

2M11-2635.6

Université de Montréal

La mesure des coefficients de diffusion en imagerie
par résonance magnétique

par

JEAN THÉBERGE

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences
en physique

mai 1998

©Jean Théberge, 1998



9 28 30 11 1998

QC

3

U54

1998

V.014

Université de Montréal

La mesure des coefficients de diffusion en résonance magnétique

JEAN THÉBERGE

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des arts et des sciences

en vue de l'obtention du grade de

maîtrise en physique

par

1998

1998



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

**La mesure des coefficients de diffusion en imagerie
par résonance magnétique**

présenté par :

JEAN THÉBERGE

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Président-rapporteur	Alain Vincent
Membre du jury	Michel Lafleur
Directeur de recherche	Gilles Beaudoin

Mémoire accepté le : 25 Août 1998

SOMMAIRE

Réalisant l'utilité des séquences d'imagerie par résonance magnétique sensibilisées à la diffusion ainsi que l'intérêt grandissant pour de telles mesures et voyant du même coup la possibilité d'applications nouvelles, nous avons conçu le projet de développer une séquence rapide permettant d'obtenir une mesure du coefficient de diffusion apparent, en vue de l'appliquer à l'évaluation de la viabilité d'un greffon rénal. Une formation complète dans le domaine de l'imagerie par résonance magnétique s'en suivit afin de bien saisir tous les aspects de cette modalité d'imagerie complexe. On retrouve dans ce mémoire une description des principes de base de l'imagerie par résonance magnétique et les notions relatives à la production et à la reconstruction d'une image. Ceci est suivi par les détails de l'implantation d'une séquence, une description brève de l'appareillage ainsi que la théorie derrière la sensibilisation d'une séquence à la diffusion et la mesure des coefficients de diffusion. La méthode d'évaluation des greffons rénaux consiste à faire une mesure de plusieurs propriétés de ceux-ci et d'évaluer leur évolution en fonction du temps écoulé depuis le prélèvement. Il faut donc prendre une série de mesures en un temps court par rapport au rythme de variation de la condition du rein. La partie du temps allouée aux mesures de diffusion est donc restreinte au départ et de plus, l'obtention d'une carte de coefficient de diffusion nécessite l'acquisition de plusieurs images. Ceci laisse peu de temps pour l'acquisition d'images individuelles d'où l'attention particulière portée aux séquences rapides. Une application future sur l'évaluation de greffons in vivo renforce le choix d'une séquence rapide. Car, afin de minimiser les artefacts de mouvements, l'acquisition doit être complétée pendant le temps relativement court où un patient retient sa respiration. Les expérimentations relatives au projet seront débutées à l'été 1998. Le chapitre traitant des applications du présent mémoire consiste donc à l'évaluation de la capacité de la séquence à mesurer le coefficient de diffusion de substances connues et de les comparer aux valeurs généralement admises.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE	III
TABLE DES MATIÈRES	IV
LISTE DES TABLEAUX	VII
LISTE DES FIGURES	VIII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	X
CHAPITRE 1	1
INTRODUCTION	1
Historique.....	1
Du contraste.....	2
Le projet.....	3
CHAPITRE 2	4
NOTIONS ET PRINCIPES DE BASE	4
Quelques moments pour une particule et un champ magnétique.....	4
Mélanger le tout en utilisant une onde radiofréquence.....	7
Une pincée d'équations de Bloch.....	10
Placez dans un Référentiel tournant.....	11
Prendre une mesure de la magnétisation.....	16
Laisser Relaxer.....	18
Attendre l'écho de spins.....	23
CHAPITRE 3	26
PRODUIRE UNE IMAGE	26
Les gradients de champs magnétiques.....	26
Encodage de fréquence et signal.....	29
Sélection d'une tranche.....	33
Encodage de phase.....	35
Séquence simple : écho de spins.....	38
Encore du contraste.....	40
Durée d'une séquence.....	43
Saturations et préparations.....	44
Constitution générale d'un appareil de résonance magnétique.....	46
CHAPITRE 4	52

L'ESPACE DE FOURIER	52
Reconstruction d'une image	52
FOV	53
Résolution	54
Aliasing	55
Phénomène de Gibbs	56
Histoire de tapis	57
Remplissage de l'espace de Fourier : lien avec les schémas de séquences	58
CHAPITRE 5	61
IMAGERIE RAPIDE	61
Introduction	61
Séquence HASTE	63
Séquence EPI	65
CHAPITRE 6	68
LA DIFFUSION	68
Introduction	68
Principe de sensibilisation d'une séquence à la diffusion	69
Calcul approximatif des b	70
Calcul analytique des b	72
Calcul des cartes de coefficients de diffusion apparents (<i>ADC maps</i>)	76
CHAPITRE 7	78
IMPLÉMENTATION D'UNE SÉQUENCE	78
Introduction	78
Diagramme temporel	78
Structures de contrôle	80
Pulses RF	81
Gradients	82
Macros et reconstruction	84
Compilation	84
Les fantômes	85
CHAPITRE 8	86
APPLICATION	86
Motivations	86
Méthode	87
Résultats	94
Discussion	99
CHAPITRE 9	102
CONCLUSION	102

INDEX	VI CIV
BIBLIOGRAPHIE	CV
ANNEXE 1	CVIII
Le principe de réciprocité	CVIII
ANNEXE 2	CX
Exemple de calcul analytique des b.....	CX
ANNEXE 3	CXIII
La régression linéaire	CXIII
REMERCIEMENTS	CXV

LISTE DES TABLEAUX

<i>Numéro</i>	<i>Page</i>
Tableau 1 : Caractéristiques des substances de l'exemple.....	42
Tableau 2 : Comparaison des valeurs mesurées et publiées.....	100
Tableau 3 : Correspondances de notations.....	CXI
Tableau 4 : Définitions pour la conversion vers la notation de Le Bihan.....	CXI

