée pour produire des images du cerveau et de la tête possède un champ  $B_1$  allant de 0,5 à 1,2 relativement au centre de cette dernière. Cette fluctuation spatiale de l'intensité de  $B_1$  mène à des erreurs systématiques sur la valeur ajustée [46, 47] de  $T_1$  dépassant les 50%. La figure 9 nous montre deux cartographies  $T_1$  produites par une séquence d'échos stimulés compensés et une séquence Look-Locker en correspondance avec la cartographie  $B_1$  d'un mannequin rempli d'une solution aqueuse ayant un  $T_1$  d'environ 300ms. Nous y voyons directement l'effet de  $B_1$  sur les valeurs de  $T_1$  obtenues.

Utiliser des pulses RF ayant des propriétés adiabatiques, indépendants de l'intensité du champ  $B_1$ , améliorerait grandement la précision et l'uniformité des cartographies  $T_1$  produites par les séquences d'échos stimulés et Look-Locker.

Les pulses adiabatiques [48-64] existent depuis longtemps. Les plus connus sont le demi-passage adiabatique (AHP) [13, 14] et le passage rapide adiabatique (AFP). D'autres pulses adiabatiques existent et sont principalement construits sur l'AHP tel que le BIR-4 ( $B_1$ -Insensitive Rotation) [15-17]. Mais tous ces pulses RF adiabatiques ne peuvent être utilisés à répétition sur un patient en raison de la forte puissance qu'ils requièrent et donc à l'échauffement dangereux qu'ils pourraient entraîner pour le patient.

Dans cette thèse, je propose une amélioration majeure aux séquences de cartographie  $T_1$  en développant un nouveau concept de pulse RF combinant la précision et l'indépendance en  $B_1$  des pulses adiabatiques sur l'angle de basculement et la faible consommation de puissance des pulses conventionnels. Le nouveau concept que je soutiens est illustré à la figure 10. Sur cette figure, le

pulse conventionnel *rectangulaire*  $90^\circ$  et l'AHP sont présentés pour le bénéfice de la comparaison. Je vise par ce concept au remplacement des AHP dans les pulses adiabatiques pour les rendre utilisables cliniquement tout en maintenant leur précision.

Une seconde amélioration est développée et apportée à la séquence d'échos stimulés. Cette séquence selon sa conception recueillie, lors d'une répétition, des signaux d'échos stimulés qui convergent vers zéro avec le temps en raison de la relaxation  $T_1$ . Ceci cause des problèmes lorsque les derniers échos mesurés ont un signal faible comparable au niveau du bruit. Les valeurs ajustées de  $T_1$  sont alors faussées par le bruit, ou trouvent leur précision réduite si l'on décide de rejeter les échos affectés.

Je propose, pour soutenir le signal des derniers échos stimulés, d'introduire un facteur de compensation tenant compte de la relaxation  $T_1$  lors du calcul des angles de basculement tel que proposé par T.H. Mareci et al [28]. Le principe de calcul avancé par T.H. Mareci et al pour les angles de basculement, produit dans la séquence un signal qui décroît exponentiellement selon la relaxation  $T_1$  en fonction du temps. La compensation proposée modifiera le taux apparent de décroissance exponentielle pouvant l'augmenter, le diminuer, l'éliminer et, à la limite, l'inverser. La valeur réelle de  $T_1$  est alors calculée sur la base du taux apparent observé.

Lorsqu'utilisée pour diminuer le taux de décroissance, l'application de la compensation telle que décrite ci-haut a pour effet de déporter le signal des premiers échos vers les derniers. Le signal potentiel total étant fractionné entre les différents échos, la compensation diminue les parts des premières fractions et augmente les parts des fractions finales. Il ne faut alors pas trop compenser au risque de perdre une grande partie du signal potentiel disponible au début d'une répétition de la séquence alors que la relaxation  $T_1$  n'a pas encore eu un effet marqué sur ce dernier. Je vais donc utiliser la compensation minimale pour



maintenir un rapport signal sur bruit acceptable pour les derniers échos dans la séquence de cartographie  $T_1$  tout en gardant un signal total élevé.

Le septième chapitre présente l'article "A New Concept for Fast 3D Adiabatic Quality RF Pulse for MRI" où le nouveau concept RF est développé et appliqué à un pulse adiabatique BIR-4 pour devenir un pulse pseudo-adiabatique BIR-4-S2. Les chapitres huit "TOMROP-Look-Locker  $T_1$  Mapping Using the New BIR-4-S2 RF Pulse" et neuf " $T_1$  Mapping Using Compensated Stimulated Echoes and the New BIR-4-S2 RF Pulse" sont deux applications du nouveau pulse BIR-4-S2 dans les séquences de cartographie  $T_1$  par échos stimulés compensés et Look-Locker.

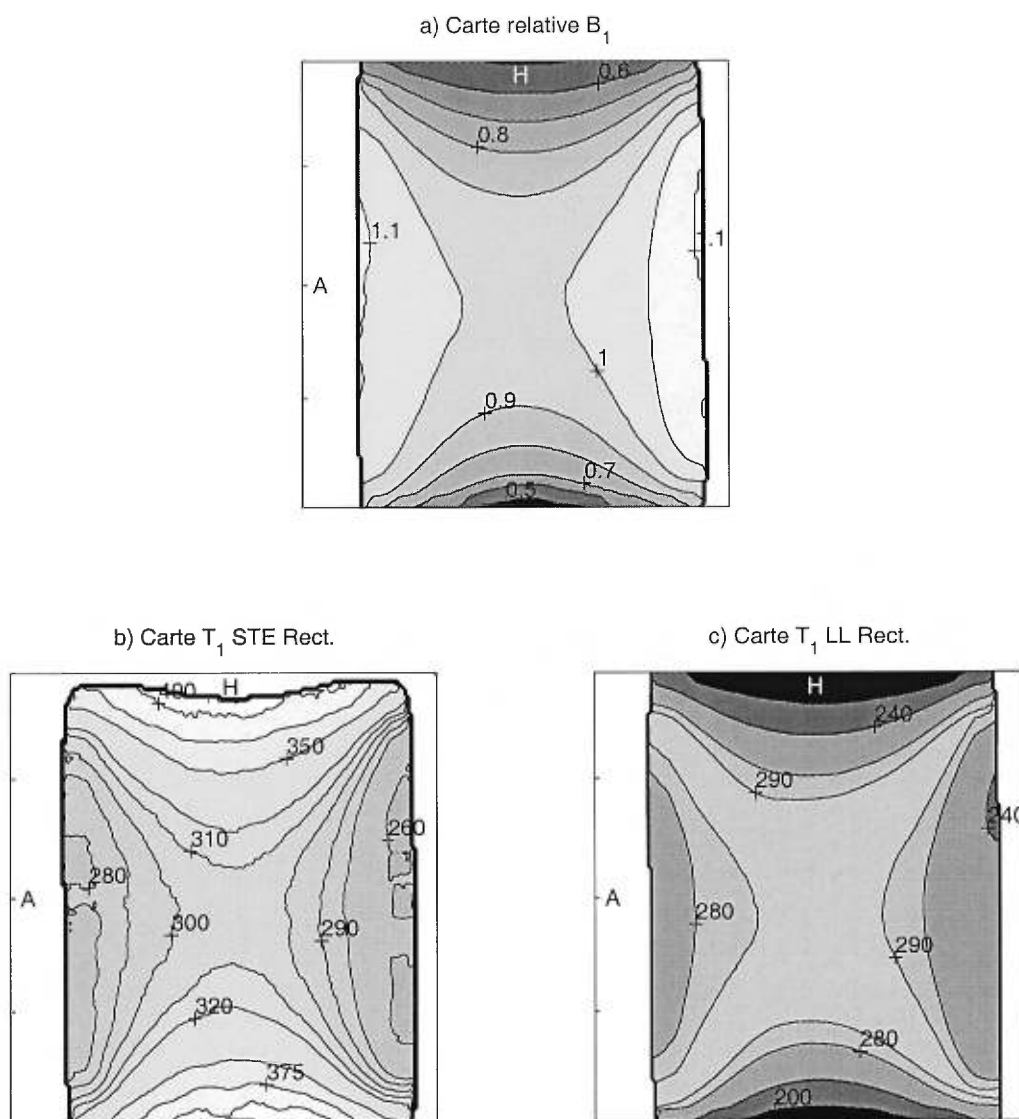


Figure 9. Les graphiques **b)** et **c)** représentent deux coupes sagittales de cartographie  $T_1$  d'un mannequin rectangulaire rempli d'une solution aqueuse ayant un  $T_1$  d'environ 300ms. Des pulses RF rectangulaires conventionnels sont utilisés dans les séquences **b)** d'échos stimulés compensés et **c)** TOMROP-Look-Locker. Le graphe **a)** présente la carte relative de l'intensité RF  $B_1$  en correspondance géographique des cartes  $T_1$  en **b)** et **c)**.

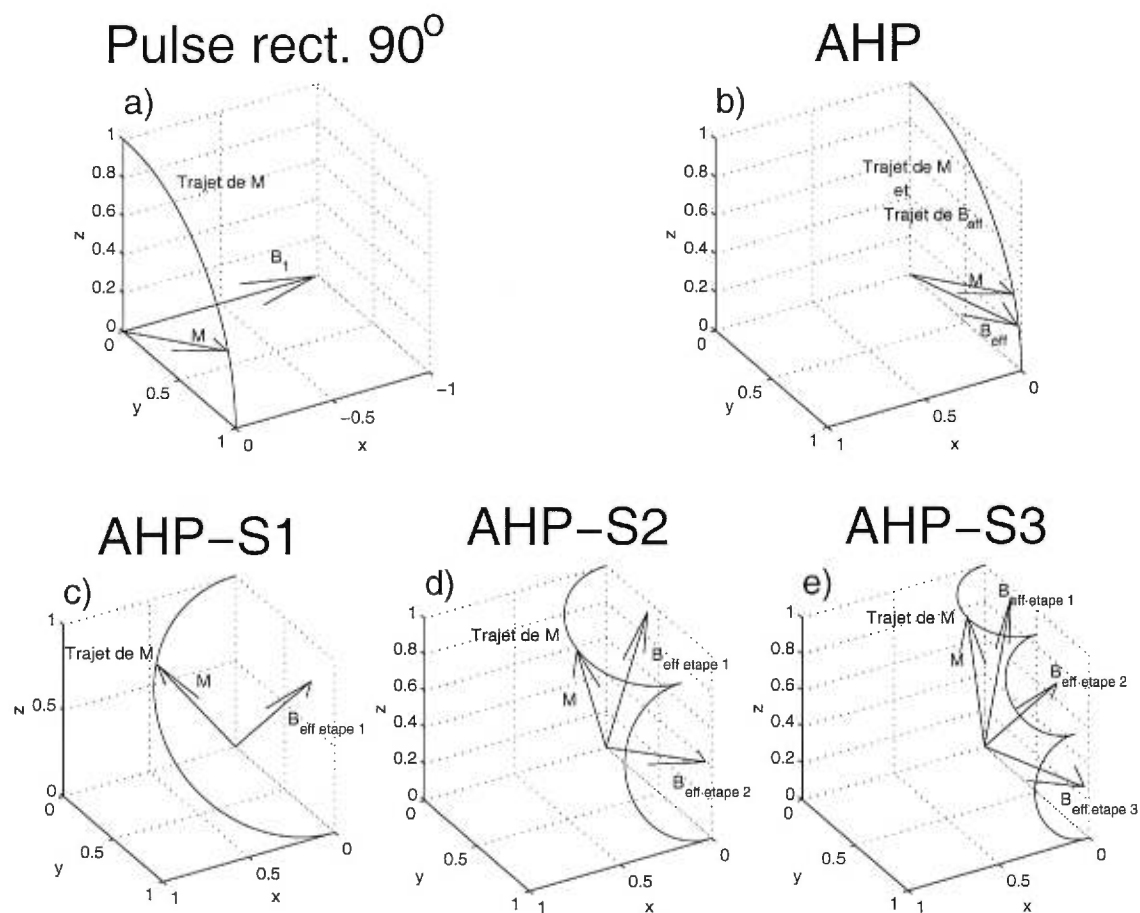


Figure 10. Les pulses RF **a)** rectangulaire et **b)** AHP représentent les deux types de pulses RF existant actuellement. Les graphiques **c)** à **e)** décrivent le nouveau concept d'excitation soutenu dans cette thèse. Le principe consiste à faire tourner d'un demi-tour à chaque étape l'aimantation autour de la composante magnétique du champ RF. Le nombre d'étapes étant égal ou supérieur à un, ici représenté de une à trois.

## Chapitre 7

# A New Concept for Fast 3D Adiabatic Quality RF Pulse for MRI

J.-C. Côté et G. Beaudoin

soumis au

**Magnetic Resonance in Medicine**

### Abstract

Adiabatic RF pulses are very useful in MRI when precise flip angles are needed. Unfortunately, adiabatic pulses suffer from a long application time and a high SAR. This article introduces a new concept to modify the usual adiabatic pulse into a “pseudo-adiabatic” pulse having a shorter application time and lower SAR. For example, a BIR-4 of 32ms of application time and a relative SAR of 20 will be transformed into a BIR-4-S1 of 1ms and relative SAR of 1. The new pulse obtained stays insensitive for a large  $B_1$  range but loses its slice selectivity to become a 3D pulse. Experimental results are presented to illustrate the sensitivity to  $B_1$  and  $B_0$ .

## Introduction

Adiabatic pulses [1-20] are very useful in magnetic resonance imaging when precise flip angles are needed, such as in quantitative  $T_1$  mapping. But in clinical MRI their use is limited because of the increase in the specific absorption rate (SAR) and the application time to respect the adiabatic condition [21, 22], compared to *sinc* or *rectangular* RF pulses. We introduce in this article a concept based on the sequentialization of adiabatic pulses in order to produce an adiabatic-quality RF pulse. This concept allows us to obtain precise flip angles with a smaller SAR and a shorter application time than a true adiabatic pulse, but at the cost of slice-selectiveness.

## Theory

The basics of this concept consists of a  $\vec{B}_{eff}$  RF component (figure 1) that flips the magnetization from the rest state, longitudinal to the main magnetic field, to land into the transverse plane. The resulting magnetization arrives tangentially to the transverse plane. The simplest example is a  $\vec{B}_{eff}$  at  $45^\circ$  from the longitudinal axis. The magnetization rotates around  $\vec{B}_{eff}$  and will graze the transverse plane. Another flip angle could be obtained by adjusting the  $\vec{B}_{eff}$  position relative to the magnetisation to be flipped.

The transverse plane could be reached in two or more  $\vec{B}_{eff}$  steps. A two step pulse will start with  $\vec{B}_{eff}$  at  $22.5^\circ$  from the longitudinal axis followed by a  $\vec{B}_{eff}$  at  $67.5^\circ$ , each one applied just long enough to allow the time for the magnetization to rotate half a turn around it.

This new kind of pulse can efficiently replace the adiabatic half passage (AHP) pulse, to which we tend when the number of steps is increased.

Using our concept of sequentialization, we can minimize the number of RF pulse steps to minimize the application time and SAR. The RF pulses thus pro-

duced are no longer truly adiabatic and therefore there is no need for optimization to take into account the adiabatic condition. These RF pulses still produce a uniform flip of the magnetization within an RF power range. In figures 2 and 3, we present the path followed by the magnetization around the  $\vec{B}_{eff}$  due to the RF in the  $\vec{B}_{eff}$  frame of reference. The effect of the RF is shown for a standard *rectangular*  $90^\circ$  pulse and an AHP (figure 2), and for an AHP-S1,2,3 with 1, 2 and 3 sequence steps (figure 3). In table 1, we compare the performance of a *rectangular*  $90^\circ$ , AHP-S1 and AHP pulses.

We can see that the application time must be adjusted in function of  $\vec{B}_{eff}$  such that the magnetization has time to rotate half a turn around  $\vec{B}_{eff}$  at each step. If this condition is respected, we obtain a perfect flip angle and the whole 3D magnetization is in phase with respect to a theoretical flip. If the condition is not respected, the flip angle will be nearly obtained for a wide range of  $\vec{B}_1$  and the whole 3D magnetization would be somewhat out of phase with respect to a theoretical flip. In most clinical MRI sequences the out-of-phase magnetization will not affect the image since the absolute value is used in the magnitude image. When a high  $\vec{B}_1$  inhomogeneity produces a large range of phases through a small volume (voxel size) this results in a seemingly problematic partial annihilation of the magnetization. However, in commercial MR, this is negligible due to the small and smooth variation of  $\vec{B}_1$ .

Any adiabatic RF pulse that is based on AHP can be adapted using the sequentialization concept. The AFP, BIR-4 [18, 19], BISS-8 [20] and others, must first be decomposed in AHP and then sequentialized as in figure 3. For these pulses, we add the “-S $i$ ” suffix, signifying “Sequentialized with  $i$  steps”, in each AHP composing the new pulse.

In the process of sequentialization, the RF adiabatic pulses that were slice-selective lose this property. In the sequentialization process, we cannot apply the method ordinarily used in adiabatic or regular pulses to obtain slice-selectiveness and keep the high quality of the flip angle. This limits the application of our

pulse to 3D sequences or non-selective excitations.

### Simulation

We simulated the effect of this method for the BIR-4-S1,2,3 and 40 pulses. We divided the BIR-4 in four AHP or time-reversed AHP (IAHP) to apply the concept of sequentialization, so for  $i$  steps per AHP or IAHP, we have:

$$j = \{1, 2, 3, \dots, NP\} \text{ with } NP = 4i \quad (1)$$

for the first (IAHP) ( $j \leq \frac{NP}{4}$ ) and fourth quarter (AHP) ( $j > \frac{3NP}{4}$ ):

$$\vec{B}_{eff}(j) = \{0\hat{x} ; B_1\hat{y} ; -B_{1ref} \tan(2\pi \frac{j - \frac{1}{2}}{NP})\hat{z}\} \quad (2)$$

and for the second (AHP) ( $\frac{NP}{2} \geq j > \frac{NP}{4}$ ) and third quarter (IAHP) ( $\frac{3NP}{4} \geq j > \frac{NP}{2}$ ):

$$\vec{B}_{eff}(j) = \{B_1 \sin(\frac{\alpha_{req}}{2})\hat{x} ; B_1 \cos(\frac{\alpha_{req}}{2})\hat{y} ; B_{1ref} \tan(2\pi \frac{j - \frac{1}{2}}{NP})\hat{z}\} \quad (3)$$

where,  $\alpha_{req}$  is the flip angle requested,  $B_1$  the actual amplitude of transverse magnetic field produced by the RF coil while  $B_{1ref}$  is the reference amplitude field to which the pulse is adjusted ( $B_1 = B_{1ref}$  for the perfect case).

We have calculated the effect of this RF field on two 3D magnetization vectors,  $\vec{m}_1$  and  $\vec{m}_2$ , with initial values:

$$\vec{m}_1 \text{ init} = \{0\hat{x} ; 0\hat{y} ; 1\hat{z}\} \quad (4)$$

$$\vec{m}_2 \text{ init} = \{0\hat{x} ; -1\hat{y} ; 0\hat{z}\} \quad (5)$$

The first vector  $\vec{m}_1$  will inform us on the flip angle produced by the RF pulse:

$$\alpha = \arccos(\vec{m}_1 \bullet \hat{z}) \quad (6)$$

and on the resulting phase:

$$\theta = \text{sign}(m_{1x}) \arccos\left(\frac{m_{1y}}{\sqrt{m_{1x}^2 + m_{1y}^2}}\right) \quad (7)$$

The second vector  $\vec{m}_2$  gives us the rotation of the 3D magnetization around  $\vec{m}_1$  at the end of the pulse:

$$\phi = \text{sign}(\vec{m}_2 \bullet (\vec{m}_{1\text{ref}} \times \vec{m}_{2\text{ref}})) \arccos(\vec{m}_2 \bullet \vec{m}_{2\text{ref}}) \quad (8)$$

with,

$$\vec{m}_{k \text{ ref}} = \vec{m}_{k \text{ init}} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) & 0 \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (9)$$

where  $k$  may be either 1 or 2.

With these three angles  $(\alpha, \theta, \phi)$  (represented in figure 4), we can analyze the effect of our RF pulse on the 3D magnetization.