LISTE DES FIGURES

<i>Numéro</i>	<i>Page</i>
Fig. 2.1 : Schéma représentant les deux états possibles d'un spin d'hydrogène	5
Fig. 2.2 : Formation de la magnétisation macroscopique.....	6
Fig. 2.3 : Oscillation de la composante magnétique pour un pulse RF polarisé linéairement.....	8
Fig. 2.4 : Décomposition en la somme de deux vecteurs tournant en sens opposés	9
Fig. 2.5 : Comportement de la magnétisation tel que vu dans le référentiel du laboratoire	11
Fig. 2.6 : Comportement de la magnétisation tel que vu dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor.....	11
Fig. 2.7 : Conditions simplifiées pour la prise de mesures.	17
Fig. 2.8 : Couplage dipôle-dipôle dans une molécule d'eau.....	19
Fig. 2.9 : Décroissance exponentielle de la magnétisation transverse.....	20
Fig. 2.10 : Distribution des fréquences disponibles pour la relaxation	22
Fig. 2.11 : Formation d'un echo de spins.	24
Fig. 2.12 : Intensité du signal lors d'un écho de spins.	25
Fig. 3.1 : Gradient de champ magnétique s'additionnant au champ principal.	26
Fig. 3.2 : Exemple d'un schéma de séquence	27
Fig. 3.3 : État des spins après le pulse RF de 90°	28
Fig. 3.4 : Effet d'un gradient selon X	28
Fig. 3.5 : Deux éléments de volumes aux positions x_1 et x_2	30
Fig. 3.6 : Battement entre les signaux	31
Fig. 3.7 : Disposition du bocal de l'exemple	32
Fig. 3.8 : Tracé de la transformée de Fourier de la projection du bocal.....	32
Fig. 3.9 : Relation entre largeur de bande $\Delta\omega$ et épaisseur de tranche Δz	34
Fig. 3.10 : Profil de tranche pour un pulse tronqué	35
Fig. 3.11 : Spins après l'application d'un gradient en Y	37
Fig. 3.12 : Partie imaginaire seulement : indétermination	38
Fig. 3.13 : Partie réelle seulement : indétermination.....	38
Fig. 3.14 : Combinaison de la partie réelle et imaginaire : l'indétermination est levée	38
Fig. 3.15 : Séquence d'écho de spins	39
Fig. 3.16 : M_z (relaxation T_1) et Signal (relaxation T_2).....	41
Fig. 3.17 : Phénoménologie du contraste, Signal en fonction de TR et TE pour deux substances différentes	42
Fig. 3.18 : Excitation sélective du gras.....	45
Fig. 3.19 : Saturation sélective du gras.....	46
Fig. 3.20 : Représentation d'un appareil de résonance magnétique à champ élevé	48
Fig. 3.21 : Position des boucles et lignes de champs.....	48
Fig. 3.22 : Configuration ouverte, position des bobines résistives ou de l'aimant	

permanent.....	49
Fig. 3.23 : Champ produit par une paire de Maxwell	50
Fig. 3.24 : Bobinage de Golay pour les gradients en X et Y.....	51
Fig. 4.1 : Exemple d'une onde plane	52
Fig. 4.2 : Échantillonnage de l'espace de Fourier	53
Fig. 4.3 : Effet d'une fréquence d'échantillonnage trop faible.....	55
Fig. 4.4 : Exemple de retournement de spectre	56
Fig. 4.5 : Illustration du phénomène de Gibbs.....	57
Fig. 4.6 : Configuraiton des spins après l'application de gradients en X et en Y	58
Fig. 4.7 : Schéma d'une séquence d'écho de gradients.....	59
Fig. 5.1 : Schéma de la séquence HASTE.....	64
Fig. 5.2 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (HASTE)	64
Fig. 5.3 : Schéma de la séquence EPI (1 ^{ère} version)	66
Fig. 5.4 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-1).....	66
Fig. 5.5 : Schéma de la séquence EPI (2 ^e version)	67
Fig. 5.6 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-2).....	66
Fig. 5.7 : Schéma de la séquence EPI (3 ^e version)	67
Fig. 5.8 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-3).....	67
Fig. 6.1 : Schéma de la séquence test pour le calcul analytique de b.....	75
Fig. 7.1 : Extrait d'un diagramme temporel (boucle d'acquisition)	79
Fig. 7.2 : Schéma du gradient trapézoïdal.....	82
Fig. 8.1 : Sensibilisation à la diffusion (1 ^{ère} section)	89
Fig. 8.2 : Vers l'état d'équilibre (3 ^e section).....	91
Fig. 8.3 : Boucle d'acquisition (4 ^e section)	91
Fig. 8.4 : Fantôme d'eau traitée par osmose inverse pour neufs valeurs croissantes de b.....	93
Fig. 8.5 : Fantômes d'acétone et solution Siemens.....	93
Fig. 8.6 : Intensité, D et R en fonction de l'angle α	95
Fig. 8.7 : Atténuation du signal en fonction de b.....	96
Fig. 8.8 : Régression linéaire pour une seul valeur d'alpha	97
Fig. 8.9 : Régression se rapportant à l'atténuation du signal de l'eau traitée par osmose inverse.....	98
Fig. 8.10 : Régression se rapportant au signal de l'acétone.....	99
Fig. 8.11 : Tracé de la variation du coefficient de diffusion de l'eau en fonction de la température.....	100

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

ADC	Convertisseur analogue-numérique.
B₀	Champ magnétique principal.
IRM	Imagerie par résonance magnétique.
M	Magnétisation macroscopique d'un voxel.
Hz	Hertz, un cycle par seconde.
H	Henry, unité d'inductance électrique définie comme l'inductance d'un circuit fermé pour lequel une variation uniforme de courant au taux de 1A/sec produit une force électromotrice de 1V. ($1H = 1m^2.kg.s^{-2}.A^{-2}$)
T	Tesla unité de mesure de l'intensité du champ magnétique, 1Tesla = 10000 gauss. Champ magnétique terrestre à la surface $\approx 0,5$ gauss.
T₁	Temps de relaxation longitudinal.
T₂	Temps de relaxation transversal.
TE	Temps d'écho. Temps séparant le pulse d'excitation et l'intensité maximale de l'écho.
TR	Temps de répétition. Temps séparant deux pulses d'excitation.
2D	À deux dimensions (ou bidimensionnel).
3D	À trois dimensions (ou tridimensionnel).

Chapitre 1

INTRODUCTION

Historique

Bien que les premiers balbutiements de l'imagerie par résonance magnétique ne soient pas très loin derrière nous, ses origines dans le domaine de la physique remontent au début du vingtième siècle. On dit habituellement que la résonance magnétique nucléaire (RMN) a été découverte indépendamment par Félix Bloch de Stanford et monsieur Edward Purcell d'Harvard qui, en 1946, firent des expériences permettant de mesurer les moments magnétiques de divers noyaux atomiques. Cette découverte leur fit d'ailleurs partager le prix Nobel de physique de 1952. La théorie concernant la résonance magnétique nucléaire était donc établie longtemps avant que l'on ne l'utilise dans le but de faire l'imagerie d'être vivant. Le concept de spin ou moment magnétique d'une particule a été introduit au cours des événements marquant le début de la mécanique quantique, soit dans les premières décennies de ce siècle (20^e). Cette propriété des particules constituant le noyau des atomes est essentielle au phénomène de résonance magnétique. Si ce n'eut été que des résultats de Bloch et Purcell, on ne parlerait probablement pas aujourd'hui d'imagerie par résonance magnétique. La découverte des déplacements chimiques (*chemical shift*), i.e. la faible mais caractéristique variation de la fréquence de résonance d'un certain type de noyaux en fonction du milieu environnant, permit à la résonance magnétique de devenir un des plus puissants instruments d'analyses chimiques et biochimiques non-destructives. Les premiers signaux de résonance magnétique provenant d'un être vivant furent acquis par Jasper Jackson en 1967. À cela suivirent des travaux étudiant l'effet des champs magnétiques non

uniformes sur le signal de résonance magnétique et de là, au début des années 1970, furent produites les premières images 2D d'un échantillon à partir d'un signal MR.