The simulation is performed by computing the rotation of the 3D magnetization sequentially around each  $\vec{B}_{eff}(j)$  by an angle:

$$\delta(j) = \gamma |\vec{B}_{eff}(j)| t_{step}(j) \quad (10)$$

where  $\gamma$  is the gyromagnetic ratio and  $t_{step}(j)$  is the time of application of the step  $j$  with  $\vec{B}_{eff}(j)$ .

In the first level of optimization, we use a perfect  $\vec{B}_{eff}(j)$  set ( $B_1 = B_{1ref}$ ) and vary the time of application from zero to the time required to produce a complete rotation of the magnetization around  $\vec{B}_{eff}(j)$  at each step. Taking into account the properties of the BIR-4 pulse, we simulate a flip angle  $\alpha$  from  $0^\circ$  to  $720^\circ$ . The results are presented in figure 5 and show the differences between the magnetization flip from our BIR-4-Si and a theoretical flip of angle  $\alpha_{req}$  around the  $\hat{x}$  axis. No graphs are presented for  $\Delta\phi$  as it is less than  $0.001^\circ$  throughout. Table 2 presents the definitions of  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\theta$  and  $\Delta\phi$ .

As expected, we see in figure 5 that the difference between the results obtained by our BIR-4-Si and the theoretical flips are minimized in the region of the half turn for the time axis and at the point  $360^\circ$  on the flip angle axis.

We also see that, for an increasing number of steps, the minimized zone increases at the cost of an increasing total time of application. For example, at the



maximum RF power available, one half-turn step is done in approximately  $250\mu\text{s}$ . This translates to a 1ms pulse for BIR-4-S1 and 40ms for BIR-4-S40.

At the second level of optimization, we simulate a variation of  $B_1$  from 0 to  $3B_{1ref}$ . The application time for each step  $t(j)$  was chosen to permit a half-turn of the magnetization around  $\vec{B}_{eff}$  for the case  $B_1 = B_{1ref}$ . This second simulation is closer to reality, where the timing is predetermined and the  $B_1$  field may vary in space from one area to another. These results are presented in figure 6. No graphs are presented for  $\Delta\phi$  which is less than  $0.001^\circ$  throughout.

We see from these results that for an  $\alpha_{req}$  around  $360^\circ$  ( $180^\circ$  to  $540^\circ$ ) and for a  $\frac{B_1}{B_{1ref}}$  from about 0.75 to 1.75, the difference between  $\alpha$  obtained and  $\alpha_{req}$  requested is less than  $5^\circ$ . This is more than adequate since, for a head coil, the variation of  $B_1$  inside the middle axial slice is about 25% (see figure 10). For  $\Delta\theta$ , we see that it is near  $0^\circ$  around  $\frac{B_1}{B_{1ref}} = 1$  for almost all  $\alpha_{req}$ . And for the workable zone of  $\frac{B_1}{B_{1ref}} \in [0.75 : 1.75]$ ,  $\alpha_{req} \in [180^\circ : 540^\circ]$ ,  $\Delta\theta$  goes as high as  $80^\circ$  for BIR-4-S1. This would mean that, for an extreme case with a fluctuation of 25% of  $B_1$  over 10cm and for voxels of  $5\times 5\times 5\text{mm}$ , the dephasing within the voxel is less than  $10^\circ$ , resulting in a negligible lost of signal for most applications.

Again, we have not presented any graphs for  $\Delta\phi$  since its maximum value is less than  $0.001^\circ$ . No notable rotation of the 3D magnetization around  $\vec{m}_1$  is induced by our pulse for all  $\frac{B_1}{B_{1ref}}$  and  $\alpha_{req}$  simulated.

At the last level of optimization, we simulated the effect of a slice-selective gradient or  $B_0$  inhomogeneity on the pulse. We use  $B_1 = B_{1ref}$  and the application time  $t(j)$  to obtain a half-turn rotation around  $\vec{B}_{eff}$  before adding a  $B_0\hat{z}$  component in the range  $-2B_{1ref}$  to  $2B_{1ref}$ .

It can be seen from figure 7 that our RF pulse is sensitive to large  $B_0$  inhomogeneity (i.e. slice-selective gradients). In the case of BIR-4-S40, where the pulse is similar to a true adiabatic pulse due to the high number of steps, near  $\Delta B_0 \approx B_{1ref}$  a transition occurs and, for  $|\frac{\Delta B_0}{B_{1ref}}| \geq 1$ , the magnetization is spoiled. This means that BIR-4-S40 is slice-selective. For BIR-4-S1 to S3 the effect of a

$B_0$  inhomogeneity is much less and we do not have a transition as in the BIR-4-S40 which would be necessary to obtain slice selection. The effect of a poorly shimmed  $B_0$  will somewhat compromise the quality of the pulse. The use of a maximal  $B_1$  intensity will minimize the effect of  $B_0$  inhomogeneity by reducing the  $\frac{\Delta B_0}{B_{1ref}}$  ratio. For example, with a  $\Delta B_0$  of 10% of  $B_1$  (easily obtained with good shimming over a large volume),  $\Delta\alpha$  is kept within  $5^\circ$ .

These results show that our pulse is largely insensitive over  $B_1$ , must be used with proper shimming and should be considered for 3D applications only.

### Materials and Methods

To validate our simulation, we implemented a simple 2D gradient echo sequence on a 1.5T Magnetom Vision (Siemens AG, Erlangen) in which we modified the RF pulse for each of our tests. The parameters  $T_R = 2000\text{ms}$  and  $T_E = 10\text{ms}$  were chosen to accommodate a long rectangular (50x20x10cm) phantom with smooth edges filled with a water solution of  $T_1 \approx 300\text{ms}$ . This was placed longitudinally to  $\vec{B}_0$  field into a head coil, and we obtained a shimming within an offset of 600nT/m.

*First test,  $B_1$  mapping.* The sequence is used with a standard slice-selective *sinc* RF pulse for a range of RF powers to produce a series of images. From those images, we determined, for each pixel, the relative RF amplitude needed to obtain a true  $180^\circ$  (i.e. to obtain the minimum pixel intensity through the series). This mapping has been included in the simulated model presented with the data.

*Second test, flip angle.* For this test, we used the BIR-4-S2 RF pulse without slice-selective gradients. Pulse duration was 2ms with a discretization of  $5\mu\text{s}$  (412 points) and a  $B_{1ref}$  amplitude of  $30\mu\text{T}$  (figure 8). We sampled the signal at each  $10^\circ$  from  $0^\circ$  to  $720^\circ$ . A 3D acquisition was used with one partition only, the thickness being in the minor axis of the phantom. This test was used to

corroborate the efficiency of the pulse.

*Third test,  $B_1$  intensity effect.* In this test we used a BIR-4-S2 pulse with a flip angle of  $272^\circ$ , without slice-selective gradients. This angle corresponds to a flip of  $-90^\circ$  relative to the symmetrical pulse of  $360^\circ$ , plus a systematic shift of  $2^\circ$  as described in the next section. The pulse duration was 4ms with discretization at each  $5\mu\text{s}$  (824 points) and the range of  $B_1$  amplitude was from 0 to  $30\mu\text{T}$  with the  $B_{1ref}$  set at  $15\mu\text{T}$ . The data acquisition method was similar to that of the second test.

This sequence was sufficient to test the longitudinal ( $\hat{z}$ ) magnetization, while for the transverse plane, we preceded the BIR-4-S2 pulse with an AHP pulse to flip the magnetization to the  $\hat{x}$  or  $\hat{y}$  axis.

*Fourth test,  $B_0$  inhomogeneity effect.* This last test was similar to the third, with an additional constant longitudinal ( $B_0\hat{z}$  equivalent) component incorporated into the definition of the BIR-4-S2 ( $272^\circ$ ) pulse. The  $B_0$  equivalent components covered the range  $-0.75\mu\text{T}$  to  $30\mu\text{T}$  with the pulse always defined with a  $B_{1ref}$  of  $15\mu\text{T}$ . The  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  and  $\hat{z}$  axis components were tested. Figure 9 presents the form of one of the modified pulses at  $\Delta B_0 = 7.5\mu\text{T}$ .

## Results

The following general statements should be kept in mind concerning the testing:

- the standard deviation of the statistical errors of the measurements is less than the size of the “+” symbol used in the graphs.
- we have not taken into account probable systematic errors due to  $B_0$  inhomogeneity, long  $T_1$  components, eddy currents, discretization or transmitter effects.
- the fit of the model for the third and fourth result series takes into ac-

count the  $B_1$  distribution over the volume of interest (VOI) used in the measurement.

- the amplitude of the signal in the second to fourth tests is determined from the  $\hat{z}$  magnetization test only (Figure 12c).

*First test,  $B_1$  mapping.* Figure 10 presents three transversal slices (10mm thick) of  $\partial B_1$  of the phantom placed into the head coil. The range of  $\partial B_1$  goes from 0.8 in the darkest zone of the phantom to 1.25 for the lightest. The  $\partial B_1$  data is used to estimate the value of the model in the third and fourth test.

The shoe box (30x30x400mm) in the figure represents the volume of interest that is used for the other tests. This box represents 10x10 pixels of a sagittal slice ( $y - z$  plane) that integrates the signal from the phantom 100mm thickness ( $x$  axis) when the 3D RF pulse is used.

*Second test, flip angle.* Figure 11 presents the results of a BIR-4-S2 (2ms, 412 points) for an  $\alpha$  in the range  $0^\circ$  to  $720^\circ$ . We see a good agreement between the measurements and the absolute value of a sine function. We found a  $4^\circ$  systematic shift which has been corrected for in all the measurements. We have found that this offset was due to the discretization of the pulse and is inversely proportionnal to the number of points defining the pulse:

$$\text{Offset} = \frac{4^\circ \times 412 \text{points}}{\# \text{points}} \quad (11)$$

More precisely, since the RF pulse is composed of amplitude and phase points that are applied in  $5\mu\text{s}$  steps, systematic effects accumulate depending on the interpolation method used between each point. One particular concern for the BIR-4 pulse is the large phase jumps at the end of the first and third quarters which are very important to the definition of the flip angle. Any defects in these jumps will modify the resulting flip angle.

*Third test,  $B_1$  intensities effect.* Figure 12 shows the intensity of the signal produced by a BIR-4-S2 (4ms, 824 points,  $272^\circ$  flipped from  $\hat{z}$  to  $\hat{y}$ ) with the initial magnetization along the **a)**  $\hat{x}$  axis, **b)**  $\hat{y}$  axis and **c)**  $\hat{z}$  axis. Except for

some small discrepancies, we find a good agreement between the model and the measurements. For the  $\hat{x}$  and  $\hat{y}$  magnetization produced by an AHP, the RF transmitter seems to give less power than for the  $\hat{z}$  case where no RF pulse is used prior to the BIR-4-S2. This small systematic effect could be due to a variation of the transmitter response to the different measurement conditions and relaxation during excitation.

*Fourth test,  $B_0$  intensity effect.* Figure 13 shows the results obtained by the measurement of the signal intensity with a BIR-4-S2 which includes a  $B_0$  shift (4ms, 824 points,  $272^\circ$  from  $\hat{z}$  to  $\hat{y}$ ). The initial magnetization is aligned with the **a)**  $\hat{x}$ , **b)**  $\hat{y}$  and **c)**  $\hat{z}$  axis. The simulation includes the  $B_1$  distribution effect. In general, the data follows the shape of the curve produced by the model. We associate most of the differences between simulation and data to discretization effects and, as previously, to RF transmitter effects and relaxation during excitation.

## Discussion

In general, the measured data correspond well to the simulation for the case BIR-4-S2 at  $272^\circ$ .

We were unable to evaluate two potential causes for the small disagreements between the measured data and the model: how the response of the transmitter system affects its performance and the intensity of the eddy currents due to the RF itself. Either these factor could modify the design of the RF pulse and its properties.

Two other causes of disagreement should be mentioned.  $B_0$  inhomogeneity, as seen in the fourth test result, becomes important when higher than  $B_{1ref}$ , as might be the case for large field of view (FOV). With the Siemens' MRI system,  $B_{1ref}$  can be as high as  $30\mu\text{T}$  while the standard offset after shimming is less than  $3\mu\text{T}$  (2 ppm rms for 50 cm sphere). For our tests, the shimming offset was in the order of  $0.04\mu\text{T}$  (0.05 ppm rms for 10 cm sphere) and thus negligible. Finally,

long  $T_1$  compounds may be present in our phantom but have been neglected and only the main  $T_1$  of 300ms has been considered and a  $T_R$  of 2000ms has been chosen as being sufficient to compensate for systematical  $T_1$  effects.

The advantages of the adiabatic pulses converted with our concept are a reduced SAR ( $\frac{\text{SAR}_{\text{BIR-4-S1}}}{\text{SAR}_{\text{BIR-4}}} = \frac{1}{20}$ ), a reduced application time ( $\frac{\tau_{\text{BIR-4-S1}}}{\tau_{\text{BIR-4}}} = \frac{1\text{ms}}{32\text{ms}}$ ) and an adiabatic quality pulse.

Conversely, two disadvantages to this method should be considered: the loss of slice selectivity and that an adequate shimming must be achieved.

## **Conclusion**

When 3D RF pulses are needed, our new concept can improve the efficiency of adiabatic pulses by reducing the application time and SAR. Additionally, it could improve the quality of the flip angle where true adiabatic pulses can only be used with difficulty.

## **Acknowledgements**

This work is supported by the Département de physique de l'Université de Montréal and the following research funds: Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, Fond de Recherche en Physique Biomédicale de l'Hôpital Notre-Dame du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal, Fond de recherche en IRM du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal.

## References

- [1] Norris D G, Haase A. Variable Excitation Angle AFP Pulses. *Magn Reson Med* 1989; 9:435-440.
- [2] Rosenfeld D, Zur Y. A New Adiabatic Inversion Pulse. *Magn Reson Med* 1996; 36:124-136.
- [3] Rosenfeld D, Panfil S L, Zur Y. Design of Adiabatic Pulses for Fat-Suppression Using Analytic Solutions of the Bloch Equation. *Magn Reson Med* 1997; 37:793-801.
- [4] Rosenfeld D, Zur Y. Design of Adiabatic Selective Pulses Using Optimal Control Theory. *Magn Reson Med* 1996; 36:401-409.
- [5] Bendall M R, Garwood M, Uğurbil K, Pegg D T. Adiabatic Refocusing Pulse Which Compensates for Variable rf Power and Off-Resonance Effects. *Magn Reson Med* 1987; 4:493-499.
- [6] Payne G S, Leach M O. Implementation and Evaluation of Frequency Offset Corrected Inversion (FOCI) Pulses on a Clinical MR System. *Magn Reson Med* 1997; 38:828-833.
- [7] Skinner T E, Robitaille P-M L. General Solutions for Tailored Modulation Profiles in Adiabatic Excitation. *J Magn Reson* 1992; 98:14-23.
- [8] Kupče Ě, Freeman R. Optimized Adiabatic Pulses for Wideband Spin Inversion. *J Magn Reson, Series A* 1996; 118:299-303.
- [9] Shen J F, Saunders J K. Analytically Optimized Frequency-Modulation Functions for Adiabatic Pulses. *J Magn Reson* 1991; 95:356-367.
- [10] Town G, Rosenfeld D. Analytic Solutions to Adiabatic Pulse Modulation Functions Optimized for Inhomogeneous  $B_1$  Fields. *J Magn Reson* 1990; 89:170-175.

- [11] Johnson A J, Garwood M, Uğurbil K. Slice Selection with Gradient-Modulated Adiabatic Excitation Despite the Presence of Large  $B_1$  Inhomogeneities. *J Magn Reson* 1989; 81:653-660.
- [12] Tannús A, Garwood M. Improved Performance of Frequency-Swept Pulses Using Offset-Independent Adiabaticity. *J Magn Reson, Series A* 1996; 120:133-137.
- [13] Machann J, Schick F, Lutz O, Claussen C D. Characteristics of Adiabatic Full Passage Pulses. *Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997*. Vancouver, Canada, p. 1545.
- [14] Shen J. Optimization of Modulation Functions of Adiabatic Pulses Using Simulated Annealing. *Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997*. Vancouver, Canada, p. 1546.
- [15] Hsu E W, Reeder S B, MacFall J R. A Four-Segment, Single-Shot Gradient-Modulated Slice-Selective Adiabatic Pulse (SLAB-4). *Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997*. Vancouver, Canada, p. 1542.
- [16] Payne G S, Leach M O. Implementation and Evaluation of Frequency Offset Corrected Inversion (FOCI) Pulses on a Commercial MR System. *Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997*. Vancouver, Canada 1544.
- [17] De Graaf R A, Nicolay K. Adiabatic rf Pulses: Applications to *In Vivo* NMR. *Concepts Magn Reson* 1997; 9:247-268.
- [18] Garwood M, Ke Y. Symmetric Pulses to Induce Arbitrary Flip Angles with Compensation for RF Inhomogeneity and Resonance Offsets. *J Magn Reson* 1991; 94:511-525.
- [19] De Graaf R A, Luo Y, Terpstra M, Merkle H, Garwood M. A New Localization Method Using an Adiabatic Pulse, BIR-4. *J Magn Reson, Series B* 1995; 106:245-252.



- [20] De Graaf R A, Nicolay K, Garwood M. Single-Shot,  $B_1$ -Insensitive Slice Selection With a Gradient-Modulated Adiabatic Pulse, *BISS-8. Magn Reson Med* 1996; 35:652-657.
  
- [21] Abragam A. Subsection II.E.(c) The Adiabatic Theorem, Adiabatic Passage. In: *The principles of nuclear magnetism*. Edited by Mott N F, Bullard E C, Wilkinson D H, Oxford at the Clarendon Press, London, 1961:34-36.
  
- [22] Slichter C P. Section 2.4: Effect of Alternating Magnetic Fields. In: *Principles of Magnetic Resonance*. 3<sup>rd</sup> edition, edited by Fulde P, Springer-Verlag, New York, 1989:20-25.

Performance comparison between *rectangular* 90°, AHP-S1, AHP-S2 and AHP

	<i>rect</i> 90°	AHP-S1	AHP-S2	AHP
App. time	200 $\mu$ s	280 $\mu$ s	517 $\mu$ s	8000 $\mu$ s
relative SAR	1	1.4	2.6	28
$\Delta\alpha\left(\frac{B_1}{B_{1ref}}\right)\Big _{B_1=B_{1ref}}$	$90^\circ\left(\frac{B_1}{B_{1ref}} - 1\right)$	$\approx 57^\circ\left(\frac{B_1}{B_{1ref}} - 1\right)$	$\approx 30^\circ\left(\frac{B_1}{B_{1ref}} - 1\right)^2$	0°

Table 1: Performance comparison between *rectangular* 90°, AHP-S1, AHP-S2 and AHP [18] rf pulses for a  $B_{1ref}$  of 30 $\mu$ T.

Definitions of the differences between  
obtained and requested angles

	obtained by our BIR-4-Si		theoretical result
$\Delta\alpha =$	$\alpha$	-	$\alpha_{req}$
$\Delta\theta =$	$\theta$	-	0
$\Delta\phi =$	$\phi$	-	0

Table 2: Definitions of the differences between obtained and requested angles.