Peu de temps après, des images de petits être vivants étaient publiées et des progrès extrêmement rapides dans le domaine s'en suivirent. À la fin des années 70, des images de sujets humains ont été publiées et les recherches se poursuivent encore aujourd'hui afin d'améliorer ou de mieux exploiter cette modalité d'imagerie qui a encore beaucoup à offrir.

Du contraste

Dans le cas de la radiographie ou de la tomodensitométrie (*CT scan*), la source du contraste est l'atténuation relative des rayons X incidents en fonction de la position. Si l'objet est très dense, par exemple un os, les rayons X sont presque tous absorbés dans cette structure et le film placé derrière ne sera pas noircit par la métallisation d'un atome d'argent de l'émulsion du film. Par contre dans la région immédiatement adjacente se trouve généralement des tissus plus mous qui laisseront traverser les rayons X plus facilement formant donc un contour noircit autour de l'os. Cette différence dans le noircissement du film est directement reliée aux coefficients d'atténuation des structures rencontrées le long de la trajectoire des rayons X. Cette radiation ionisante présente malheureusement un danger inhérent pour les cellules vivantes provenant de la dissociation de ses molécules complexes (ADN, protéines) pouvant être induite. Ces rayonnements doivent donc être utilisés avec modération.

En IRM, la source du contraste est tout autre. Quoique cette modalité fasse partie de la radiologie, le type de radiation utilisé est bien différent. Ici, on ne se sert pas de radiation ionisante tels les rayons X ou gamma. Mais cette fois on se tourne plutôt vers l'autre bout du spectre électromagnétique et l'on choisit une radiation possédant un taux intéressant d'absorption par les tissus humains et ne posant pas les problèmes d'ionisation mentionnés plus haut. Il s'agit d'ondes radio et, plus particulièrement, d'ondes ayant la fréquence de résonance des protons de l'eau, soit 63,86 MHz dans le cas

d'un champ magnétique ambiant de 1,5 Tesla. Comme nous le verrons plus tard, les sources les plus naturelles de contraste en IRM sont les temps de relaxation T_1 et T_2 . Certaines études ont démontré que ces deux propriétés subissent des modifications en présence d'une pathologie, d'où l'utilité de l'imagerie par résonance magnétique dans la radiologie diagnostique .

Le projet

Réalisant l'utilité des séquences d'imagerie par résonance magnétique sensibilisées à la diffusion ainsi que l'intérêt grandissant pour de telles mesures et voyant du même coup la possibilité d'applications nouvelles, nous avons conçu le projet de développer une séquence rapide permettant d'obtenir une mesure du coefficient de diffusion apparent, en vue de l'appliquer à l'évaluation de la viabilité d'un greffon rénal.

Pour ce faire, un apprentissage en profondeur de la résonance magnétique et des principes de l'imagerie a été nécessaire. J'ai procédé à une revue des principes de bases de cette modalité et des méthodes générales d'acquisition d'images. J'ai aussi effectué une étude particulière des aspects relatifs à la mesure des coefficients de diffusion ainsi qu'à l'imagerie rapide. Un peu de mon temps fut employé à la compréhension du calcul des facteurs b , ce qui a permis l'inclusion d'expressions analytiques pour b dans l'algorithme de calcul des coefficients de diffusion. J'ai consacré une grande partie de mon temps au développement de la séquence afin d'obtenir des images de qualité raisonnable en un temps d'acquisition relativement court. J'ai sensibilisé plusieurs types de séquences rapides à la diffusion et passées celles-ci au banc d'essai afin de m'assurer d'abord de la qualité des images obtenues et par la suite de l'exactitude des coefficients de diffusion résultant. Une fois la séquence choisie, j'ai validé les valeurs obtenues avec celles trouvées dans la littérature pour deux substances. Cette séquence hybride entre le type HASTE et le type RARE permettait pour la première fois à l'Hôpital Notre-Dame, de combiner qualité d'image, rapidité et mesures quantitatives des coefficients de diffusion, cela en une seule opération.

NOTIONS ET PRINCIPES DE BASE

Quelques moments pour une particule et un champ magnétique

En présence d'un champ magnétique, les particules possédant un moment magnétique non nul entrent dans un mouvement dit de précession ayant une fréquence bien déterminée, ce qui est à la base de la technique d'IRM. Les noyaux atomiques sont formés de plusieurs particules appelées protons et neutrons, ces derniers ont tous deux un spin $I=1/2$. Si l'on considère le noyau comme une particule indissociable alors lui aussi possède un spin, mais si le nombre de protons et le nombre de neutrons qui le compose est pair, alors le spin total sera nul. Ce qui signifie que l'on ne peut rien espérer du phosphore P^{32} ou du carbone C^{12} par exemple, il faut plutôt chercher des atomes d'autres isotopes de ces éléments, disons P^{31} et C^{13} . Le spin d'un noyau peut être entier (H^2 et N^{14}) ou demi-entier (H^1 , C^{13} , P^{31} , Na^{23}) et lorsque celui-ci est en présence d'un champ magnétique il peut prendre $2I+1$ orientations différentes. Dans le cas de l'hydrogène H^1 ($I=1/2$), il n'y a que deux orientations possibles représentées par le nombre quantique m qui ici peut prendre les valeurs $+1$ ou -1 indiquant respectivement les orientations parallèles et antiparallèles à la direction du champ magnétique. En fait, lorsqu'on parle de « parallèle » et « d'antiparallèle » on parle plutôt du sens de la composante selon la direction du champ magnétique principal du vecteur de moment magnétique de la particule, car la mécanique quantique nous dit que le spin fait toujours un angle avec le champ B_0 est que cet angle est donné par :

$$\theta = \arccos\left(\frac{m}{\sqrt{I(I+1)}}\right) \quad \text{Éq. 1}$$

Donc dans le cas de l'hydrogène on aurait $\theta_+ = 54,73^\circ$ et $\theta_- = 125,26^\circ$.

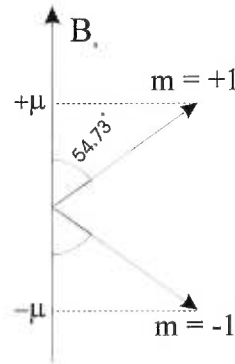


Fig. 2.1 : Schéma représentant les deux états possibles d'un spin d'hydrogène

Classiquement, on peut se représenter les spins comme de petites sphères qui tournent sur elles-mêmes. Lorsqu'on les place dans un champ magnétique elles subissent un moment de force (on dit aussi couple ou *torque*) et, à la manière d'une toupie dans un champ de gravité, elles auront un mouvement de précession. La fréquence à laquelle précèdent les spins est donnée par l'équation de Larmor, soit:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \gamma B_0 \quad \text{Éq. 2}$$

où f est la fréquence en Hz, $\gamma = \frac{\gamma}{2\pi}$ est le rapport gyromagnétique (42,56 MHz/T pour le proton de l'eau) et B_0 est le champ magnétique principal en Tesla (1 Tesla = 10000 gauss = 1 kg.s⁻².A⁻¹). Si on a un ensemble macroscopique de spins, les phases (ou l'angle φ autour de B_0) sont a priori distribuées au hasard, ce qui fait que l'on peut placer sur un double cône les vecteurs de moment magnétique des spins.

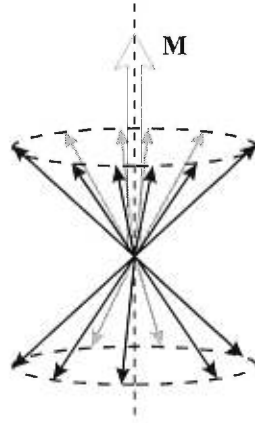


Fig. 2.2 : Formation de la magnétisation macroscopique

Ce faisant les composantes transverses s'annulent et les composantes longitudinales s'additionnent pour donner une magnétisation macroscopique \mathbf{M} dans la direction du champ magnétique \mathbf{B}_0 . En effet, la population des spins parallèles (même direction que \mathbf{B}_0) est un tout petit peu plus grande que celle des spins antiparallèles (direction opposée à \mathbf{B}_0). Les populations des spins sont calculées à l'aide de la statistique de Boltzmann en fonction de la température du milieu et de la différence d'énergie entre les états parallèles et antiparallèles.

$$N_a = N_0 \frac{e^{-E_a/kT}}{e^{-E_a/kT} + e^{-E_p/kT}}$$

$$N_p = N_0 \frac{e^{-E_p/kT}}{e^{-E_a/kT} + e^{-E_p/kT}}$$

$$\Rightarrow \Delta N_p = N_0 \frac{1 - e^{-(E_a - E_p)/kT}}{e^{-(E_a - E_p)/kT} + 1} \cong N_0 \frac{\Delta E}{2kT}$$

Où N_0 est le nombre total de spins en présence, N_a est le nombre de spins dans l'état antiparallèle, N_p est le nombre de spins dans l'état parallèle, E_a est l'énergie du niveau antiparallèle, E_p est l'énergie du niveau parallèle, $\Delta E = E_a - E_p$, $\Delta N_p = N_p - N_a$ est l'excès de spins parallèles, T est la température en degré Kelvin et k est la constante de Boltzmann.

La différence d'énergie ΔE dépend de l'intensité du champ magnétique selon l'équation suivante.

$$\Delta E = \frac{\hbar}{2} \omega_0 = \frac{\hbar}{2} \gamma B_0$$

Où \hbar est la constante de Planck divisée par 2π . Dans la situation typique, où la température est 37 °C (310 K) et que le champ magnétique principal est de 1,5 Tesla, on obtient selon cette formule que $\Delta N_p = 4,94 \times 10^{-6} N_0$. Lorsque l'on construit une image standard, on utilise habituellement une résolution d'environ 1 mm et une épaisseur de tranche de 5 mm. Ceci nous permet d'estimer le nombre de protons appartenant aux molécules d'eau participant au signal à chaque mesure et aussi d'estimer l'ordre de grandeur de la magnétisation \mathbf{M} pour chaque voxel.

Considérant un échantillon de 5 mm³ (1 mm x 1 mm x 5 mm) d'eau à 37 °C et sachant que l'eau a une densité d'environ 1 g/cm³, une masse molaire moléculaire de 18 g/mol et deux protons par molécule, on peut estimer le nombre de protons par voxel à environ $N_0 = 3,345 \times 10^{20}$. Cela implique un nombre de spins parallèles en excès de $\Delta N_p = 1,653 \times 10^{15}$. Comme chaque proton possède une composante longitudinale de moment magnétique égale à $\frac{1}{2} \gamma \hbar$, une simple multiplication permet d'obtenir la magnétisation totale pour un voxel, $m = 2,330 \times 10^{-11}$ Am². À titre de comparaison, une petite barre aimantée peut avoir une magnétisation d'environ 50 Am².

Mélanger le tout en utilisant une onde radiofréquence

En faisant passer un courant alternatif dans un bobinage conducteur, on produit un champ électromagnétique oscillant qui influence le comportement des spins de l'échantillon. Le processus d'échange d'énergie et de moment angulaire entre les électrons du conducteur et les protons de l'échantillon est décrit par la théorie de l'électrodynamique quantique et explique ces interactions en termes d'échanges de

photons virtuels. Les détails liés à l'application de cette théorie au cas de l'excitation RF en résonance magnétique sort du cadre du présent ouvrage. Toutefois, au niveau macroscopique, une explication classique est bien établie et démontrée.

Il est possible d'incliner la magnétisation \mathbf{M} d'un certain angle si l'on expose les spins à une impulsion RF dont la composante magnétique B_1 se trouve à tourner dans le plan X-Y à la fréquence de Larmor. Cette manoeuvre est d'une utilité capitale en ce qui a trait à la réception du signal, ce qui sera discuté dans les sections qui suivent. La durée de l'impulsion RF détermine l'angle de la rotation selon la relation $\theta = \gamma B_1 \tau$. À $\theta = 90^\circ$, la magnétisation est complètement transverse et pourra plus tard induire à son tour une force électromotrice dans un bobinage conducteur. L'onde RF émise peut être polarisée linéairement ou circulairement. Dans le cas où l'onde RF est polarisée linéairement, l'effet de la composante magnétique de l'onde, appelons la $\mathbf{B}_1(t)$, vient s'ajouter à l'effet du champ magnétique principal. En un point donné, on peut décrire $\mathbf{B}_1(t)$ par :

$$\vec{B}_1(t) = 2B_1(t) \cos(\omega t) \hat{x} \quad \text{Éq. 3}$$

en considérant que la direction de propagation est selon l'axe Y. C'est donc dire que le champ magnétique additionnel passe de $B_1(t)$ à $-B_1(t)$ selon l'axe X et cela à la fréquence ω .

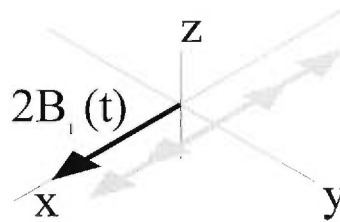


Fig. 2.3 : Oscillation de la composante magnétique pour une impulsion RF polarisée linéairement.

Toutefois, on peut toujours décomposer un mouvement oscillatoire en la somme de deux mouvements circulaires de sens opposés. Ce qui se traduit mathématiquement par :

$$\vec{B}_1 = B_1(t)(\cos(\omega t) \hat{x} - \sin(\omega t) \hat{y}) + B_1(t)(\cos(\omega t) \hat{x} + \sin(\omega t) \hat{y}) \quad \text{Éq. 4}$$

Le premier terme de l'équation représente le mouvement dans le sens horaire et le deuxième terme celui dans le sens trigonométrique. Ces deux mouvements sont représentés dans la figure ci-dessous.