## Definition $B_{eff}$

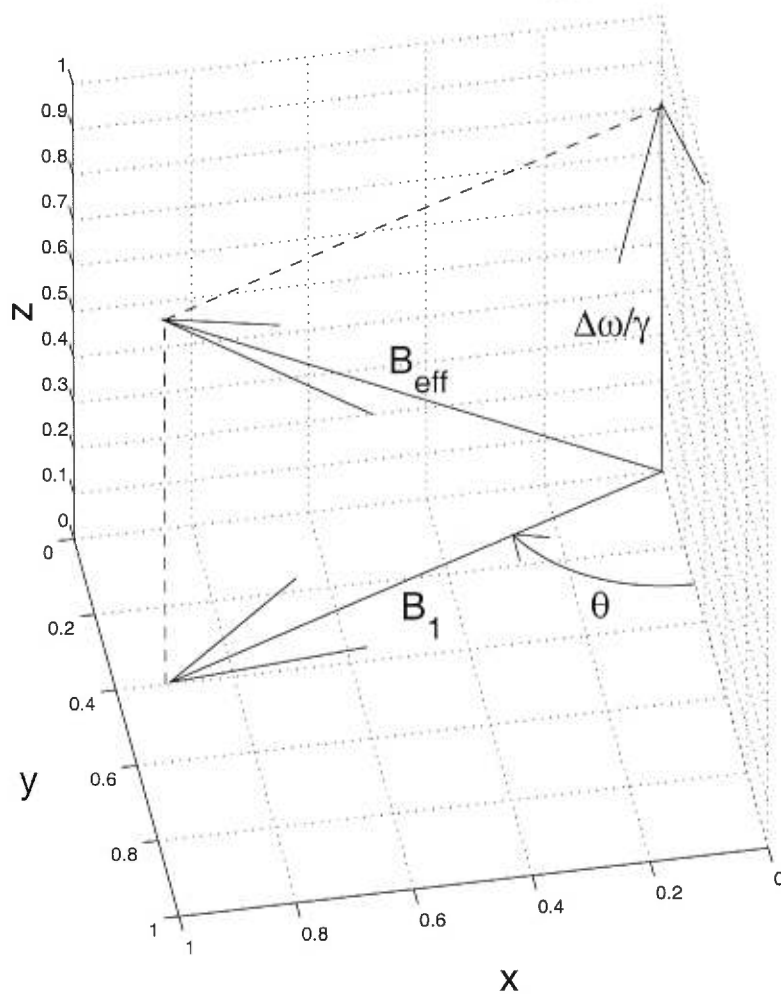
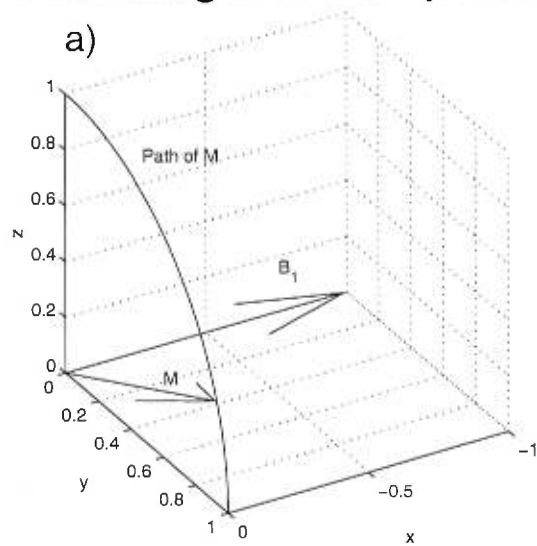


Figure 1: Definition of  $\vec{B}_{eff}$  in its referential.  $\vec{B}_1$  (transversal) is the magnetic partion of the RF and  $\Delta\vec{\omega}/\gamma$  (longitudinal) is the frequency offset of the RF.

## Rectangular $90^\circ$ pulse



## AHP

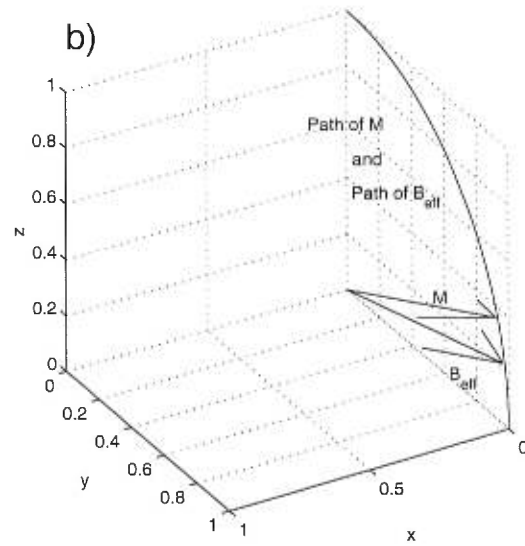


Figure 2: **a)** Diagram of a *rectangular*  $90^\circ$  RF pulse:  $\vec{B}_1$  applied and  $\vec{M}$  precessing around it from  $\hat{z}$  to  $\hat{y}$ . **b)** Diagram of an AHP:  $\vec{B}_{eff}$  applied on its path from  $\hat{z}$  to  $\hat{y}$  and  $\vec{M}$  following it.

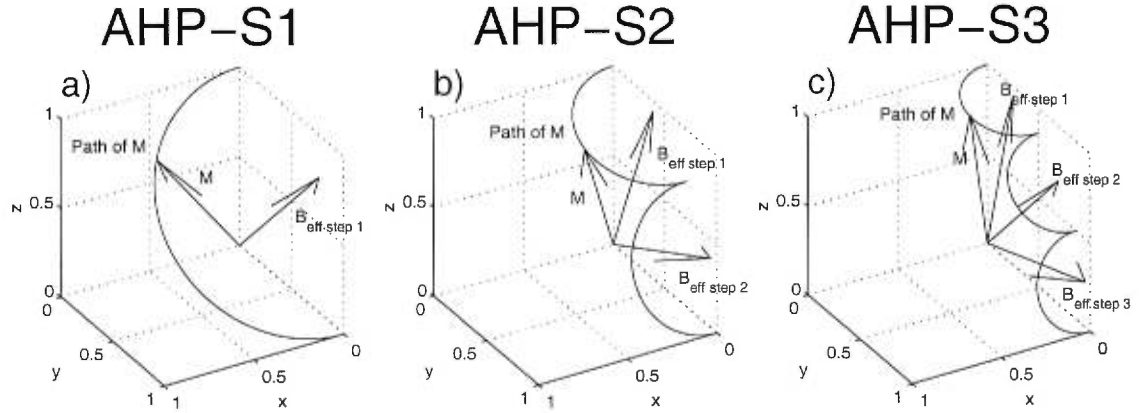


Figure 3: Diagrams of AHP converted with our new concept. **a)** AHP-S1 with only one step of  $\vec{B}_{eff}$  placed at  $45^\circ$  from the  $\hat{z}$  axis and  $\vec{M}$  precessing around it to land on the transverse plane at  $\hat{y}$ . **b)** AHP-S2 with two steps of  $\vec{B}_{eff}$  placed at  $22.5^\circ$  and  $67.5^\circ$  from the  $\hat{z}$  axis applied one after the other to permit at  $\vec{M}$  to precess half a turn around each. **c)** AHP-S3 with three  $\vec{B}_{eff}$  steps at  $15^\circ$ ,  $45^\circ$  and  $75^\circ$  from  $\hat{z}$  sequentialized to carry  $\vec{M}$  to the transverse plane.

## Definitions of $\alpha$ , $\theta$ and $\phi$

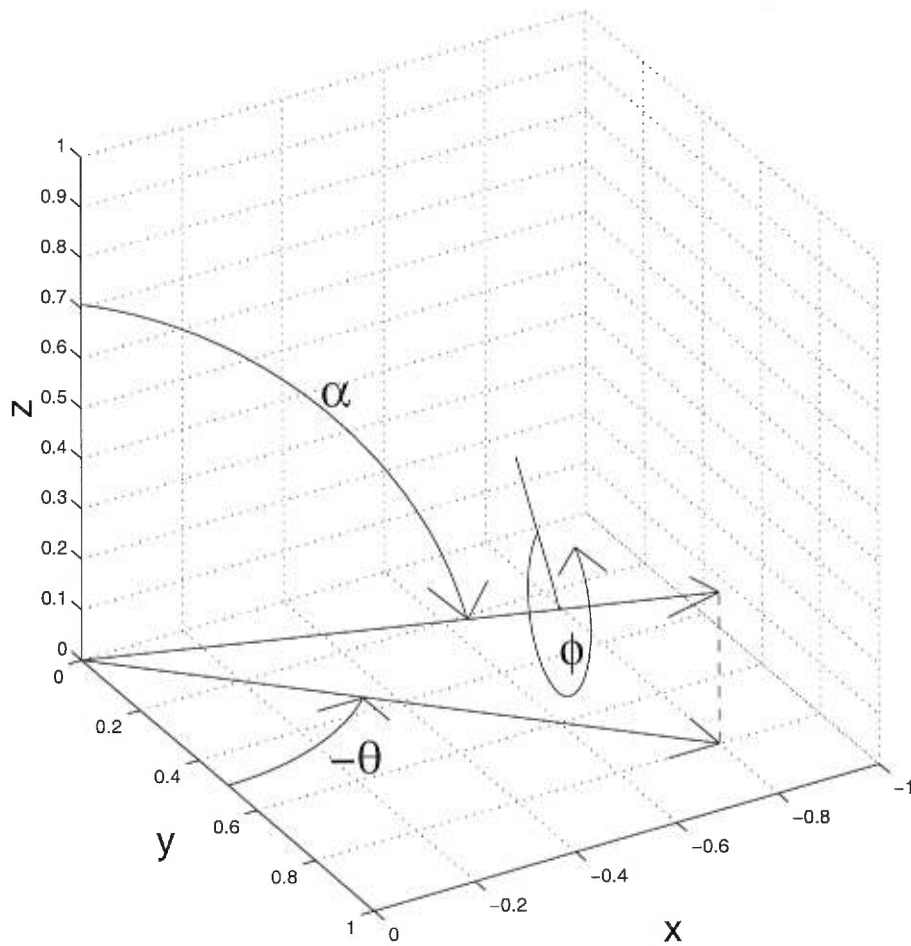


Figure 4: Definition of the angles used in the simulation:  $\alpha$  from the  $\hat{z}$  axis,  $\theta$  in the transverse plane from the  $\hat{y}$  axis and  $\phi$  around the vector itself.

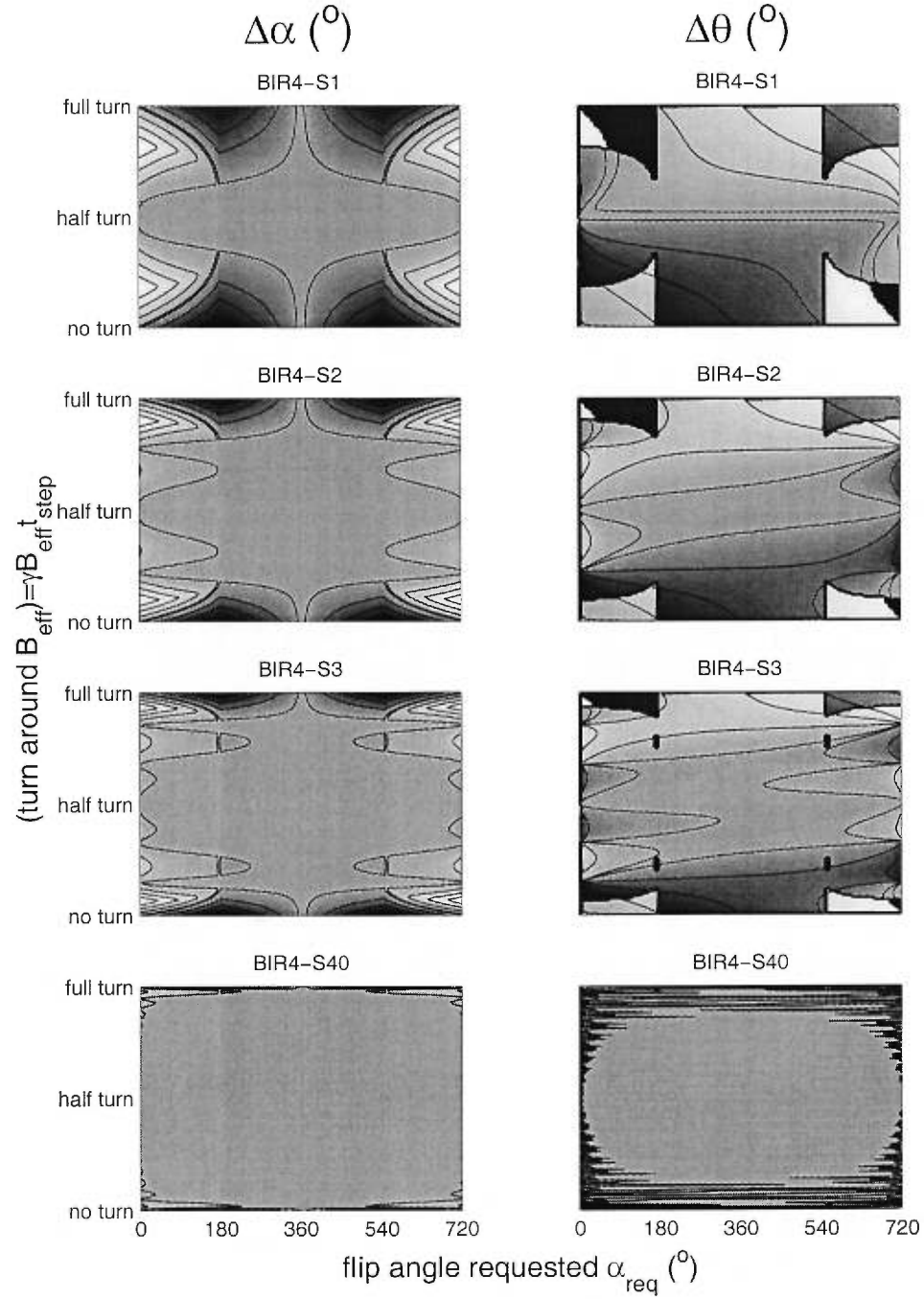


Figure 5: Results of the simulation for the case  $B_1 = B_{1ref}$  without any  $B_0$  defects for the four pulses BIR-4-S1, 2, 3 and 40, testing the time of application from no turns to a full turn around each  $\vec{B}_{eff}$  step.  $\Delta\alpha$  and  $\Delta\theta$  are presented as defined in table 2. The grey scale goes from  $-180^\circ$  for the darkest to  $180^\circ$  for the lightest tone. The black lines mark the  $-135^\circ$ ,  $-90^\circ$ ,  $-45^\circ$ ,  $-5^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $135^\circ$  level.

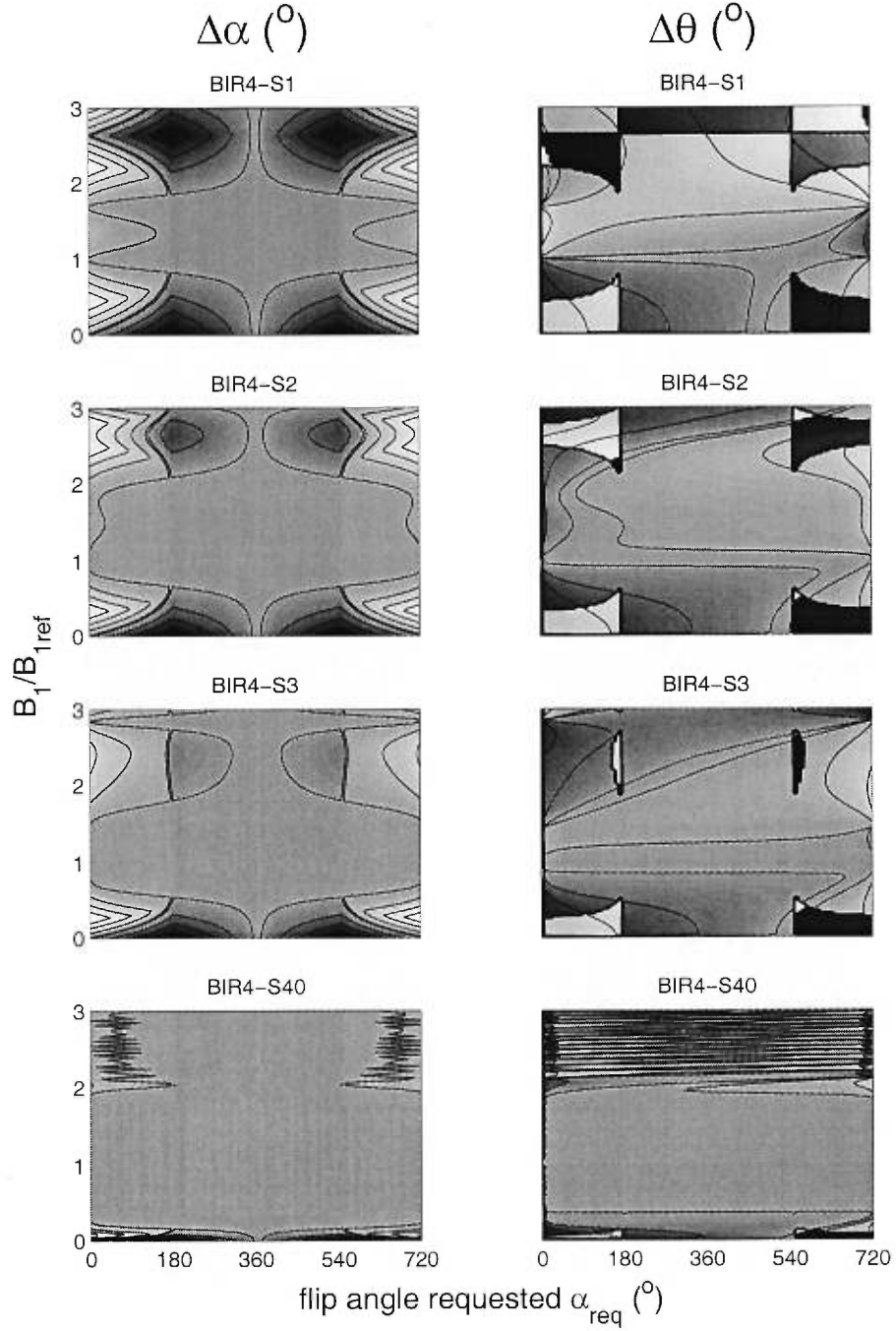


Figure 6: Results of the simulation for the case  $\gamma B_{eff} t_{step} = \pi$  (at  $B_1 = B_{1ref}$ ) without any  $B_0$  defects, for the four pulses BIR-4-S1, 2, 3 and 40, testing the amplitude of  $B_1$  from 0 to three times the reference amplitude  $B_{1ref}$ .  $\Delta\alpha$  and  $\Delta\theta$  are presented as defined in table 2. The grey scale goes from  $-180^\circ$  for the darkest to  $180^\circ$  for the lightest tone. The black lines mark the  $-135^\circ$ ,  $-90^\circ$ ,  $-45^\circ$ ,  $-5^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $135^\circ$  level.



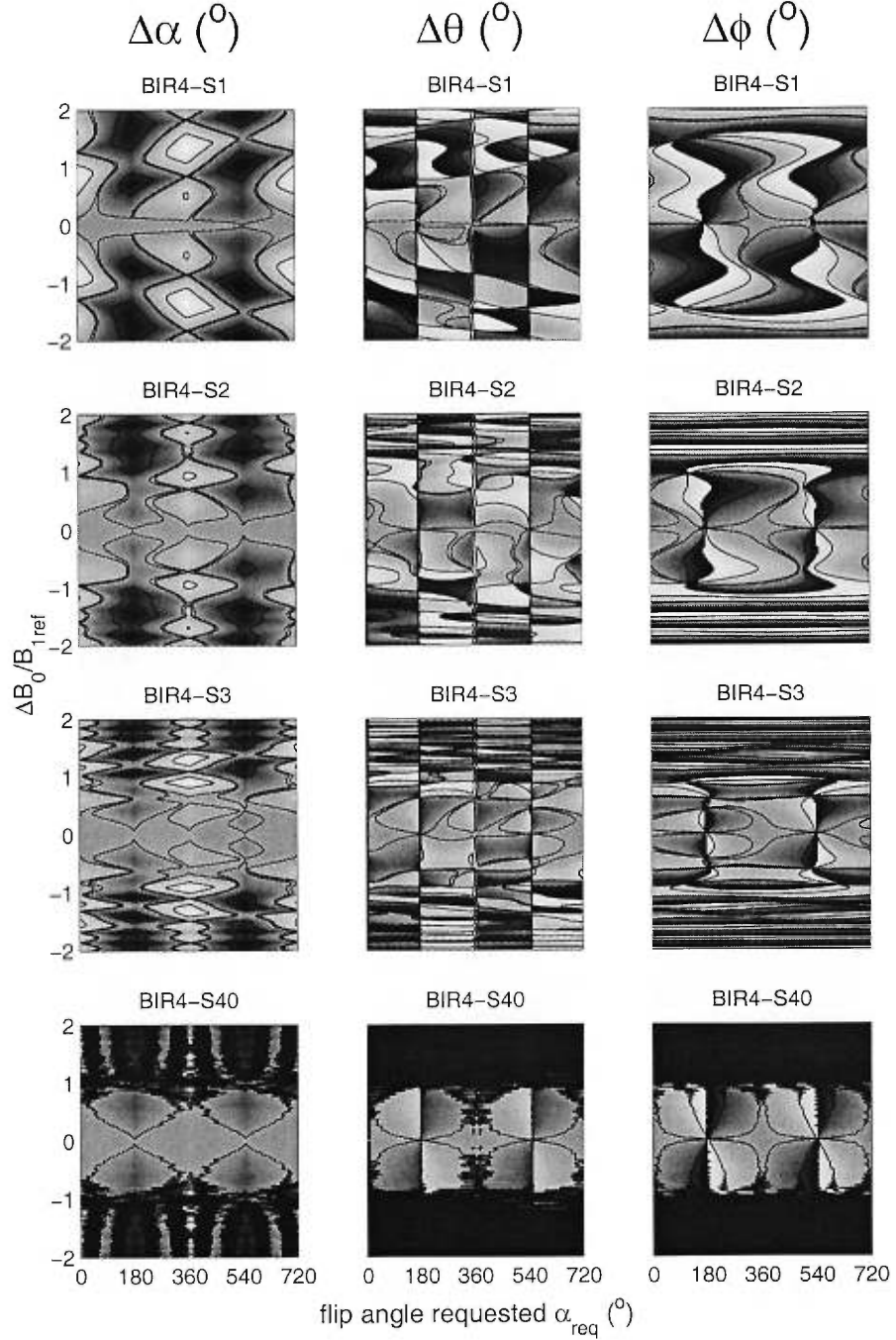


Figure 7: Results of the simulation for the case  $\gamma B_{eff} t_{step} = \pi$  (at  $\Delta B_0 = 0$ ) and  $B_1 = B_{1ref}$  for the four pulses BIR-4-S1, 2, 3 and 40, testing  $B_0$  defects from  $-2B_{1ref}$  to  $2B_{1ref}$ .  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\theta$  and  $\Delta\phi$  are presented as defined in table 2. The grey scale goes from  $-180^\circ$  for the darkest to  $180^\circ$  for the lightest tone. The black lines mark the  $-90^\circ$ ,  $-5^\circ$ ,  $5^\circ$  and  $90^\circ$  level.

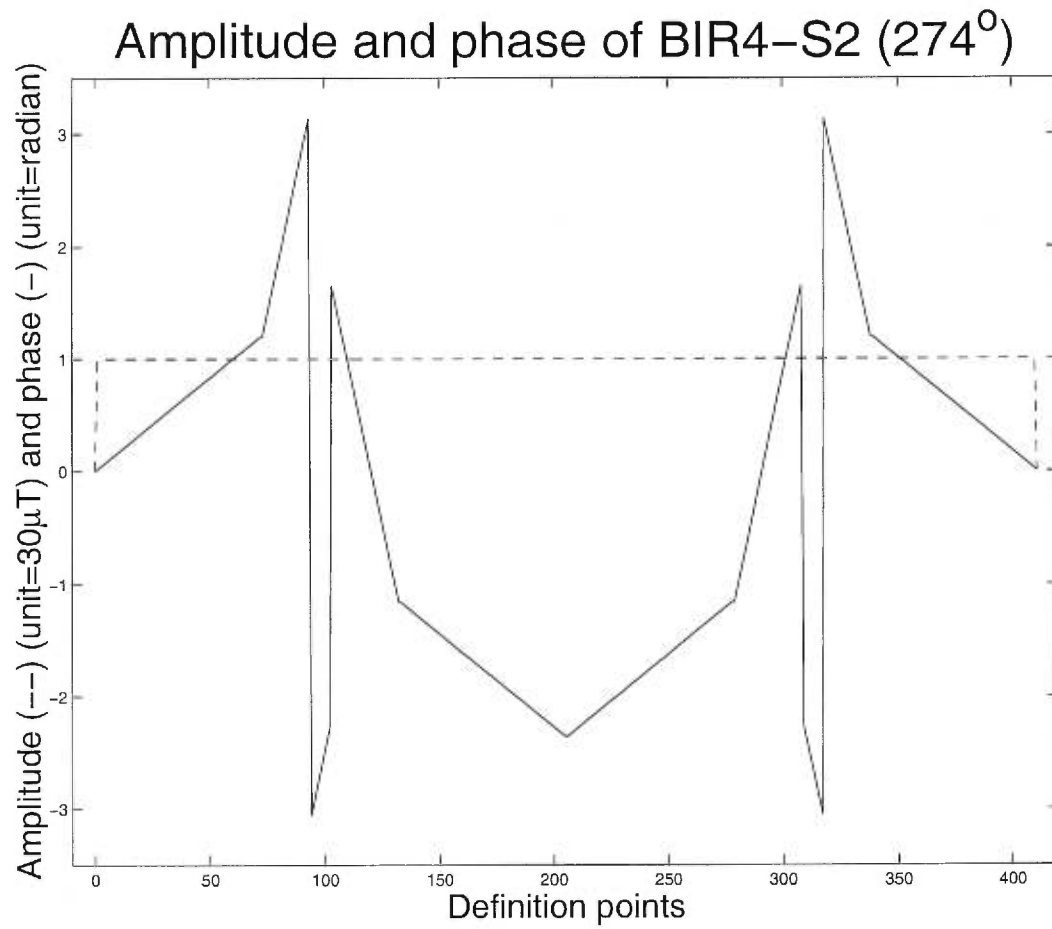


Figure 8: Diagram of the amplitude (dashed line) in  $B_{1ref}$  unit and phase (continuous line) in radian of a BIR-4-S2 ( $274^\circ$ ) of 412 points of  $5\mu s$  duration each, for a  $B_{1ref}$  of  $30\mu T$ .

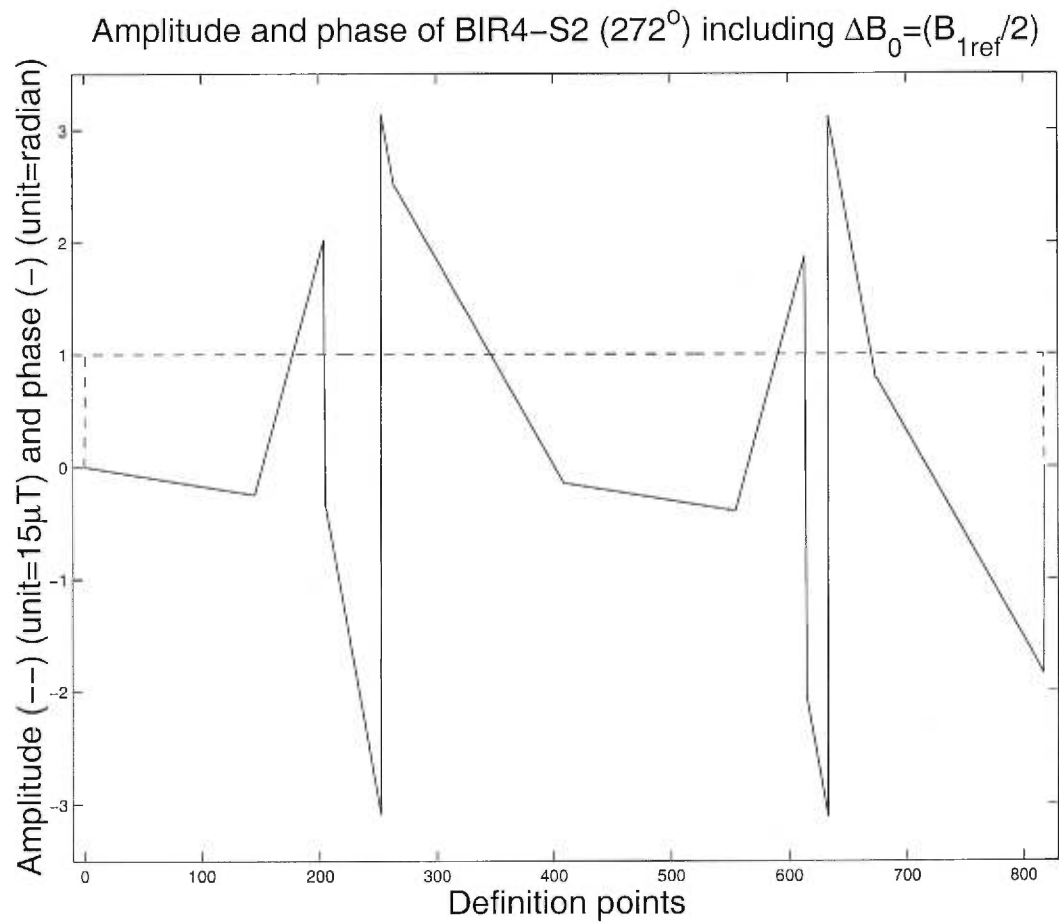


Figure 9: Diagram of the amplitude (dashed line) in  $B_{1ref}$  unit and phase (continuous line) in radian for a BIR-4-S2 ( $272^\circ$ ) including a  $B_0$  defect ( $\Delta B_0 = B_{1ref}/2$ ) over 824 supported points applied  $5\mu\text{s}$  each for a  $B_{1ref}$  of  $15\mu\text{T}$ .

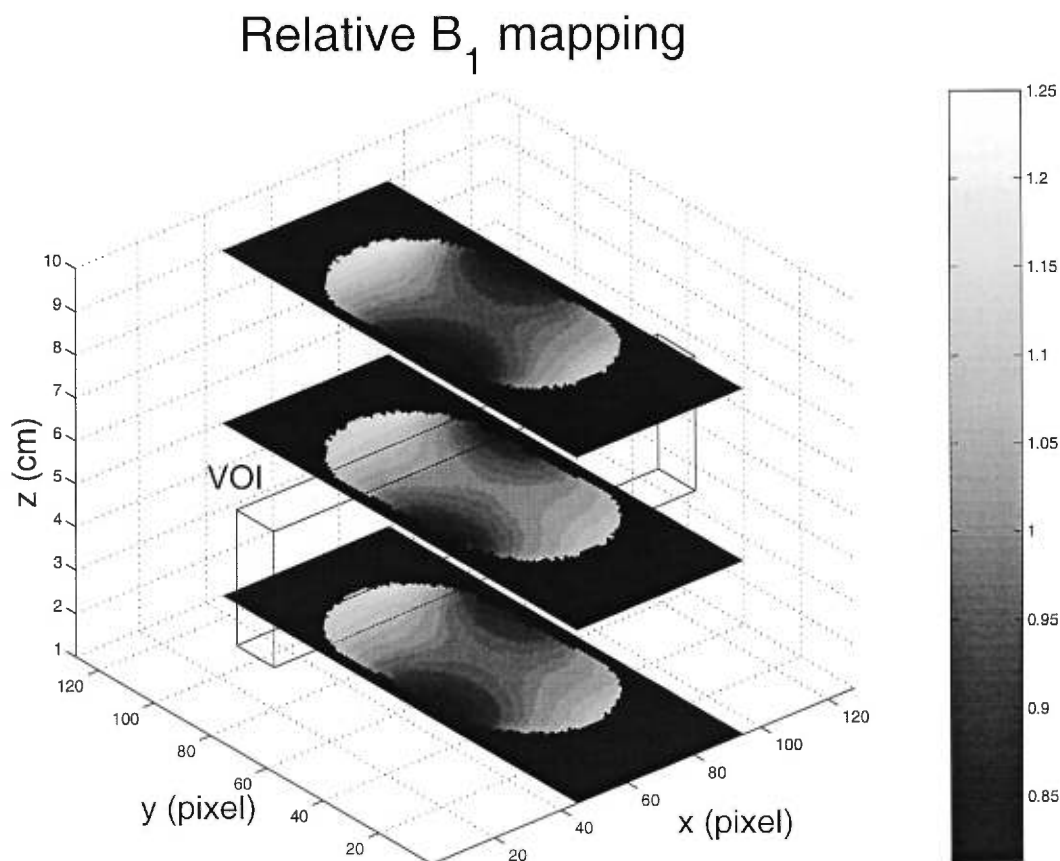


Figure 10:  $B_1$  mapping of a smooth rectangular phantom (50x20x10cm) placed in a head coil with the major axis along the  $B_0\hat{z}$  main magnetic field. The distribution is relative to the middle of the volume of interest (meshbox) and goes from 0.8 (darkest) to 1.25 (lightest) of relative RF amplitude.

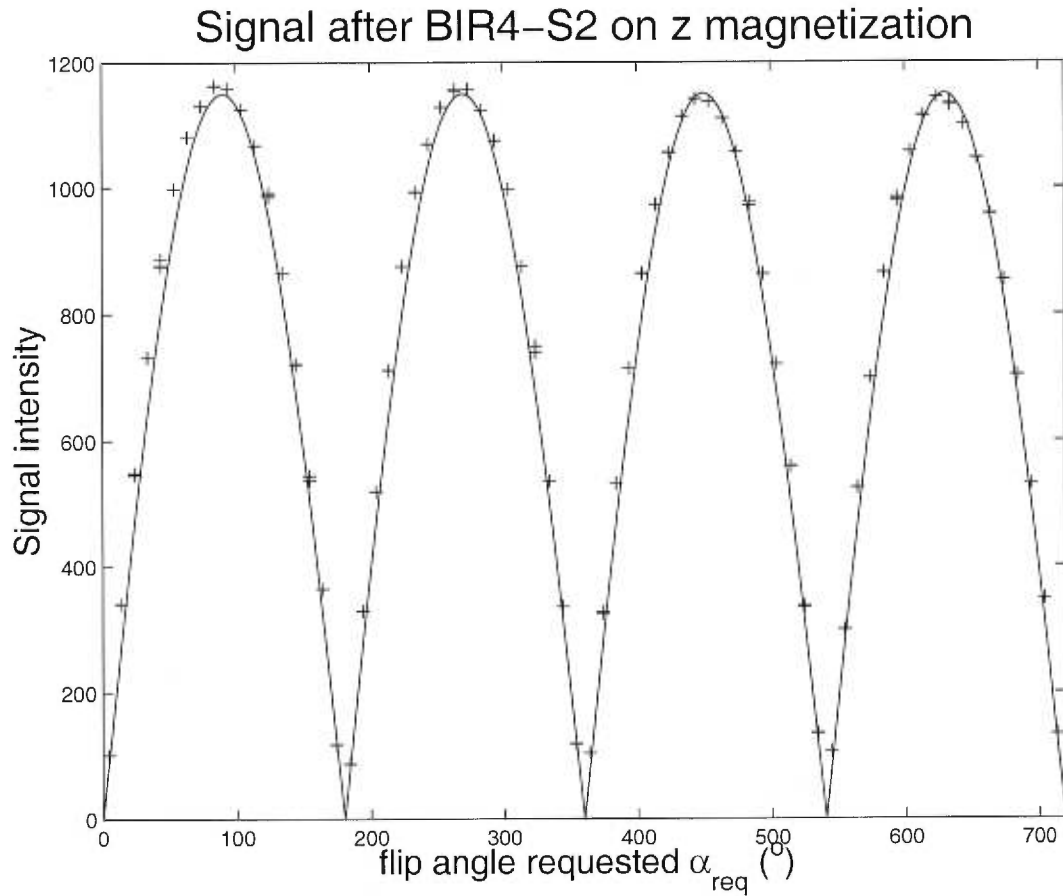


Figure 11: Signal amplitude obtained from a BIR-4-S2 (412 points, total application time of 2.06ms,  $B_1$  amplitude of  $30\mu\text{T}$ ) for a requested flip angle ( $\alpha_{req}$ ) in the range  $0^\circ$  to  $720^\circ$ . The continuous line represents the absolute value of a sine function with a previously adjusted amplitude. A  $4^\circ$  systematical shift correction has already been applied.

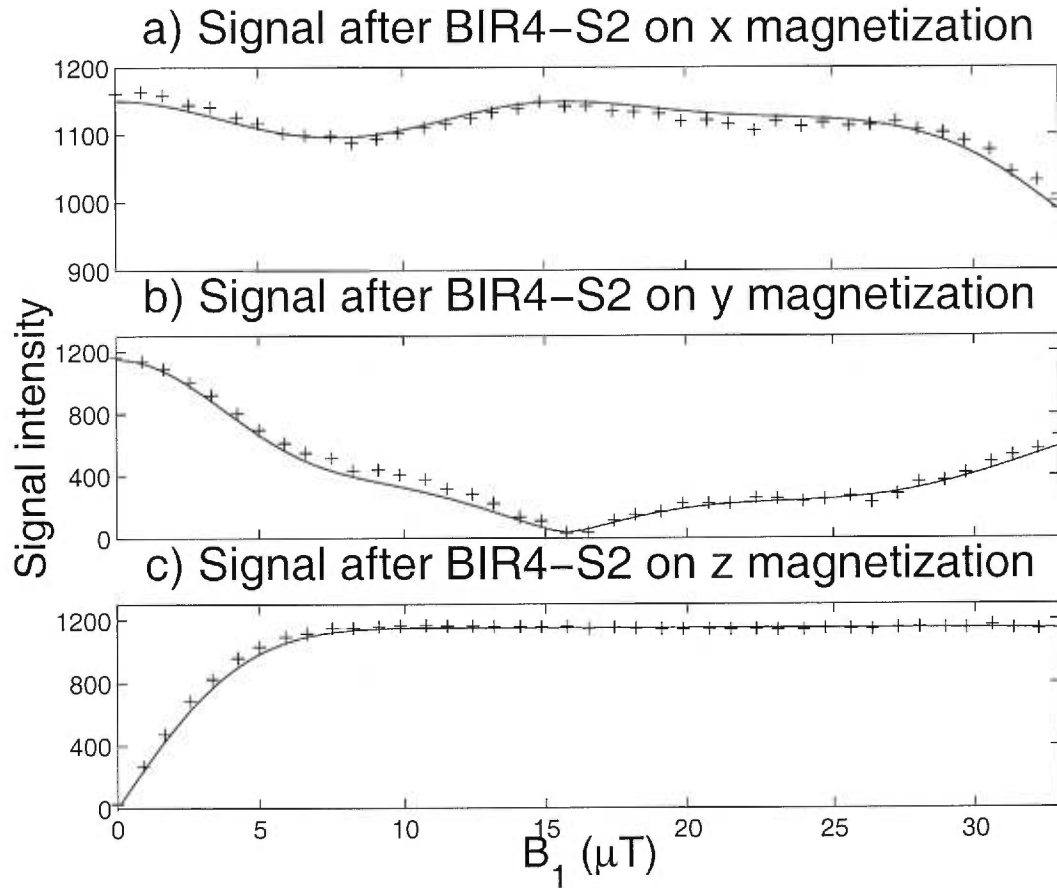


Figure 12: Signal amplitude obtained by a BIR-4-S2 ( $\alpha_{req} = 272^\circ$ , 824 points, application time of 4.12ms, calibrated amplitude  $B_{1ref}$  of  $15\mu\text{T}$ ) on a  $B_1$  range of 0 to  $30\mu\text{T}$ , flipping a magnetization initially aligned with the a)  $\hat{x}$  axis, b)  $\hat{y}$  axis and c)  $\hat{z}$  axis. The continuous line represents the corresponding simulation including the  $B_1$  distribution effect through the VOI.