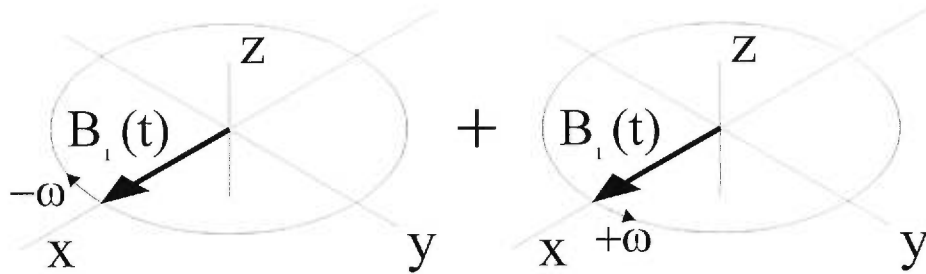


Fig. 2.4 : Décomposition en la somme de deux vecteurs tournant en sens opposés

Le mouvement se faisant dans le même sens que la précession, soit le sens anti-horaire, sera le seul à avoir une influence sur la magnétisation macroscopique car l'autre a une fréquence se situant à 2ω de la fréquence de résonance et son effet sera donc négligeable. Le champ \mathbf{B} total peut alors être écrit comme :

$$\vec{B} = B_1(t)(\cos(\omega t)\hat{x} + \sin(\omega t)\hat{y}) + B_0\hat{z} \quad \text{Éq. 5}$$

C'est cette combinaison de champs magnétique qui dirigera maintenant la dynamique de la magnétisation macroscopique \mathbf{M} . On aurait pu obtenir le même résultat en utilisant une onde polarisée circulairement produite par une antenne dite à quadrature. La plupart des systèmes d'imagerie utilisent ce type d'antenne car, ce faisant, on récupère la moitié de la puissance émise due à la composante horaire (sens contraire à la précession) des pulses polarisés linéairement, qui autrement ne ferait rien d'autre que d'être absorbée par le patient. Ceci implique un gain inhérent d'un facteur $\sqrt{2}$ en terme de rapport signal sur bruit du fait que les antennes à quadrature font la somme de deux signaux provenant de bobinages perpendiculaires.

Avant de passer à la description mathématique de l'effet de l'onde RF, il vaut mieux en faire une description intuitive. En simple, dès l'application de l'onde RF selon Y par exemple, la magnétisation \mathbf{M} commence à s'aligner vers la composante magnétique de cette onde. Mais dès que \mathbf{M} s'écarte de l'orientation de \mathbf{B}_0 , elle se met à précesser, d'où la raison pour laquelle on doit produire une onde dont la composante magnétique tourne à la fréquence de résonance dans le plan X-Y. Autrement dit, la magnétisation part de son état initial selon Z et s'incline progressivement vers le plan transversal en décrivant une spirale. Lorsque l'impulsion RF est terminée, la magnétisation continue sa précession autour de \mathbf{B}_0 à l'angle atteint selon la durée de l'impulsion. Si la durée de l'onde RF est bien choisie, et on verra de quelle manière choisir, la magnétisation se retrouve complètement dans le plan transverse. On parle alors d'un pulse de 90° , ce pulse est très utilisé car c'est à cet angle que le maximum de la magnétisation originale participe à l'induction d'un courant dans le bobinage de l'antenne réceptrice.

Une pincée d'équations de Bloch

Les équations de Bloch, une fois résolues, permettent d'obtenir une expression décrivant le comportement de la magnétisation \mathbf{M} lorsque celle-ci est soumise à l'influence d'un champ magnétique donné \mathbf{B} . De manière générale, on les écrit sous la forme vectorielle suivante :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \gamma \mathbf{B} - \frac{M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}}{T_2} - \frac{(M_z - M_0) \mathbf{k}}{T_1} \quad \text{Éq. 6}$$

où T_1 et T_2 sont les temps de relaxation de l'échantillon, M_x, M_y, M_z sont les composantes de \mathbf{M} selon les trois axes et M_0 est la magnétisation originale orientée selon \mathbf{B}_0 . Dans le cas présent, comme on s'attarde à ce qui se passe lors de l'excitation par l'onde RF, les deux derniers termes du membre de droite sont négligés car la durée du pulse radiofréquence est habituellement courte par rapport au temps de relaxation T_1 ou T_2 . Afin de connaître la réaction de \mathbf{M} à la présence de l'onde RF, il faut utiliser la valeur de \mathbf{B} donnée par l'Éq. 5, donc résoudre l'équation suivante :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \gamma [B_1(t)(\cos(\omega t)\hat{\mathbf{i}} + \sin(\omega t)\hat{\mathbf{j}}) + B_0\hat{\mathbf{k}}] \quad \text{Éq. 7}$$

Toutefois, avant de faire une telle chose, nous allons simplifier le problème en faisant un changement de référentiel.

Placez dans un Référentiel tournant

Dans le référentiel du laboratoire le comportement de la magnétisation peut être difficile à suivre. Par exemple, la Fig. 2.5 illustre la trajectoire du vecteur \mathbf{M} lorsque celui-ci est soumis à l'action de l'onde RF mentionnée au paragraphe précédent. Au départ, la magnétisation est orientée selon l'axe Z et lorsque que \mathbf{B}_1 est appliqué, elle tend vers le plan transverse tout en adoptant un mouvement de précession. Toutefois, ce comportement à priori compliqué, devient extrêmement simple si l'on se place dans un référentiel tournant autour de l'axe Z dans le même sens que la magnétisation et à la fréquence ω_0 .

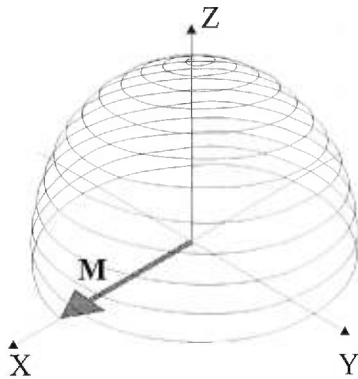


Fig. 2.5 : Comportement de la magnétisation tel que vu dans le référentiel du laboratoire

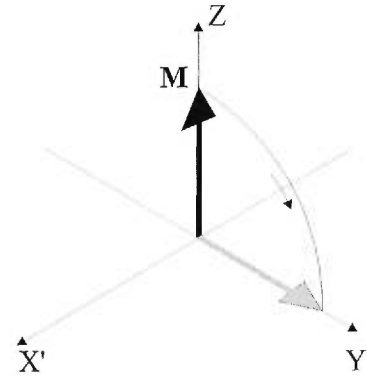


Fig. 2.6 : Comportement de la magnétisation tel que vu dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor

Il en va de même pour les équations et leurs solutions. Voyons donc ce qui advient des équations de Bloch lorsque l'on fait un changement de référentiel dans le cas général où ce nouveau référentiel tourne autour du vecteur ω à une fréquence donnée. Nous nous intéresserons plus tard au cas particulier où le nouveau référentiel est celui tournant à la

fréquence ω_0 autour de l'axe Z dans le sens anti-horaire (même sens que la magnétisation).