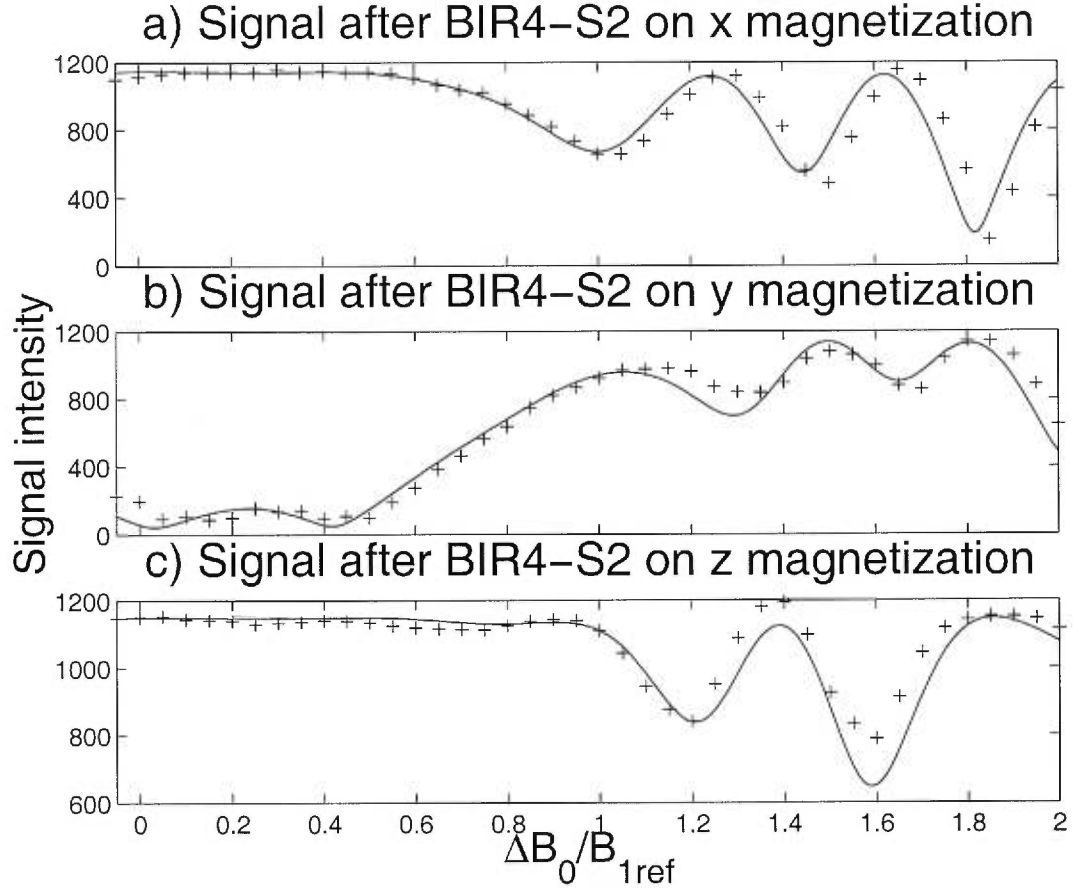


Figure 13: Signal amplitude obtained by a BIR-4-S2 ( $\alpha_{req} = 272^\circ$ , 824 definition points, application time of 4.12ms, with the calibrated amplitude  $B_1 = B_{1ref}$  of  $15\mu\text{T}$ ), used with a  $B_0$  defect going from  $-0.75\mu\text{T}$  to  $30\mu\text{T}$  acting on magnetization initially aligned with the a)  $\hat{x}$ , b)  $\hat{y}$  and c)  $\hat{z}$  axis. The continuous line shows the corresponding simulation including the  $B_1$  distribution effect through the VOI and the  $B_0$  defect.

## Chapitre 8

# TOMROP-Look-Locker $T_1$ Mapping Using the New BIR-4-S2 RF Pulse

J.-C. Côté et G. Beaudoin

soumis au

**Magnetic Resonance in Medicine**

### Abstract

In this article, we present results obtained by a  $T_1$  mapping TOMROP-Look-Locker sequence using the new BIR-4-S2 RF pulse. The TOMROP-Look-Locker sequence is an efficient  $T_1$  mapping sequence but is highly sensitive as to the precision of the imager's flip angle. For standard RF pulses the flip angle obtained with a head coil can fluctuate as much as  $\pm 25\%$  from the reference flip angle. Thus the  $T_1$  values calculated from the data obtained by such a flip angle can be under-estimated by up to 25%. The use of the new pseudo-adiabatic BIR-4-S2 RF pulse, which is insensitive over a large range of  $B_1$ , can improve the precision and uniformity of the  $T_1$  mapping of the TOMROP-Look-Locker sequence without increasing the application time or specific absorption rate (SAR) significantly.



## Introduction

The measurement of parameters such as  $T_1$ ,  $T_2$  and the apparent diffusion coefficient is becoming more and more popular in the magnetic resonance imaging field. While  $T_1$  weighted images are commonly used in radiological diagnostics, quantitative  $T_1$  mapping images can be a powerful tool in post-processing analysis.

In this article, we present results obtained by a TOMROP-Look-Locker [1-12] sequence using the new BIR-4-S2 RF pulse we developed as compared to the standard *rectangular* RF pulse. The TOMROP-Look-Locker sequence is an efficient  $T_1$  mapping sequence but is, as are other  $T_1$  mapping techniques [13], highly sensitive as to the precision of the imager's flip angle. For standard RF (*rectangular, sinc*) pulses the flip angle obtained is directly proportional to the  $B_1$  field produced by the antenna. In a head coil the  $B_1$  field can be distributed over a large range (21% to -50% [figure 2f]) from the reference field. The  $T_1$  value calculated from the data obtained by such flip angles can be under-estimated by up to 65% (figure 2e). Thus the use of the new pseudo-adiabatic BIR-4-S2 RF pulse, which is insensitive over a large range of  $B_1$ , can improve the TOMROP-Look-Locker sequence without unduly increasing the application time or specific absorption rate (SAR).

## Theory

The TOMROP-Look-Locker sequence (figure 1) produces a signal  $M_n$  ( $n \geq 1$  representing the echo number) given by:

$$M_n = M_0 \sin \gamma e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} \left( \frac{(1 - e^{-\frac{T_D}{T_1}})(1 - (\cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}})^n)}{1 - \cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}}} + \cos \alpha \frac{(\cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}})^n}{\cos \gamma} \right) \quad (1)$$

and describes an inversion recovery sequence where the signal is measured many times by a  $\gamma$  RF pulse throughout the recovery process.

The measured data are fitted to extract the  $T_1$  value for each pixel using

MINUIT [14]. The equation used is:

$$M_n = \left| M \left( \frac{(1 - e^{-\frac{T_D}{T_1}})(1 - (\cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}})^n)}{1 - \cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}}} + \cos \alpha \frac{(\cos \gamma e^{-\frac{T_D}{T_1}})^n}{\cos \gamma} \right) \right| \quad (2)$$

where  $M$  and  $T_1$  are the variables to be fitted,  $T_D$ ,  $\alpha$  and  $\gamma$  are the sequence parameters (considered exact) and  $M_n$  is the measured data (associated with a statistical noise  $\sigma_n$ ).

Considering a uniform additive normal noise of mean 0 and standard deviation  $\sigma_n$  for each image, the probability distribution of that noise is:

$$p_n(I) = \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{I^2}{2\sigma_n^2}} \quad (3)$$

where  $I$  is the intensity of the noise in a pixel.

The standard deviation  $\sigma_n$  of the noise has been determined by selecting a zone of the image where there is no signal. In that zone, knowing that what we have is the absolute value of the signal, the mean intensity will be:

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} |I| p_n(I) dI = \sigma_n \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (4)$$

thus,

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \mu \quad (5)$$

We can now easily relate the mean of a zone of the image outside the object to the noise present in that image.

It should be noted that we have not considered the systematic noise that can be present in or out of the object zone of the image. The user is encouraged to ensure that no systematic noise is present in the “noise zone” and to take into account the fact that the standard deviation of the noise excludes the systematic noise present in the object zone of the image arising from the hardware and/or the sequence.

The standard deviation of  $T_1$ ,  $\sigma_{T_1}$ , obtained by the MINUIT procedure is scaled by a  $\sqrt{\frac{\chi^2}{DF}}$  factor in conformity with the principle of [15]. Here,  $DF$  is the

degree of freedom of the fit and is defined by  $N - N_{para}$ , where  $N$  is the number of data items and  $N_{para}$  is the number of fitted parameters ( $M, T_1$ ).

To study the sensitivity of the fitted  $T_1$  over the fluctuation of the  $B_1$  field, we simulated the four possible combinations of the RF pulses for  $\alpha$  and  $\gamma$  with BIR-4-S2 and *rectangular* RF pulse. The simulated data are produced with equation 1 and fitted with the same equation and all  $\sigma_n = 1$ . When the BIR-4-S2 RF pulse is used, the flip angle is considered exact. For *rectangular* RF pulse, the flip angle is multiplied by a  $B_1$  relative factor (see figure 2f). Figure 2e presents results of the simulation for the same parameters used in the experiment and for a theoretical  $T_1$  of 300ms.

## Materials and Methods

We programmed the TOMROP-Look-Locker sequence (figure 1) on a 1.5T Magnetom Vision (Siemens AG, Erlangen). The parameters chosen were:  $T_D = 62\text{ms}$ ,  $N=40$  and  $T_R = 6480\text{ms}$ . The  $T_R$  was set to allow a delay of 4 seconds between the last echo and the next repetition. This ensures a good relaxation for long  $T_1$  and gives time for the dissipation of energy in order to respect SAR limits.

A smooth *rectangular* phantom (50x20x10cm) was used in a head coil with the major axis along the  $B_0\hat{z}$  main magnetic field and the minor axis normal to the sagittal slice. The phantom was filled with a water solution of  $T_1 \approx 300\text{ms}$  (table 1).

The four combinations tested were:

- a)  $\alpha = \text{BIR-4-S2}$  ( $540^\circ$ ) and  $\gamma = \text{BIR-4-S2}$  ( $390^\circ$ );
- b)  $\alpha = \text{BIR-4-S2}$  ( $540^\circ$ ) and  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ );
- c)  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ) and  $\gamma = \text{BIR-4-S2}$  ( $390^\circ$ );
- d)  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ) and  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ ).

These four tests permitted us to corroborate the simulation of the effect of  $B_1$  over the fitted  $T_1$ . For this, a  $B_1$  mapping of the imaged zone was performed. A

gradient echo sequence was used with a standard *rectangular* RF pulse on a range of RF powers to produce a suite of images. From those images, we determined, for each pixel, the relative RF amplitude needed to obtain a true  $180^\circ$  (i.e. to obtain the minimum pixel intensity through the suite).

## Results

Figure 2f presents the sagittal  $B_1$  mapping of the head coil onto the phantom. We see that the relative range of  $B_1$  goes from 0.5 for the head and feet areas to 1.21 for the anterior and posterior areas. The field of view shown is  $240 \times 240$ mm.

The results of the simulation appear in figure 2e. Two major observations are obvious from the graph:

First,  $T_1$  is largely under-estimated with the use of a *rectangular*  $\alpha$  ( $180^\circ$ ) RF pulse, whatever the pulse used. The  $T_1$  underestimation is about 25% for a relative  $B_1$  of  $\pm 25\%$  from the reference  $B_1$ .

Second,  $T_1$  is slightly mis-estimated when using the BIR-4-S2 pulse for the ( $180^\circ$ ) RF pulse and a *rectangular*  $\gamma$  ( $30^\circ$ ) RF pulse. The  $T_1$  mis-estimation is about  $\mp 3\%$  for a relative  $B_1$  of  $\pm 25\%$  from the reference  $B_1$ .

The use of both a *rectangular*  $\alpha$  and  $\gamma$  pulse combines the two effects of mis-estimation of  $T_1$  as compared to the perfect case when both pulses are BIR-4-S2.

Figures 2a to 2d present the four TOMROP-Look-Locker  $T_1$  mapping tests, corresponding to the  $B_1$  mapping shown in figure 2f and corroborate the simulation shown in figure 2e.

2a:  $\alpha = \text{BIR-4-S2}$  ( $540^\circ$ ) and  $\gamma = \text{BIR-4-S2}$  ( $390^\circ$ ). This is the most precise case where all the flip angles are independent of  $B_1$ . We see a very good uniformity across the sagittal slab into the head coil. The only disadvantage of this combination is that we are limited to a 3D acquisition due to the non-slice-selectivity of the new pulse.

The  $T_1$  values vary from about 289ms to 314ms for all regions of the slice. At

the center of the image, the  $T_1$  value is 304ms with a standard deviation of 1.4 ms.

2b:  $\alpha = \text{BIR-4-S2}$  ( $540^\circ$ ) and  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ ). This is the most convenient combination of RF pulses. The use of  $\alpha = \text{BIR-4-S2}$  ( $540^\circ$ ) maintains a good precision for the value of  $T_1$  (see simulation figure 2e) and the  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ ) permits a 2D acquisition since the *rectangular* RF pulse can be easily replaced by a slice-selective *sinc* RF pulse.

The  $T_1$  values vary from about 266ms to 337ms throughout the mapping and, at the center of the image, the  $T_1$  value is 296ms with a standard deviation of 0.9ms.

2c:  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ) and  $\gamma = \text{BIR-4-S2}$  ( $390^\circ$ ). This is not a likely scenario. The  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ) at the beginning of the sequence compromises the precision of the mapping, and the  $\gamma = \text{BIR-4-S2}$  ( $390^\circ$ ) does not permit a slice selectivity and increases the SAR.

The  $T_1$  values range from approximately 120ms to 311ms throughout the image and the value at the center is 302ms with a standard deviation of 1.4ms.

2d:  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ) and  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ ). This is the standard RF setup when no adiabatic or pseudo-adiabatic pulses are available. The precision of the mapping is lost throughout the coil due to the use of  $\alpha = \text{rectangular}$  ( $180^\circ$ ). The acquisition can be 2D with the use of a *sinc* pulse instead of the  $\gamma = \text{rectangular}$  ( $30^\circ$ ).

The  $T_1$  values fluctuate from about 134ms to 300ms throughout the mapping. At the center of the image, the  $T_1$  value is 294ms with a standard deviation of 1.1ms.

## Discussion

The use of RF pulses giving precise flip angles to the magnetization in the TOMROP-Look-Locker sequence, as does the BIR-4-S2 RF pulse, greatly im-

proves the accuracy of the  $T_1$  mapping. With only the  $\alpha$  pulse being very precise, the  $T_1$  value of a mapping into a head coil could then have less than 12% of systematic error. With both the  $\alpha$  and  $\gamma$  pulses being BIR-4-S2, the maximum systematic error of the  $T_1$  mapping into the head coil is less than 5%. This compares to the systematic error of 55% obtained with the  $\alpha$  and  $\gamma$  pulses being *rectangular*.

Though the use of a BIR-4-S2 RF pulse for both  $\alpha$  and  $\gamma$  increases the SAR, the level stays low enough to respect clinical limits. This is a definite advantage of the sequentialization of the adiabatic BIR-4 pulse [16, 17] which, in its original form, gave a higher SAR and imposed a longer scanning time to allow for this energy to dissipate.

A disadvantage of using a BIR-4-S2 RF pulse for the  $\gamma$  flip is the lack of slice selectivity. The BIR-4-S2 is intrinsically a 3D pulse, so a 3D acquisition must be used. For a 2D acquisition, the most convenient RF combination is a BIR-4-S2  $\alpha$  and a slice selective *sinc*  $\gamma$ . The maximum systematic error in this case is 12%, combined with a 2D acquisition, making this setup the most practical.

## **Conclusion**

The use of a new BIR-4-S2 RF pulse in the TOMROP-Look-Locker sequence greatly improves the accuracy of the  $T_1$  mapping obtained without significantly increasing the total sequence duration or SAR.

## Acknowledgements

This work is supported by the Département de physique de l'Université de Montréal and the following research funds: Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, Fond de Recherche en Physique Biomédicale de l'Hôpital Notre-Dame du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal, Fond de recherche en IRM du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal.

## References

- [1] Look D C, Locker D R. Time Saving in Measurement fo NMR and EPR Relaxation Times. *Rev Sci Instrum* 1970; 41:250-251.
- [2] Graumann R, Barfuß H, Fischer H, Hentschel D, Oppelt A. TOMROP: a sequence for determining the longitudinal relaxation time  $T_1$  in magnetic resonance tomography. *Electromedica* 1987; 55:67-72.
- [3] Crawley A P, Henkelman R M. A Comparison of One-Shot and Recovery Methods in T1 Imaging. *Magn Reson Med* 1988; 7:23-34.
- [4] Hinson W H, Sobol W T. A New Method of Computing Spin-Lattice Relaxation Maps in Magnetic Resonance Imaging Using Fast Scanning Protocols. *Med Phys* 1988; 15:551-561.
- [5] Kay I, Henkelman R M. Practical Implementation and Optimization of One-Shot  $T_1$  Imaging. *Magn Reson Med* 1991; 22:414-424.
- [6] Gowland P A, Leach M O. Fast and Accurate Measurements of  $T_1$  Using a Multi-readout Single Inversion-Recovery Sequence. *Magn Reson Med* 1992; 26:79-88.
- [7] Zhang Y T, Yeung H N, Carson P L, Ellis J H. Experimental Analysis of  $T_1$  Imaging with a Single-Scan, Multiple-Point, Inversion-Recovery Technique. *Magn Reson Med* 1992; 25:337-343.
- [8] Gowland P, Mansfield P. Accurate Measurement of  $T_1$  *in Vivo* in Less Than 3 Seconds Using Echo-Planar Imaging. *Magn Reson Med* 1993; 30:351-354.
- [9] Jezzard P, Duewell S, Balaban R S. MR Relaxation Times in Human Brain: Measurement at 4T. *Radiology* 1996; 199:773-779.



- [10] Niendorf E R, Santyr G E, Brazy P C, Grist T M. Measurement of Gd-DTPA Dialysis Clearance Rates by Using a Look-Locker Imaging Technique. *Magn Reson Med* 1996; 36:571-578.
- [11] Rutt B K, Henderson E, Lee T-Y. Quantitative Tracer Kinetic Studies of Breast Cancer: Accurate and Rapid 3D Initial T1 Mapping. Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997. Vancouver, Canada, p 2081.
- [12] Parker D L, Christian B A, Goodrich K C, Alexander A L, Buswell H R, Yoon C. Improved Accuracy in  $T_1$  Measurements. Proc 6<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1998. Sydney, Australia, p 2171.
- [13] Kingsley P B, Ogg R J, Steen R G. Phantom Validation Does Not Ensure Accurate T1 Measurements *In Vivo*. Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997. Vancouver, Canada, p 2066.
- [14] James F, Roos M. MINUIT, Function Minimization and Error Analysis. CERN Program Library entry D506, CERN, Geneva 1989.
- [15] Particle Data Group: Aguilar-Benitez M et al. Introduction, section IV.C.2: Unconstrained averaging. In: Review of Particle Properties. *Phys Lett B* 1988; 204:8-9.
- [16] Garwood M, Ke Y. Symmetric Pulses to Induce Arbitrary Flip Angles with Compensation for RF Inhomogeneity and Resonance Offsets. *J Magn Reson* 1991; 94:511-525.
- [17] De Graaf R A, Luo Y, Terpstra M, Merkle H, Garwood M. A New Localization Method Using an Adiabatic Pulse, BIR-4. *J Magn Reson, Series B* 1995; 106:245-252.

Comparison of typical results obtained with the  $T_1$  mapping sequence

$T_1$ mapping	TOMROP- Look-Locker	Compensated stimulated echoes	Inversion recovery
Water solution	$304 \pm 1.4$ ms	$302 \pm 5$ ms	$295.8 \pm 0.2$ ms

Table 1: Comparison of typical results obtained with the  $T_1$  mapping sequence: TOMROP-Look-Locker, compensated stimulated echoes and inversion recovery. All sequences used a BIR-4-S2 RF pulse for the presented values.

### TOMROP-Look-Locker Sequence

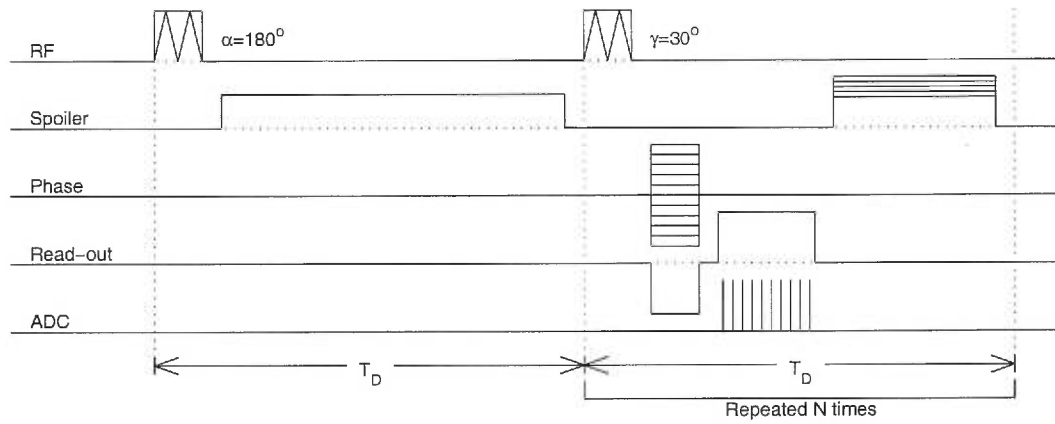


Figure 1: TOMROP-Look-Locker sequence diagram. The RF pulses can be either *rectangular* or BIR-4-S2 and are used without a slice-selective gradient. (Slice-selective RF pulse with slice-selective gradients could also be used). Throughout,  $N$  was set to 40 and the spoiler is in the slice-selective axis.

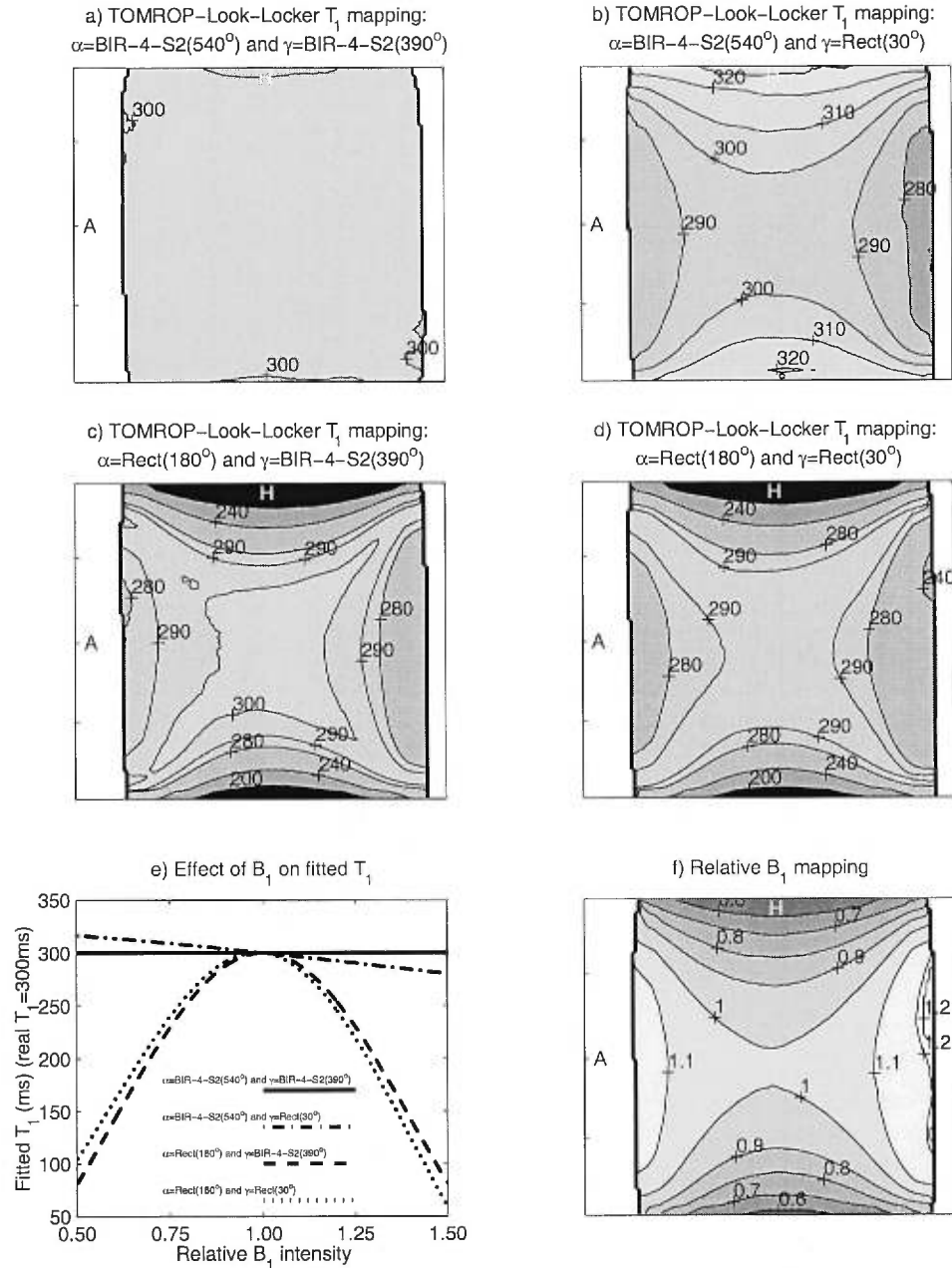


Figure 2: **a)** to **d)** TOMROP-Look-Locker  $T_1$  mapping obtained on a smooth rectangular ( $50 \times 20 \times 10 \text{cm}$ ) water solution ( $T_1 \approx 300 \text{ms}$ ) phantom into a head coil with the major axis along the  $B_0 \hat{z}$  main magnetic field and the minor axis normal to the sagittal slice display (FOV  $240 \times 240 \text{mm}$ ). The four combinations of BIR-4-S2 and *rectangular* pulse for  $\alpha$  and  $\gamma$  are: **a)**  $\alpha=\text{BIR-4-S2 } 540^\circ$  and  $\gamma=\text{BIR-4-S2 } 390^\circ$ , **b)**  $\alpha=\text{BIR-4-S2 } 540^\circ$  and  $\gamma = \text{rectangular } 30^\circ$ , **c)**  $\alpha = \text{rectangular } 180^\circ$  and  $\gamma=\text{BIR-4-S2 } 390^\circ$ , **d)**  $\alpha = \text{rectangular } 180^\circ$  and  $\gamma = \text{rectangular } 30^\circ$ . **e)** Simulation of the effect of  $B_1$  on fitted  $T_1$ . The BIR-4-S2 is considered exact and the *rectangular* pulse with its flip angle changing linearly with  $B_1$ . The data are simulated in accordance with equation 1 and fitted with MINUIT [14] to obtain  $T_1$ . The four combinations of BIR-4-S2 and *rectangular* pulse for  $\alpha$  and  $\gamma$  are shown. The simulated  $T_1$  value is 300ms. **f)**  $B_1$  mapping of the phantom placed in the head coil. The distribution is relative to the center of the coil and phantom, and goes from 0.5 (darkest) to 1.21 (lightest) of relative RF amplitude.

## Chapitre 9

# $T_1$ Mapping Using Compensated Stimulated Echoes and the New BIR-4-S2 RF Pulse

J.-C. Côté et G. Beaudoin

soumis au

**Magnetic Resonance in Medicine**

### Abstract

A  $T_1$  mapping technique using compensated stimulated echo (STE) amplitudes is presented here. The compensation is applied to the multiple STE sequence by modifying the flip angle for each echo to increase the signal exponentially. Thus, for a fixed  $T_1$ , the signal intensity is the same for all the STE. For shorter or longer  $T_1$ , the signal will decrease or increase respectively as we go through the stimulated echoes. The main advantage of the compensation is to insure good signal to noise ratio (SNR) for all stimulated echoes.

Large  $B_1$  inhomogeneities exist in standard clinical coils. The  $T_1$  mapping is then mis-estimated due to the systematic error over the flip angle. To reduce this effect from 20% for standard *rectangular* RF pulse to less than 3%, the new BIR-4-S2 RF pulse was used which is largely insensitive to  $B_1$  inhomogeneity.

## Introduction

The measurement of parameters such as  $T_1$ ,  $T_2$  and the apparent diffusion coefficient is becoming more and more popular in the magnetic resonance imaging field. While  $T_1$  weighted images are commonly used in radiological diagnostics, quantitative  $T_1$  mapping images can be a powerful tool for post-processing analysis.

In this article, we present a  $T_1$  mapping technique which uses compensated stimulated echo (STE) [1-11] amplitudes. The compensation is applied to the multiple STE sequence by modifying the flip angle for each echo to increase the signal exponentially in time. Thus, for a fixed  $T_1$ , the signal would be the same for all the STE and, for shorter or longer  $T_1$ , the signal will decrease or increase respectively as we go through the stimulated echoes. The set of echoes can easily be adapted for other  $T_1$  by modifying the delay between the STE in the sequence.

Large  $B_1$  inhomogeneities exist in standard clinical coils. For a head coil, a 25% difference in the  $B_1$  intensity between the center and the periphery is common. The  $T_1$  mapping is sensitive to the systematic error on the flip angle induced by the  $B_1$  inhomogeneities [12]. To reduce this artefact, we are using the new BIR-4-S2 RF pulse we develop and which is largely insensitive to  $B_1$  inhomogeneity. We have compared these results to those produced by a standard *rectangular* RF pulse.

## Theory

To produce the data for  $T_1$  mapping we use a multiple stimulated echo (STE) sequence following a spin echo. Each STE uses a fraction of the magnetization, leaving the remainder of the magnetization in the longitudinal plane and being subjected to spin-lattice relaxation.

*The simplest stimulated echo sequence (figure 1)*

Starting with a magnetization at rest of magnitude  $M_0$ , we apply a first excitation with an  $\alpha = 90^\circ$  RF pulse. At this time, the magnetization is in the transverse plane and starts to relax in  $T_2^*$ , which is a combination of the  $T_2$  relaxation (spin-spin) and the dephasing due to inhomogeneities, and in the  $T_1$  (spin-lattice) relaxation. Since the times  $T_{E_1}$  and  $T_{E_2}$  are rather short compared to  $T_1$ , we shall neglect the small longitudinal magnetization produced by the  $T_1$  relaxation up to those times.

The  $T_2^*$  relaxation decreases the residual magnetization during the  $T_{E_1}$  interval by  $e^{-\frac{T_{E_1}}{T_2^*}}$ , and the gradient echo (GE) which can be measured at  $T_{E_1}$ . At that time, the intensity of the signal is given by:

$$I_{\text{GE}} = M_0 \sin \alpha e^{-\frac{T_{E_1}}{T_2^*}} \quad (1)$$

During the  $\frac{T_{E_2}}{2}$  interval after the  $\alpha$  pulse, the magnetic inhomogeneities will modify the phase of precession of each spin by an amount of  $\delta(x, y, z)$ , which is a function of the space coordinate. This effect will disperse the macroscopic magnetization in the whole transverse plane. At the end of the  $\frac{T_{E_2}}{2}$  interval a  $\beta = 90^\circ$  RF pulse is applied.

At this point, we have a disk of magnetization perpendicular to the transverse plane and, during a second time interval of  $\frac{T_{E_2}}{2}$ , the spins gradually refocus to produce a spin echo (SE) at  $T_{E_2}$  after the  $\alpha$  pulse, with the macro-magnetization forming what is called a “ball-eight”. Throughout, the signal continually decreases due to the  $T_2$  relaxation. The intensity of the SE is:

$$I_{\text{SE}} = M_0 \left( \frac{1 - \cos \beta}{2} \right) \sin \alpha e^{-\frac{T_{E_2}}{T_2}} \quad (2)$$

Following the SE, we apply a spoiler gradient which transforms the ball-eight into a sphere of magnetization. That sphere is composed of an infinity of cones. All cones have their apex at the origin and are aligned along the  $z$ -axis. Due to the symmetry, a cone at angle  $\delta$  is overlapped with the  $-\delta$  cone. For this kind of

geometry, we do not have any  $T_2^*$  relaxation and the signal is only affected by the  $T_1$  relaxation. We can leave the magnetization in this state, relaxing for a time  $T_{D_1}$ , and the signal intensity will decrease by a factor  $e^{-\frac{T_{D_1}}{T_1}}$ . During this time, the  $T_1$  relaxation produces a non-negligible  $z$ -axis component of magnetization and, after the next RF pulse, this component could produce a gradient echo. Throughout, we have a requirement that there are enough inhomogeneities to uniformly distribute the magnetization around the  $z$ -axis in the time  $\frac{T_{E_2}}{2}$  and, this time, has the additional benefit of destroying the GE before it can interfere with the upcoming stimulated echo. If the inhomogeneities are not strong enough, an additional spoiling gradient could be applied after each RF pulse to produce the same effect.

A time  $T_{D_1}$  after the  $\beta$  pulse, we apply a final RF pulse with a flip angle  $\gamma_1 = 90^\circ$ . Immediately after the  $\gamma_1$  pulse, the cones start to refocus (by the  $\delta(x, y, z)$  amount) and,  $\frac{T_{E_2}}{2}$  after the  $\gamma_1$  pulse, the edge of all the cones are in focus to produce a STE. During the refocusing, since the  $\gamma_1$  pulse made us lose the symmetry in the transverse plane, a  $T_2$  relaxation occurs and the signal will be reduced by a factor  $e^{-\frac{T_{E_2}}{2T_2}}$ .

$$I_{st_1} = M_0 \frac{1}{2} \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma_1 e^{-\frac{T_{E_2}}{2T_2}} e^{-\frac{T_{D_1}}{T_1}} \quad (3)$$

If we apply a spoiling gradient at this time (after a  $90^\circ$  RF pulse) all the inclined cones are transformed into disks with a conal section. The distribution of magnetization over the disk is a convolution of the previous form over the new flip angle. This new distribution is symmetrical from the origin and all the magnetization is annihilated. Since no signal can be produced after a  $90^\circ$  flip angle pulse, we always finish the series of STE by such a pulse to reduce unwanted artefacts.

### *Signal produced with multiple stimulated echoes*

If we need more than one STE, the  $\gamma_1$  flip angle must be less than  $90^\circ$ . After having obtained the first STE, a second spoiler (with a different amplitude from



the first to prevent overlap of STE) is applied to transform the inclined cones into new cones similar in geometry and positioning but with the difference that they now have a thickness equal to  $2\gamma_1$ . This spoiler also has the effect, similar to the first spoiler just after the SE, of eliminating all the  $T_2^*$  relaxation to occur after the  $\gamma_1$  pulse. In this way, the magnetization is in a similar state to the one which occurred just after the first spoiler and will experience a  $T_1$  relaxation during a time  $T_{D_2}$  until we apply a new RF pulse  $\gamma_2$ . From this last pulse, the cones start to refocus again and at  $\frac{T_{E_2}}{2}$  after  $\gamma_2$ , the middle of the thickness of each edge of cones is in superposition and a second STE is produced with intensity given by:

$$I_{st_2} = M_0 \frac{1}{2} \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2 e^{-\frac{T_{E_2}}{T_2}} e^{-\frac{(T_{D_1}+T_{D_2})}{T_1}} \quad (4)$$

Thus, for a stimulated echo train, the signal is:

$$I_{st_i} = M_0 \frac{1}{2} \sin \alpha \sin \beta \left( \prod_{j=1}^{i-1} \cos \gamma_j \right) \sin \gamma_i e^{-\frac{T_{E_2}}{T_2}} \left( \prod_{j=1}^i e^{-\frac{T_{D_j}}{T_1}} \right) \quad i \geq 2 \quad (5)$$

The echo train can continue until a  $\gamma_N = 90^\circ$  occurs.

### *The compensation*

In this article, we are introducing the concept of compensation. The STE, in time, will fall to zero due to the  $T_1$  relaxation. To prevent the last few STE to have a signal to noise ratio too low, when we select our flip angles we can introduce a factor ( $e^{-\frac{(constant)T_{D_n}}{T_1}}$ ), which corresponds to the  $T_1$  relaxation between the two STE (if  $constant = 1$ ). The equation we use to calculate the set of flip angles has been presented by T. H. Mareci et al. [6] and equates the relative signal intensity of the  $n - 1$  and  $n^{th}$  STE. Introducing our factor we get:

$$e^{-\frac{(constant)T_{D_n}}{T_1}} \sin \gamma_n \left( \prod_{j=1}^{n-1} \cos \gamma_j \right) = \sin \gamma_{n-1} \left( \prod_{j=1}^{n-2} \cos \gamma_j \right) \quad (6)$$

Resolving the equation for  $\gamma_{n-1}$  we find:

$$\gamma_{n-1} = \arctan \left( e^{-\frac{(constant)T_{D_n}}{T_1}} \sin \gamma_n \right) \quad (7)$$

Starting with the last  $\gamma$  at  $90^\circ$ , we can find the whole flip angle series.

A particular case is with the *constant* = 1, where all STE are of equal intensities (see figure 2). For *constant* = 0, we get the TART by T. H. Mareci et al.

### *MRI signal noise*

We have considered a uniform additive normal noise of mean 0 and standard deviation  $\sigma_n$  for each image, with  $n$  representing the image number. The probability distribution of that noise is:

$$p_n(I) = \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-I^2}{2\sigma_n^2}} \quad (8)$$

where  $I$  is the intensity of the noise in a pixel.

To automatically evaluate the standard deviation  $\sigma_n$  of the noise for any object, we have considered a zone of the image which lies outside of the object area.

Since we have a magnitude image, the mean intensity of the signal in that zone will be:

$$\mu = \int_{-\infty}^{\infty} |I| p_n(I) dI \quad (9)$$

$$= 2 \int_0^{\infty} I \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-I^2}{2\sigma_n^2}} dI \quad (10)$$

$$= \frac{2}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \frac{\Gamma(1)}{2\left(\frac{1}{2\sigma_n^2}\right)} \quad (11)$$

$$= \sigma_n \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (12)$$

then,

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \mu \quad (13)$$

This gives us a simple relation between the mean signal intensity from a zone of the image lying outside of the object and the noise anywhere in that image.

We should note that we have not considered any systematic noise which could be present within or without the object. The  $\sigma_n$  calculated here is necessary to

the fit procedure.

### *Fitting procedure*

The measured data are fitted in post-processing to extract the  $T_1$  value for each pixel using MINUIT [13]. The *Amplitude* =  $(M_0 e^{\frac{-T_{E2}}{T_2}})$  and  $T_1$  are the variables fitted,  $T_{DS}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma_i$  are determined from the sequence parameters.

The standard deviation of  $T_1$ ,  $\sigma_{T_1}$ , obtained by the MINUIT procedure is scaled by a  $\sqrt{\frac{\chi^2}{DF}}$  factor in conformity with the principle described in [14]. Here,  $DF$  is the degree of freedom of the fit and is defined by  $N - N_{para}$  where  $N$  is the number of data points and  $N_{para}$  is the number of parameters to be fitted (*Amplitude, T<sub>1</sub>*).

To study the sensitivity of the fitted  $T_1$  with regard to the fluctuation of the  $B_1$  field, we simulated the two sets of RF pulses: a BIR-4-S2 pulse, and a *rectangular* RF pulse. The simulated data are generated using equations 2 to 5. The results are fitted with the same procedure as the real data, with  $\sigma_n = 1$ . When the BIR-4-S2 RF pulse is used, the flip angle is considered exact. For the *rectangular* RF pulse, the flip angle is multiplied by a  $B_1$  relative factor. The figure 4c presents the simulation results for a material with a  $T_1$  of 300ms and uses the same parameters as those used for the experiment.

### **Material and method**

We programmed the compensated STE (figure 3) on a 1.5T Magnetom Vision (Siemens AG, Erlangen). The parameter values chosen are: equal  $T_D$  of 100ms,  $T_E = 14$ ms and  $T_R = 3000$ ms. More than 2sec were added to the  $T_R$  between the last echo and next repetition to allow for complete relaxation of material with long  $T_1$ .

Two sets of RF pulses are used in the sequence: BIR-4-S2 pulse and *rectangu-*

lar RF pulse. The flip angles used to produce the echoes are:  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$ ,  $\gamma_1 = 16^\circ$ ,  $\gamma_2 = 18^\circ$ ,  $\gamma_3 = 21^\circ$ ,  $\gamma_4 = 25^\circ$ ,  $\gamma_5 = 31^\circ$ ,  $\gamma_6 = 42^\circ$  and  $\gamma_7 = 90^\circ$ . This series is calculated for a *factor* with *constant* = 0.3,  $T_D = 100\text{ms}$  and  $T_1 = 300\text{ms}$ .

We have used a smooth rectangular phantom (50x20x10cm) and a head coil with the major axis along the  $B_0\hat{z}$  main magnetic field and the minor axis normal to the sagittal slice. The phantom is filled with a water solution of  $T_1 \approx 300\text{ms}$  (table 1).