Les quantités définies dans le référentiel du laboratoire doivent toutes avoir un équivalent dans le référentiel tournant. On définit alors $\mathbf{M}_{rot} = [M_x, M_y, M_z]^T$ et $\mathbf{B}_{rot} = [B_x, B_y, B_z]^T$ qui sont les équivalents de \mathbf{M} et \mathbf{B} . Il faut maintenant établir le lien exact entre les quantités d'un référentiel et de l'autre.

$$\begin{aligned}\mathbf{M} &= M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j} + M_z \mathbf{k} \\ &= M_x \mathbf{i}' + M_y \mathbf{j}' + M_z \mathbf{k}' \\ &= \mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}'\end{aligned}$$

Éq. 8

$$\begin{aligned}\mathbf{B} &= B_x \mathbf{i} + B_y \mathbf{j} + B_z \mathbf{k} \\ &= B_x \mathbf{i}' + B_y \mathbf{j}' + B_z \mathbf{k}' \\ &= \mathbf{B}_{rot} \cdot \mathbf{n}'\end{aligned}$$

Éq. 9

où $\mathbf{n}' = [\mathbf{i}' \ \mathbf{j}' \ \mathbf{k}']^T$ et $\mathbf{i}' \ \mathbf{j}' \ \mathbf{k}'$ sont les vecteurs unitaires tournant autour du vecteur quelconque $\boldsymbol{\omega}$. Afin d'obtenir le terme de gauche de l'équation de Bloch, on différencie l'Éq. 8, ce qui nous donne:

$$\dot{\mathbf{M}} = (\dot{\mathbf{M}}_{rot} \cdot \mathbf{n}') + (\mathbf{M}_{rot} \cdot \dot{\mathbf{n}}') \quad \text{Éq. 10}$$

Mais puisque les vecteurs unitaires $\mathbf{i}' \ \mathbf{j}' \ \mathbf{k}'$ tournent autour du vecteur $\boldsymbol{\omega}$ on sait que

$$\frac{d\mathbf{i}'}{dt} = -\mathbf{i}' \times \boldsymbol{\omega} \quad ; \quad \frac{d\mathbf{j}'}{dt} = -\mathbf{j}' \times \boldsymbol{\omega} \quad ; \quad \frac{d\mathbf{k}'}{dt} = -\mathbf{k}' \times \boldsymbol{\omega} \quad \text{Éq. 11}$$

De là l'Éq. 10 devient

$$\dot{\mathbf{M}} = (\dot{\mathbf{M}}_{rot} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times \boldsymbol{\omega}) \quad \text{Éq. 12}$$

Le membre de gauche est le même que celui de l'équation de Bloch, on peut donc écrire :

$$\mathbf{M} \times \gamma \mathbf{B} = (\dot{\mathbf{M}}_{rot} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times \boldsymbol{\omega}) \quad \text{Éq. 13}$$

En isolant le premier terme du membre de gauche et en utilisant l'équation 8 pour expliciter la valeur de \mathbf{M} , on obtient :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{M}}_{rot} \cdot \mathbf{n}' &= (\mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times \gamma \mathbf{B}) + (\mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times \boldsymbol{\omega}) \\ &= \mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times (\gamma \mathbf{B} + \boldsymbol{\omega})\end{aligned}\quad \text{Éq. 14}$$

Mais $\boldsymbol{\omega}$ a aussi son équivalent dans le référentiel tournant appelé $\boldsymbol{\omega}_{rot}$ relié par une équation bien semblable à celle de \mathbf{B} et \mathbf{B}_{rot} et celle de \mathbf{M} et \mathbf{M}_{rot} .

$$\boldsymbol{\omega} = \omega_x \mathbf{i}' + \omega_y \mathbf{j}' + \omega_z \mathbf{k}' = \boldsymbol{\omega}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \quad \text{Éq. 15}$$

On peut finalement réécrire l'équation 14 en utilisant les équations 9 et 15 afin d'obtenir une expression entièrement en terme des quantités vues dans le référentiel tournant.

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{M}}_{rot} \cdot \mathbf{n}' &= \mathbf{M}_{rot} \cdot \mathbf{n}' \times (\gamma \mathbf{B}_{rot} + \boldsymbol{\omega}_{rot}) \cdot \mathbf{n}' \\ &= [\mathbf{M}_{rot} \times (\gamma \mathbf{B}_{rot} + \boldsymbol{\omega}_{rot})] \cdot \mathbf{n}'\end{aligned}\quad \text{Éq. 16}$$

On voit tout de même que cette équation est encore dans le référentiel du laboratoire car un produit scalaire avec le vecteur unitaire tournant \mathbf{n}' est effectué sur chacun des membres. En éliminant ces produits scalaires et définissant un \mathbf{B} effectif $\mathbf{B}_{eff} \equiv \mathbf{B}_{rot} + \boldsymbol{\omega}_{rot}/\gamma$, on obtient la version finale des équations de Bloch pour le référentiel tournant.

$$\dot{\mathbf{M}}_{rot} = \mathbf{M}_{rot} \times \gamma \mathbf{B}_{eff} \quad \text{Éq. 17}$$

Phénomène assez surprenant, les équations ont exactement la même forme que dans le référentiel du laboratoire à ceci près que le champ magnétique \mathbf{B} est remplacé par un champ effectif. N'oublions pas que ces équations sont valides pour le cas général d'un référentiel tournant autour du vecteur $\boldsymbol{\omega}$. La grande simplification deviendra apparente en prenant le cas particulier où $\boldsymbol{\omega}$ est parallèle à l'axe Z et que la fréquence et le sens de la rotation sont les mêmes que ceux de la précession de la magnétisation. Autrement dit, lorsque :

$$\begin{aligned}
\mathbf{k}' &= \mathbf{k} \\
\mathbf{i}' &= \mathbf{i} \cos(\omega_0 t) - \mathbf{j} \sin(\omega_0 t) \\
\mathbf{j}' &= \mathbf{i} \sin(\omega_0 t) + \mathbf{j} \cos(\omega_0 t) \\
M_{z'} &= M_z \\
B_{z'} &= B_z \\
\boldsymbol{\omega}_{rot} &= -\omega_0 \mathbf{k}
\end{aligned}$$

Ce qui veut dire que \mathbf{B}_{rot} et \mathbf{B}_{eff} prennent les valeurs suivantes :

$$\mathbf{B}_{rot} = \begin{pmatrix} B_x \cos(\omega_0 t) - B_y \sin(\omega_0 t) \\ B_x \sin(\omega_0 t) + B_y \cos(\omega_0 t) \\ B_z \end{pmatrix} \quad et \quad \mathbf{B}_{eff} = \begin{pmatrix} B_{x'} \\ B_{y'} \\ B_z - \frac{\omega_0}{\gamma} \end{pmatrix} \quad \text{Éq. 18}$$

On a trouvé plus haut que, dans le cas de l'excitation par une onde RF, l'expression de \mathbf{B} était donnée par l'équation 5. Ce qui veut dire que

$$\begin{aligned}
B_x &= B_1(t) \cos(\omega_0 t) \\
B_y &= B_1(t) \sin(\omega_0 t) \\
B_z &= B_0
\end{aligned}$$

et par conséquent que les expressions de \mathbf{B}_{rot} et \mathbf{B}_{eff} de l'équation 18 deviennent :

$$\mathbf{B}_{rot} = \begin{pmatrix} B_1(t) \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad et \quad \mathbf{B}_{eff} = \begin{pmatrix} B_1(t) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{Éq. 19}$$

En termes simples cela signifie que la valeur du champ effectif pour ce référentiel est tout simplement la valeur de $\mathbf{B}_1(t)$. De ce point de vue, le champ magnétique principal semble avoir complètement disparu. On peut maintenant trouver une solution aux équations de Bloch pour le référentiel tournant (Éq.17), on utilise ici une représentation matricielle du produit vectoriel entre \mathbf{B}_{eff} et \mathbf{M}_{rot} et aussi le fait que $\omega_1(t) = \gamma B_1(t)$.

$$\frac{d\mathbf{M}_{rot}}{dt} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_1(t) \\ 0 & -\omega_1(t) & 0 \end{pmatrix} \mathbf{M}_{rot}$$

Ce qui est solutionné par

$$\mathbf{M}_{rot}(t) = \mathbf{R}_{x'}(\theta) \mathbf{M}_{rot}(0)$$

où $\mathbf{R}_{x'}(\theta)$ est une matrice de rotation autour de l'axe x' . Si τ est le temps d'application de $\mathbf{B}_1(t)$ alors θ est égal à

$$\theta = \int_0^\tau \omega_1(s) ds \quad \text{pour un } \mathbf{B}_1(t) \text{ général} \quad \text{Éq. 20}$$

ou

$$\theta = \omega_1 \tau \quad \text{pour un } \mathbf{B}_1 \text{ constant dans le temps.} \quad \text{Éq. 21}$$

Si par exemple on choisi un \mathbf{B}_1 constant et la condition initiale $\mathbf{M}_{rot}(0) = [0 \ 0 \ M_0]^T$, on obtient la solution suivante :

$$\mathbf{M}_{rot}(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ M_0 \sin(\omega_1 t) \\ M_0 \cos(\omega_1 t) \end{pmatrix} \quad \text{Éq. 22}$$

Ce qui représente une précession de la magnétisation autour de l'axe X' à la fréquence ω_1 . Les pulses RF sont généralement nommés par l'angle que forme la magnétisation avec sa direction originale suite à l'émission de ce dernier. Les plus communément utilisés sont les pulses de 90° et de 180° . Si l'on pense au cas de l'équation 21, où \mathbf{B}_1 est constant pendant la durée du pulse, on s'aperçoit qu'il y a une relation directe entre la durée du pulse et l'angle de déflexion ainsi qu'entre l'intensité de \mathbf{B}_1 et l'angle de déflexion. Donc un pulse de 180° est soit deux fois plus long qu'un pulse de 90° ou deux fois plus intense. En toute généralité, on peut dire que le rapport entre deux angles de déflexion est égal au rapport des aires sous la courbe de leur $\mathbf{B}_1(t)$ respectif. On verra au

chapitre trois pourquoi voudrait-on utiliser un $\mathbf{B}_1(t)$ qui varie en fonction du temps puisque cela ne semble que compliquer les choses.

Prendre une mesure de la magnétisation

Une fois le pulse RF terminé, la magnétisation fait maintenant un angle donné avec l'axe Z et elle continuera sa précession à cet angle tant que des mécanismes de relaxation n'interviendront pas. On verra à la section suivante la nature et l'effet de ces processus. Toutefois, ce qui nous préoccupe pour l'instant est de prendre une mesure de la magnétisation avant qu'elle ne se soit complètement dissipée. L'appareil de mesure utilisé est en tout point semblable aux antennes émettrices servant à générer les pulses RF. Dans les systèmes commerciaux, ce sont habituellement les mêmes antennes qui servent en alternance à générer les pulses radiofréquences et ensuite à recevoir le signal des spins excités. Pour illustrer la situation expérimentale, voici un schéma représentant une version simplifiée du montage, l'état de la magnétisation après un pulse de 90° pour un échantillon quelconque y est illustré.

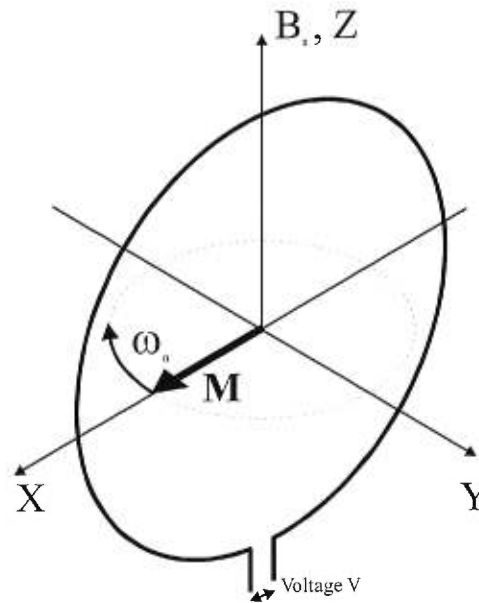


Fig. 2.7 : Conditions simplifiées pour la prise de mesures.

Il s'agit en fait d'une simple boucle circulaire d'un matériel conducteur entourant l'échantillon sous étude. Selon la loi de l'induction de Faraday la rotation du vecteur \mathbf{M} induit une force électromotrice dans l'anneau. En connaissant le rayon de l'anneau, la magnétisation m d'un voxel de l'échantillon et sa fréquence de rotation, on peut déduire l'amplitude du voltage induit par un seul élément de l'image. Pour ce faire, on utilise le principe de réciprocité qui consiste à trouver quelle serait la valeur du champ magnétique $\mathbf{B}_{(1A)}$ induit au point où se situe l'échantillon par un courant de 1 Ampère passant dans la boucle. Cette valeur du champ est ensuite insérée dans l'équation suivante :

$$V = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}_{(1A)} \cdot \mathbf{M}) \quad \text{Éq. 23}$$

permettant ainsi de trouver la valeur de V , la différence de potentiel induite entre les extrémités de la boucle pouvant être mesurée à l'aide d'un voltmètre adapté aux tensions alternatives hautes fréquences . Les détails de l'obtention de cette formule se retrouvent à

l'annexe 1. De par nos notions d'électromagnétisme, le champ magnétique au centre de la boucle nous est connu :

$$\mathbf{B}_{(1A)} = \frac{\mu_0}{2a} \mathbf{j} \quad \text{Éq. 24}$$

où a est le rayon de l'anneau, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m est la perméabilité du vide et \mathbf{j} est le vecteur unitaire selon l'axe Y. La magnétisation \mathbf{M} oscille à la fréquence de Larmor ω_0 dans le plan X-Y et a une amplitude m telle que calculée à la première section de ce chapitre pour un voxel de 1 mm par 1 mm par 5 mm. Donc,

$$\mathbf{M} = m(\cos(\omega_0 t)\mathbf{i} + \sin(\omega_0 t)\mathbf{j}) \quad \text{Éq. 25}$$

En utilisant les expressions de \mathbf{M} et $\mathbf{B}_{(1A)}$ dans l'équation 23 on obtient que

$$V = V_0 \cos(\omega_0 t) \quad \text{avec} \quad V_0 = \frac{\mu_0 \omega_0 m}{2a} \quad \text{Éq. 26}$$

En prenant $a = 14,6$ cm qui est le rayon de notre antenne de tête (qu'on supposera typique), on obtient un voltage induit de $V_0 = 40,23$ nV. Ce voltage est à la limite d'être détectable. Dans une situation expérimentale normale on mesure plutôt un voltage de l'ordre de la centaine de micro Volts. Ceci s'explique par le fait que la géométrie des antennes commerciale est bien différente de la géométrie simple supposée par le calcul et que le nombre de tours des bobinages utilisés est bien supérieur à un (plutôt entre 100 et 1000).