We eliminated from the fit those data sets where the signal to noise ratio of the last point was too low by applying a threshold and we then set the result to zero. The threshold was chosen so that:

$$\text{SNR}_{\text{st}7}(x, y) = \frac{I_{\text{st}7}(x, y)}{\sigma_{\text{st}7}} > 12 \quad (14)$$

To corroborate the simulation of the effect of  $B_1$  over the fitted  $T_1$ , we mapped the  $B_1$  over of the imaged zone. We used a gradient echo sequence with a standard *rectangular* RF pulse on a range of RF powers to produce a serie of images. From those images, we determined for each pixel the relative RF amplitude needed to obtain a true  $180^\circ$  (i.e. to obtain the minimum pixel intensity through the series).

## Results

At figure 4d, we present the sagittal  $B_1$  mapping of the head coil onto our phantom. We see that the  $B_1$  ranges from 0.45 to 1.19. The field of view shown is  $240 \times 240\text{mm}$ .

The results of the simulation are shown in the figure 4c. When we use the *rectangular* RF pulse set, we see that  $T_1$  is largely mis-estimated linearly with a negative slope with regards to  $B_1$ . The  $T_1$  mis-estimation is approximately  $\mp 20\%$  for a relative deviation of  $B_1$  of  $\pm 25\%$ .

At figure 4a and b, we present the two compensated stimulated echo  $T_1$  mapping tests which correspond to the  $B_1$  mapping of figure 4d and corroborate our

simulation shown at figure 4c.

a) BIR-4-S2 RF set, this is the most precise case where the flip angles obtained are independent of  $B_1$ . We see an excellent uniformity across the sagittal slab over the whole head coil area.

The  $T_1$  values vary from 281ms to 330ms at the very limits of the imaged area. At the center of the image, the  $T_1$  value is 302ms with a standard deviation of 5ms.

b) *rectangular* RF set, this is the standard RF setup when no adiabatic or pseudo-adiabatic pulses are available. Other than in the center of the image, where the flip angles are more accurate, the mapping varies considerably because of the sensitivity of the signal intensity to the flip angles.

In this instance, the  $T_1$  values vary from about 253ms to 450ms throughout the mapping area, while the  $T_1$  value is 307ms with a standard deviation of 5ms at the center of the image.

## Discussion

The use of RF pulses which produce precise flip angles, such as a BIR-4-S2 RF pulse, greatly improves the accuracy and uniformity of the  $T_1$  mapping in the compensated stimulated echo sequence. From 50% systematic error on the value of  $T_1$  for the *rectangular* set of RF pulses, the error is reduced to 10% for the BIR-4-S2 set. This is a direct advantage of the BIR-4-S2, which is due to its large insensitivity to  $B_1$  variations.

A disadvantage of using a BIR-4-S2 RF pulse is the lack of slice-selectivity. The BIR-4-S2 is a 3D pulse only while the *rectangular* RF pulse does not have that disadvantage since it could easily be replaced by slice-selective *sinc* pulses.

A second disadvantage of using the BIR-4-S2 is the increase of SAR as compared to the *rectangular* pulse, however, we can usually keep it below the clinical limits.

The introduction of the compensation to the flip angle calculation within the TART basic principle opens this technique to a wider range of possibilities. The main advantage of the compensation is revealed when the SNR becomes too low in the last few measured echoes to be used effectively in the fit procedure. By decreasing the *factor* in the flip angle calculation, the signal intensity produced is higher for the few last echoes, at the cost of lower signal intensity for the first few.

This compensation for the  $T_1$  relaxation does not conserve the total amount of signal from all echoes. For some combination of parameters ( $T_1$  and  $T_D$ ) a *factor* could be found which maximizes the sum of all echo signal to optimize the global SNR and improves the precision of the  $T_1$  fit.

## **Conclusion**

The compensated stimulated echo sequence is a useful and powerful tool in MRI. It offers a reliable, uniform and precise way to determine  $T_1$  of simple compounds, especially when use in combination with the BIR-4-S2 RF pulse.

## **Acknowledgements**

This work is supported by the Département de physique de l'Université de Montréal and the following research funds: Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche, Fond de Recherche en Physique Biomédicale de l'Hôpital Notre-Dame du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal, Fond de recherche en IRM du Centre Hospitalier de l'Université de Montréal.

## References

- [1] J. Frahm, K. D. Merboldt, W. Hänicke, A. Haase. Stimulated Echo Imaging. *J. Magn. Reson.* 1985;64:81-93.
- [2] A. Haase, J. Frahm. Multiple Chemical-Shift-Selective NMR Imaging Using Stimulated Echoes. *J. Magn. Reson.* 1985;64:94-102.
- [3] W. Sattin, T. H. Mareci, K. N. Scott. Exploiting the Stimulated Echo in Nuclear Magnetic Resonance Imaging. I. Method. *J. Magn. Reson.* 1985;64:177-182.
- [4] W. Sattin, T. H. Mareci, K. N. Scott. Exploiting the Stimulated Echo in Nuclear Magnetic Resonance Imaging. II. Applications. *J. Magn. Reson.* 1985;65:298-307.
- [5] A. Haase, J. Frahm. NMR Imaging of Spin-Lattice Relaxation Using Stimulated Echoes. *J. Magn. Reson.* 1985;65:481-490.
- [6] T. H. Mareci, W. Sattin, K. N. Scott, A. Bax. Tip-Angle-Reduced  $T_1$  Imaging. *J. Magn. Reson.* 1986;67:55-65.
- [7] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hänicke, H. Bomsdorf, D. Kunz, R. Tischler. MR imaging Using Stimulated Echoes (STEAM). *Radiology* 1986;160:787-790.
- [8] D. Matthaei, J. Frahm, A. Haase, K. D. Merboldt, W. Hänicke. Multipurpose NMR Imaging Using Stimulated Echoes. *Magn. Reson. Med.* 1986;3:554-561.
- [9] H. Lahrech, A. Briguet, D. Graveron-Demilly, E. Hiltbrand, P. R. Moran. Modified Stimulated Echo Sequence for Elimination of Signals from Stationary Spins in MRI. *Magn. Reson. Med.* 1987;5:196-200.
- [10] A. P. Crawley, R. M. Henkelman. A Comparison of One-Shot and Recovery Methods in  $T_1$  Imaging. *Magn. Reson. Med.* 1988;7:23-34.

- [11] F. Franconi, F. Seguin, C. B. Sonier, A. Le Pape, S. Akoka. *T1* mapping from spin echo and stimulated echoes. *Med. Phys.* 1995;22:1763-1769.
- [12] P. B. Kingsley, R. J. Ogg, R. G. Steen. Phantom Validation Does Not Ensure Accurate *T1* Measurements *In Vivo*. Proc 5<sup>th</sup> ISMRM scientific meeting 1997. Vancouver, Canada p. 2066.
- [13] F. James, M. Roos. "MINUIT, Function Minimization and Error Analysis." CERN Program Library entry D506, CERN, Geneva 1989.
- [14] Particle Data Group: M. Aguilar-Benitez et al. Introduction, section IV.C.2: Unconstrained averaging. *in* "Review of Particle Properties." *Phys. Lett. B* 1988;204:8-9.



Comparison of typical results obtained with the  $T_1$  mapping sequence

$T_1$ mapping	TOMROP- Look-Locker	Compensated stimulated echoes	Inversion recovery
Water solution	$304 \pm 1.4$ ms	$302 \pm 5$ ms	$295.8 \pm 0.2$ ms

Table 1: Comparison of typical results obtained with the  $T_1$  mapping sequence: TOMROP-Look-Locker, compensated stimulated echoes and inversion recovery. All sequences used BIR-4-S2 RF pulses.

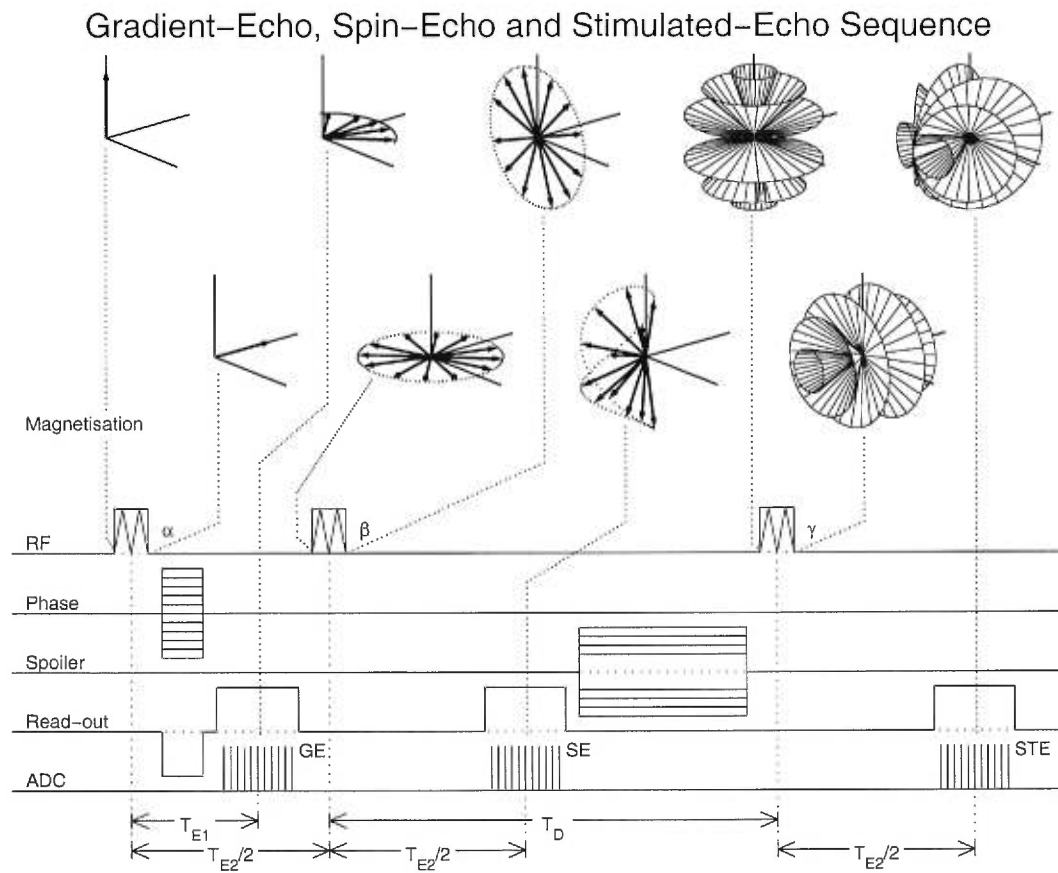


Figure 1: Gradient-echo, spin-echo and stimulated echo sequences in their simplest forms. This simplified sequence accompanies the description, *The simplest stimulated echo sequence*, given in the theory section. The magnetization shown is produced by all  $90^\circ$  flip angles:  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$ .

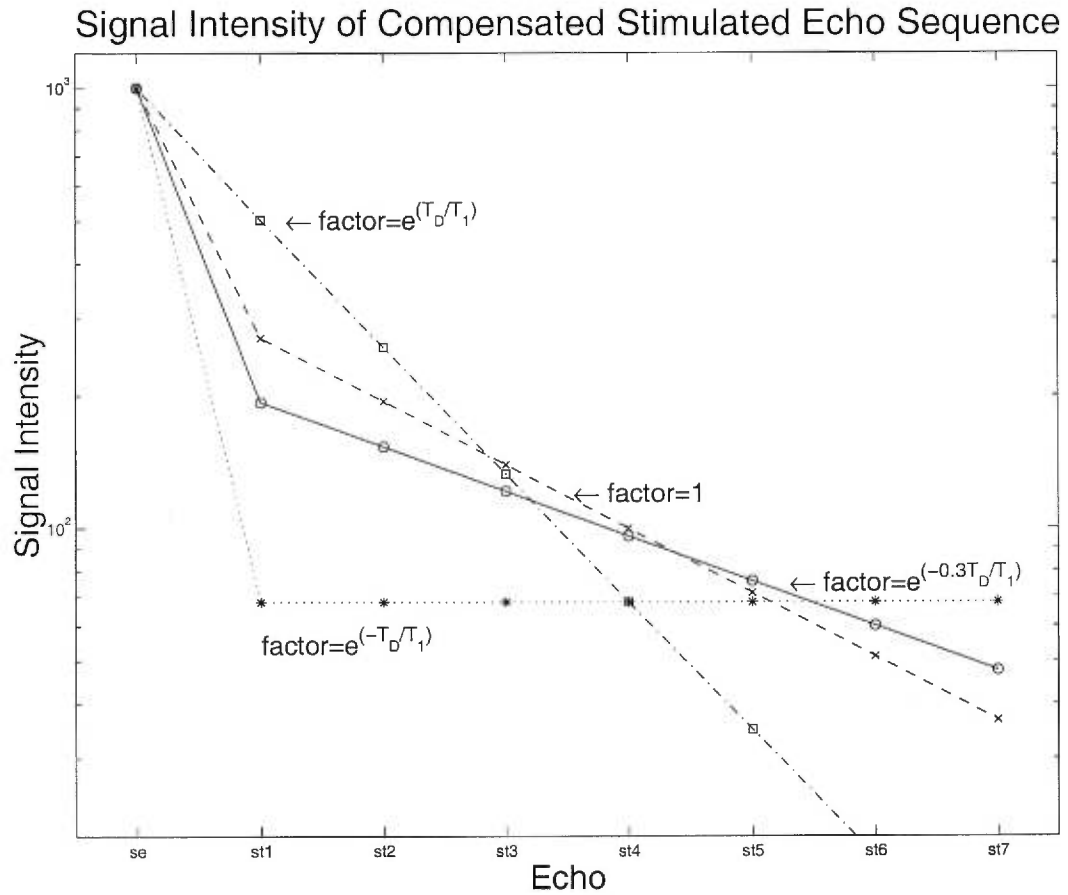


Figure 2: Signal intensity produced by the compensated stimulated echo sequence for  $N=7$  stimulated echoes with different compensation factors.  $factor = 1$  corresponds to no compensation as in the TART principle [6]. The total compensation is shown for the  $factor = e^{-T_D/T_1}$  and the compensation that we have used with  $factor = e^{-0.3T_D/T_1}$ . The simulation parameters are  $T_D = 100\text{ms}$  and  $T_1 = 300\text{ms}$  as in the experiment.

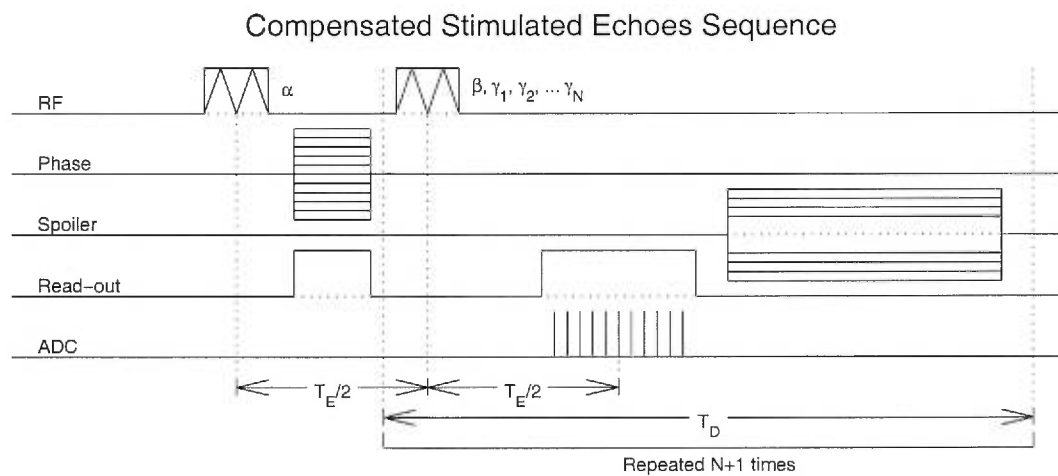


Figure 3: Compensated stimulated echo sequence used to produce the data for the  $T_1$  mapping. We have used  $N=7$  stimulated echoes following a first spin-echo with  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$ ,  $\gamma_1 = 16^\circ$ ,  $\gamma_2 = 18^\circ$ ,  $\gamma_3 = 21^\circ$ ,  $\gamma_4 = 25^\circ$ ,  $\gamma_5 = 31^\circ$ ,  $\gamma_6 = 42^\circ$ ,  $\gamma_7 = 90^\circ$ . This RF set corresponds to  $factor = e^{-0.3T_D/T_1}$ . The timing is  $T_R = 3000\text{ms}$ ,  $T_D = 100\text{ms}$  and  $T_E = 14\text{ms}$ .

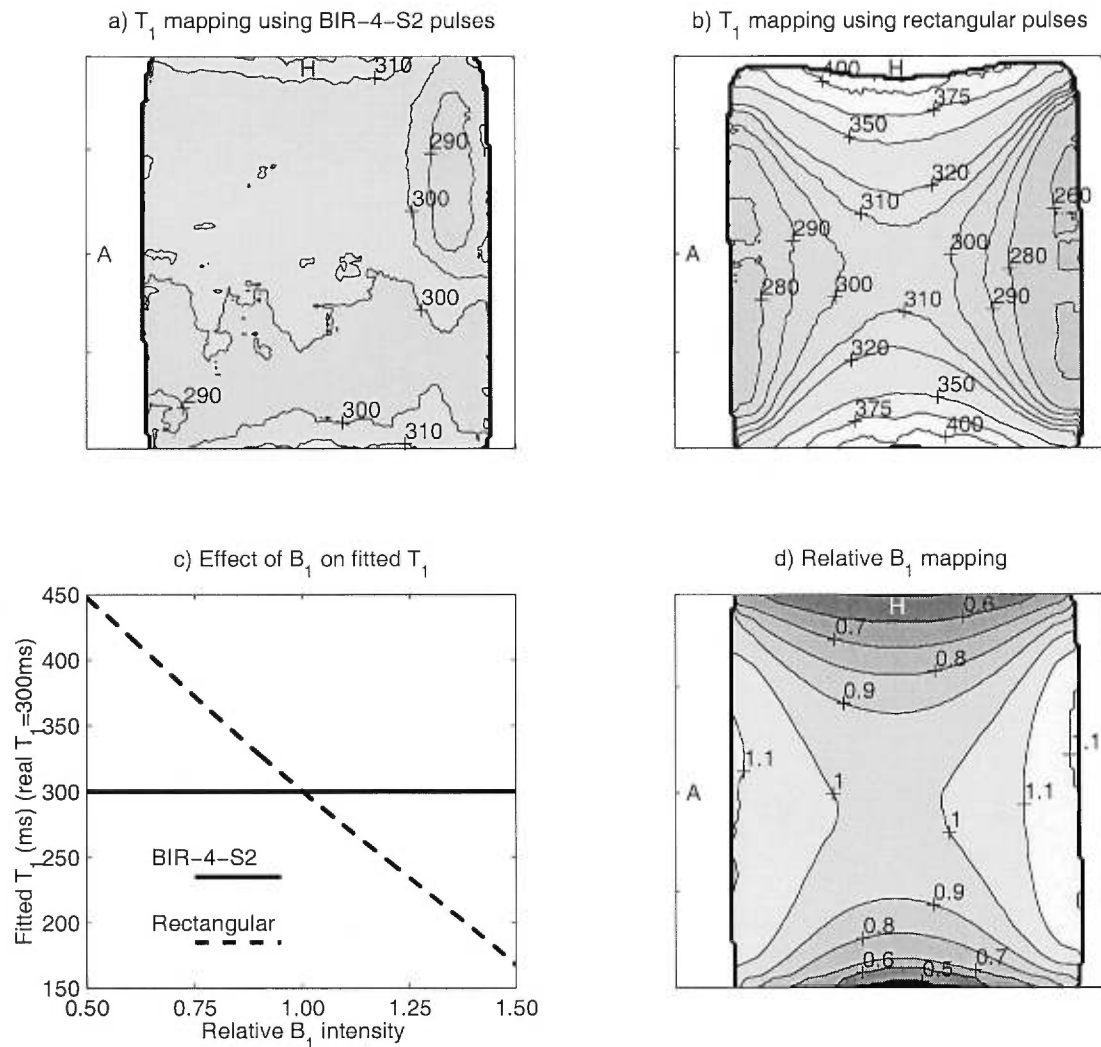


Figure 4: **a)** and **b)** compensated stimulated echo sequence  $T_1$  mapping obtained on a smooth rectangular phantom (50x20x10cm) filled with water solution ( $T_1 \approx 300$ ms). The phantom is placed in a head coil with the major axis along the  $B_0 \hat{z}$  main magnetic field and the minor axis normal to the sagittal slice. The two sets of RF pulses are presented: **a)** BIR-4-S2 RF pulse set, **b)** *rectangular* RF pulse set. **c)** Simulation of the effect of  $B_1$  on the fitted  $T_1$ . The BIR-4-S2 is considered exact and, for the *rectangular* pulse, the flip angle changes linearly with  $B_1$ . The data are simulated following the equations 2 to 5 and fitted with MINUIT [13] to obtain  $T_1$ . The two sets of RF pulses BIR-4-S2 and *rectangular* are shown. The simulated  $T_1$  value is 300ms. **d)**  $B_1$  mapping of the phantom in the head coil. The distribution is relative to the center of the coil and phantom and vary from 0.45 (darkest) to 1.19 (lightest) of relative RF amplitude.

## Conclusion

Le développement du nouveau concept d'excitation RF dans le but de remplacer les AHP a donné d'excellents résultats lors de son utilisation avec le pulse BIR-4. Le BIR-4-S2 possède une plage d'utilisation allant de 0,75 à 1,75 fois la valeur de champ RF de référence  $B_{1ref}$  sur  $360^\circ$ . Dans cette plage, l'écart maximal entre l'angle de basculement demandé et obtenu n'excède pas  $5^\circ$ . Ce qui en fait un pulse très précis dans les situations d'inhomogénéité telles que rencontrées en clinique.

La série BIR-4-S*i* répond aussi aux standards d'usage répété en application clinique. Comparativement au BIR-4 construit à base de AHP, le BIR-4-S1, le plus économique de la série du nouveau concept, ne prend que 3,5% du temps et ne donne que 5% de la dose du SAR calculé pour le BIR-4. Ceci ouvre la porte à un usage clinique régulier aux pulses BIR-4-S*i* ne risquant pas un échauffement dangereux pour les patients.

L'utilisation du BIR-4-S2 dans les séquences de quantification du temps de relaxation  $T_1$  par échos stimulés compensés et Look-Locker a grandement augmenté l'uniformité des cartographies. La figure 11 compare les cartographies  $T_1$  utilisant les pulses RF rectangulaires conventionnels avec les cartographies utilisant le nouveau pulse BIR-4-S2. Des erreurs systématiques observées de plus de 50% sur les valeurs de  $T_1$  lors de l'utilisation de pulses RF rectangulaires, nous sommes passés à moins de 10% d'erreur maximale pour la séquence d'échos stimulés compensés et à moins de 5% pour la séquence Look-Locker avec l'utilisation du pulse BIR-4-S2. Ce qui démontre sa grande précision.

La compensation apportée à la séquence d'échos stimulés a été suffisante pour les résultats obtenus avec l'utilisation du pulse BIR-4-S2 mais aurait pu être plus grande pour ceux produits à l'aide du pulse rectangulaire. Ceci est mis en évidence dans la figure 11c par l'absence de résultats au niveau de la limite supérieure de la carte  $T_1$ . Le signal du dernier écho de la séquence ayant une intensité trop faible, étant affecté par le défaut du champ RF et la sensibilité de l'antenne à cet endroit, la série de mesures pour ces pixels a été rejetée par nos coupures du processus d'ajustement de  $T_1$ . Si le choix d'une plus grande compensation à la relaxation  $T_1$  avait été fait, la cartographie aurait été complète mais au prix d'une erreur statistique plus grande en raison d'un signal total plus faible. Ce qui n'a pas été jugé utile dans ce cas.

La compensation ouvre la porte à une plus grande flexibilité de la séquence d'échos stimulés. Elle permet d'adapter la production du signal des échos stimulés aux besoins rencontrés cliniquement ou en recherche.

Nous avons pu améliorer grandement la qualité des cartographies  $T_1$  grâce à l'introduction de la compensation et du nouveau concept d'excitation RF dans les séquences d'échos stimulés et Look-Locker. Une suite à ce projet pourrait consister à rendre sélectifs en coupe les pulses RF modifiés par notre nouveau concept. Ceci donnerait à la résonance magnétique un outil au pouvoir sans égal, pouvant remplacer tous les pulses RF actuels.

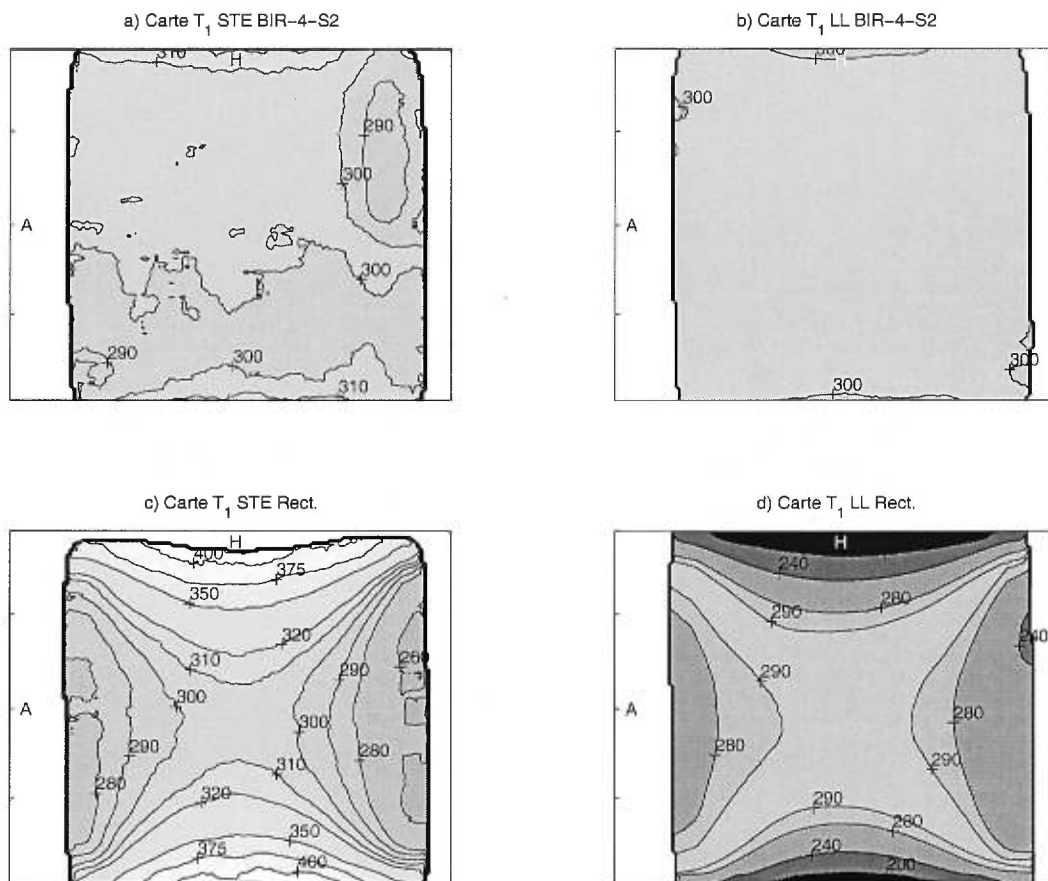


Figure 11. Les graphiques a) à d) représentent une coupe sagittale de cartographies  $T_1$  d'un mannequin rectangulaire rempli d'une solution aqueuse ayant un  $T_1$  d'environ 300ms. Des pulses RF BIR-4-S2 sont utilisés dans les séquences a) d'échos stimulés compensés et b) TOMROP-Look-Locker, et des pulses RF rectangulaires conventionnels dans les cas c) d'échos stimulés compensés et d) TOMROP-Look-Locker.



## Références

- [1] F. Bloch, W. W. Hansen, M. Packard. Nuclear Induction. *Phys. Rev.* **69**, 127 (1946)
- [2] E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound. Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid. *Phys. Rev.* **69**, 37-38 (1946)
- [3] F. Bloch. Nuclear Induction. *Phys. Rev.* **70**, 460-474 (1946)
- [4] M. L. Martin, G. J. Martin, J.-J. Delpuech. Practical NMR spectroscopy. Heyden, 1980.
- [5] S. Webb. The Physics of Medical Imaging. Medical Science Series, 1988.
- [6] P. Sprawls. Physical Principles of Medical Imaging. Aspen Publishers, 1993.
- [7] E. Johns, J. R. Cunningham. The Physics of Radiology. C. C. Thomas, 1983.
- [8] D. D. Stark, W. G. Bradley, jr. Magnetic Resonance Imaging. Seconde édition, volume un et deux. Édité par A. S. Patterson, Mosby-Year Book, St-Louis, USA 1992.
- [9] A. Alaux. L'image par résonance magnétique. Sauramps médical, Montpellier, France 1994.
- [10] F. Reif. Fundamentals of statistical and thermal physics. McGraw-Hill Publishing Compagny, 1965.
- [11] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound. Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption. *Phys. Rev.* **73**, 679-712 (1948)

- [12] Siemens Aktiengesellschaft. Technique Médicale, Données, Formules, Définitions, édition 1988/89.
- [13] A. Abragam. Sous-section II.E.(c) The adiabatic theorem, adiabatic passage de The principles of nuclear magnetism. Édité par N.F. Mott, E.C. Bullard, D.H. Wilkinson, Oxford at the Clarendon Press, Londres, 1961:34-36.
- [14] C.P. Slichter. Section 2.4: Effect of Alternating Magnetic Fields de Principles of Magnetic Resonance. 3<sup>ième</sup> édition, édité par P. Fulde, Springer-Verlag, New York, 1989:20-25.
- [15] M. Garwood, Y. Ke. Symmetric Pulses to Induce Arbitrary Flip Angles with Compensation for RF Inhomogeneity and Resonance Offsets. *J. Magn. Reson.* **94**, 511-525 (1991)
- [16] R.A. de Graaf, Y. Luo, M. Terpstra, H. Merkle, M. Garwood. A New Localization Method Using an Adiabatic Pulse, BIR-4. *J. Magn. Reson., Series B* **106**, 245-252 (1995)
- [17] R.A. de Graaf, K. Nicolay. Adiabatic rf Pulses: Applications to *In Vivo* NMR. *Concepts Magn. Reson.* **9**, 247-268 (1997)
- [18] R. Mezrich. A Perspective on K-Space. *Radiology* **195**, 297-315 (1995)
- [19] P. A. Wielopolski, R. R. Edelman. Echo Planar Imaging. *Electromedica* **63**, 18-25 (1995)
- [20] D. L. Parker, G. T. Gullberg. Signal-to-noise efficiency in magnetic resonance imaging. *Med. Phys.* **17**, 250-257 (1990)
- [21] Siemens Aktiengesellschaft, Medical Engineering Group - Erlangen, Magnetom Vision, whole Body MR System, dépliant publicitaire.
- [22] Picker Product Data, PQ 5000 & PQ 5000V; CT Imaging System, dépliant publicitaire, 1995.

- [23] J. Frahm, K.D. Merboldt, W. Hänicke, A. Haase. Stimulated Echo Imaging. *J. Magn. Reson.* **64**, 81-93 (1985)
- [24] A. Haase, J. Frahm. Multiple Chemical-Shift-Selective NMR Imaging Using Stimulated Echoes. *J. Magn. Reson.* **64**, 94-102 (1985)
- [25] W. Sattin, T.H. Mareci, K.N. Scott. Exploiting the Stimulated Echo in Nuclear Magnetic Resonance Imaging. I. Method. *J. Magn. Reson.* **64**, 177-182 (1985)
- [26] W. Sattin, T.H. Mareci, K.N. Scott. Exploiting the Stimulated Echo in Nuclear Magnetic Resonance Imaging. II. Applications. *J. Magn. Reson.* **65**, 298-307 (1985)
- [27] A. Haase, J. Frahm. NMR Imaging of Spin-Lattice Relaxation Using Stimulated Echoes. *J. Magn. Reson.* **65**, 481-490 (1985)
- [28] T.H. Mareci, W. Sattin, K.N. Scott, A. Bax. Tip-Angle-Reduced  $T_1$  Imaging. *J. Magn. Reson.* **67**, 55-65 (1986)
- [29] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hänicke, H. Bomsdorf, D. Kunz, R. Tischler. MR imaging Using Stimulated Echoes (STEAM). *Radiology* **160**, 787-790 (1986)
- [30] D. Matthaei, J. Frahm, A. Haase, K.D. Merboldt, W. Hänicke. Multipurpose NMR Imaging Using Stimulated Echoes. *Magn. Reson. Med.* **3**, 554-561 (1986)
- [31] H. Lahrech, A. Briguet, D. Graveron-Demilly, E. Hiltbrand, P.R. Moran. Modified Stimulated Echo Sequence for Elimination of Signals from Stationary Spins in MRI. *Magn. Reson. Med.* **5**, 196-200 (1987)
- [32] F. Franconi, F. Seguin, C.B. Sonier, A. Le Pape, S. Akoka.  $T_1$  mapping from spin echo and stimulated echoes. *Med. Phys.* **22**, 1763-1769 (1995)

- [33] A.P. Crawley, R.M. Henkelman. A Comparison of One-Shot and Recovery Methods in T<sub>1</sub> Imaging. *Magn. Reson. Med.* **7**, 23-34 (1988)
- [34] D.C. Look, D.R. Locker. Time Saving in Measurement of NMR and EPR Relaxation Times. *Rev. Sci. Instrum.* **41**, 250-251 (1970)
- [35] R. Graumann, H. Barfuß, H. Fischer, D. Hentschel, A. Oppelt. TOMROP: a sequence for determining the longitudinal relaxation time  $T_1$  in magnetic resonance tomography. *Electromedica* **55**, 67-72 (1987)
- [36] W.H. Hinson, W.T. Sobol. A new method of computing spin-lattice relaxation maps in magnetic resonance imaging using fast scanning protocols. *Med. Phys.* **15**, 551-561 (1988)
- [37] I. Kay, R.M. Henkelman. Practical Implementation and Optimization of One-Shot  $T_1$  Imaging. *Magn. Reson. Med.* **22**, 414-424 (1991)
- [38] P.A. Gowland, M.O. Leach. Fast and Accurate Measurements of  $T_1$  Using a Multi-readout Single Inversion-Recovery Sequence. *Magn. Reson. Med.* **26**, 79-88 (1992)
- [39] Y.T. Zhang, H.N. Yeung, P.L. Carson, J.H. Ellis. Experimental Analysis of  $T_1$  Imaging with a Single-Scan, Multiple-Point, Inversion-Recovery Technique. *Magn. Reson. Med.* **25**, 337-343 (1992)
- [40] P. Gowland, P. Mansfield. Accurate Measurement of  $T_1$  *in Vivo* in Less Than 3 Seconds Using Echo-Planar Imaging. *Magn. Reson. Med.* **30**, 351-354 (1993)
- [41] P. Jezard, S. Duewell, R.S. Balaban. MR Relaxation Times in Human Brain: Measurement at 4T. *Radiology* **199**, 773-779 (1996)
- [42] E.R. Niendorf, G.E. Santyr, P.C. Brazy, T.M. Grist. Measurement of Gd-DTPA Dialysis Clearance Rates by Using a Look-Locker Imaging Technique. *Magn. Reson. Med.* **36**, 571-578 (1996)

- [43] B.K. Rutt, E. Henderson, T.-Y. Lee. Quantitative Tracer Kinetic Studies of Breast Cancer: Accurate and Rapid 3D Initial T1 Mapping. *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 2081.
- [44] D.L. Parker, B.A. Christian, K.C. Goodrich, A.L. Alexander, H.R. Buswell, C. Yoon. Improved Accuracy in  $T_1$  Measurements. *Compte-rendu de la 6<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1998*. Sydney, Australie p. 2171.
- [45] P.B. Kingsley, R.J. Ogg, R.G. Steen. Phantom Validation Does Not Ensure Accurate T1 Measurements *In Vivo*. *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 2066.
- [46] F. James, M. Roos. "MINUIT, Function Minimization and Error Analysis." CERN Program Library entry D506, CERN, Genève 1989.
- [47] Particle Data Group: M. Aguilar-Benitez et al. Introduction, section IV.C.2: Unconstrained averaging, de Review of Particle Properties. *Phys. Lett. B* **204**, 8-9 (1988)
- [48] D.G. Norris, A. Haase. Variable Excitation Angle AFP Pulses. *Magn. Reson. Med.* **9**, 435-440 (1989)
- [49] D. Rosenfeld, Y. Zur. A New Adiabatic Inversion Pulse. *Magn. Reson. Med.* **36**, 124-136 (1996)
- [50] D. Rosenfeld, S.L. Panfil, Y. Zur. Design of Adiabatic Pulses for Fat-Suppression Using Analytic Solutions of the Bloch Equation. *Magn. Reson. Med.* **37**, 793-801 (1997)
- [51] D. Rosenfeld, Y. Zur. Design of Adiabatic Selective Pulses Using Optimal Control Theory. *Magn. Reson. Med.* **36**, 401-409 (1996)

- [52] M.R. Bendall, M. Garwood, K. Uğurbil, D.T. Pegg. Adiabatic Refocusing Pulse Which Compensates for Variable rf Power and Off-Resonance Effects. *Magn. Reson. Med.* **4**, 493-499 (1987)
- [53] R.A. de Graaf, K. Nicolay, M. Garwood. Single-Shot,  $B_1$ -Insensitive Slice Selection With a Gradient-Modulated Adiabatic Pulse, BISS-8. *Magn. Reson. Med.* **35**, 652-657 (1996)
- [54] G.S. Payne, M.O. Leach. Implementation and Evaluation of Frequency Offset Corrected Inversion (FOCI) Pulses on a Clinical MR System. *Magn. Reson. Med.* **38**, 828-833 (1997)
- [55] T.E. Skinner, P.-M.L. Robitaille. General Solutions for Tailored Modulation Profiles in Adiabatic Excitation. *J. Magn. Reson.* **98**, 14-23 (1992)
- [56] Ě. Kupče, R. Freeman. Optimized Adiabatic Pulses for Wideband Spin Inversion. *J. Magn. Reson., Series A* **118**, 299-303 (1996)
- [57] J.F. Shen, J.K. Saunders. Analytically Optimized Frequency-Modulation Functions for Adiabatic Pulses. *J. Magn. Reson.* **95**, 356-367 (1991)
- [58] G. Town, D. Rosenfeld. Analytic Solutions to Adiabatic Pulse Modulation Functions Optimized for Inhomogeneous  $B_1$  Fields. *J. Magn. Reson.* **89**, 170-175 (1990)
- [59] A.J. Johnson, M. Garwood, K. Uğurbil. Slice Selection with Gradient-Modulated Adiabatic Excitation Despite the Presence of Large  $B_1$  Inhomogeneities. *J. Magn. Reson.* **81**, 653-660 (1989)
- [60] A. Tannús, M. Garwood. Improved Performance of Frequency-Swept Pulses Using Offset-Independent Adiabaticity. *J. Magn. Reson., Series A* **120**, 133-137 (1996)

- [61] J. Machann, F. Schick, O. Lutz, C.D. Claussen. Characteristics of Adiabatic Full Passage Pulses. *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 1545.
- [62] J. Shen. Optimization of Modulation Functions of Adiabatic Pulses Using Simulated Annealing. *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 1546.
- [63] E.W. Hsu, S.B. Reeder, J.R. MacFall. A Four-Segment, Single-Shot Gradient-Modulated Slice-Selective Adiabatic Pulse (SLAB-4). *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 1542.
- [64] G.S. Payne, M.O. Leach. Implementation and Evaluation of Frequency Offset Corrected Inversion (FOCI) Pulses on a Commercial MR System. *Compte-rendu de la 5<sup>ième</sup> assemblée scientifique annuelle de l'ISMRM 1997*. Vancouver, Canada p. 1544.