Laisser Relaxer

Selon la section précédente, le signal induit dans la bobine réceptrice a une forme sinusoïdale. Toutefois, dans ces calculs on négligeait l'effet des mécanismes de relaxation qui permettent aux spins de transmettre une partie de leur énergie à leur entourage. En

plus du champ magnétique principal, chaque spin subit l'influence d'un champ magnétique local ΔB dû à ses voisins.

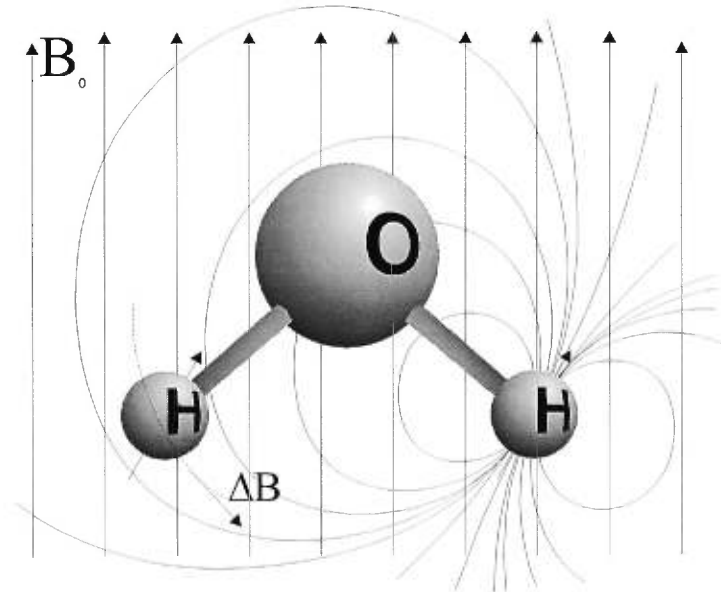


Fig. 2.8 : Couplage dipôle-dipôle dans une molécule d'eau

L'intensité de ce champ dans le cas de la molécule d'eau est d'environ 0,002 Tesla. Puisque tous les spins sont soumis à des champs locaux différents dépendants de l'orientation de la molécule avec le champ principal, la raie de résonance deviendra une bande plus ou moins large. L'interaction entre les spins permet alors un transfert rapide de l'énergie de l'un vers l'autre causant une perte de cohérence irréversible entre les spins. Le temps caractérisant le retour à l'équilibre thermique du système de spin par ce processus appelé relaxation spin-spin est noté T_2 . Ce phénomène cause une décroissance exponentielle du signal en fonction du temps pondérée par la constante de temps T_2 , appelé décroissance de la précession libre (FID, *Free Induction Decay*).

$$V = V_0 \cos(\omega_0 t) e^{-t/T_2} \quad \text{Éq. 27}$$

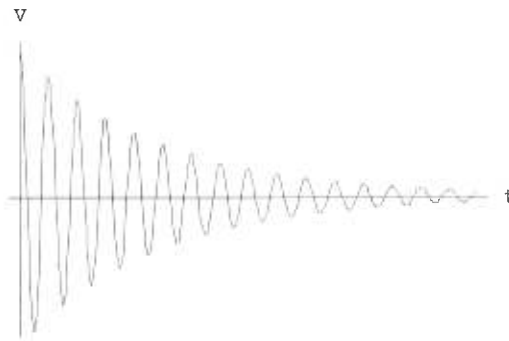


Fig. 2.9 : Décroissance exponentielle de la magnétisation transverse

Dans les faits, la décroissance de la magnétisation transversale se fait toujours plus rapidement que par la simple relaxation spin-spin. On utilise donc le symbole T_2^* pour symboliser la constante de temps effective qui régie la décroissance. L'accélération de la relaxation est due aux inhomogénéités du champ magnétique principal en fonction de la position qui soumettent les spins, séparés par une distance donnée, à un champ magnétique différent produisant alors une précession à une fréquence différente. Ceci cause un déphasage graduel puisque certains spins tournent légèrement plus vite que la moyenne et d'autres légèrement plus lentement. La magnétisation totale du voxel en est réduite d'autant. On verra à la prochaine section que ce phénomène est réversible.

Un autre mécanisme de relaxation, la relaxation spin-réseau, permet le rétablissement de la magnétisation longitudinale (même direction que B_0), il est lui aussi exponentiel et caractérisé par une constante de temps notée T_1 . Les spins ayant été portés à leur état excité par l'onde RF peuvent retourner à l'état fondamental en libérant leur énergie au travers du réseau de noyaux qui les entourent. Pour stimuler ce changement d'état un champ RF est aussi nécessaire et est cette fois fourni de manière naturelle par le réseau. On a vu à la figure 2.8 que le couplage dipôle-dipôle peut permettre des échanges d'énergie entre les spins. Dans une situation dynamique, les spins génèrent un champ magnétique variable qui, possédant la bonne fréquence, peut stimuler la désexcitation. La fréquence de ce champ RF dépend du mouvement Brownien de translation et de rotation des molécules d'eau. Lors de la désexcitation, un transfert d'énergie s'opère

entre les deux spins, deux situations peuvent se présenter. Si l'énergie perdue par un spin est transférée à l'autre, les interactions dipolaires entre ceux-ci rendront leur phase aléatoire face à celle des autres spins. Cela diminuera l'intensité de la magnétisation transverse et donc affectera T_2 . Par contre, si les deux spins subissent une désexcitation, l'énergie produite sera transférée en mouvement moléculaire. Les deux spins sont maintenant dans l'état parallèle et contribuent à reconstruire la magnétisation longitudinale ce qui influencera T_1 . L'augmentation du mouvement moléculaire correspond à une élévation de la température qui sera redistribuée au travers du réseau.

Les phénomènes de relaxation peuvent sembler une ombre au tableau puisque ceux-ci causent la déperdition du signal que l'on veut mesurer. Mais au contraire ils constituent un phénomène essentiel au processus de l'imagerie. On utilise même, pour certains types d'images, des méthodes pour accélérer la relaxation.

Les temps de relaxation subissent plusieurs influences des conditions externes ou du milieu entourant les spins concernés. Premièrement, pour une substance donnée, il existe une distribution de fréquence $J(\omega)$ caractéristique aux mouvements Browniens des particules dans le milieu et décrite par le temps de corrélation τ_c (temps que prend une molécule pour faire une rotation d'un radian sur elle-même). Les protons précessant à la fréquence ω_0 peuvent échanger de leur énergie avec les particules possédant un mouvement de rotation de même fréquence et de ce fait subir une relaxation. La quantité de particules disponible à cette fréquence influence donc grandement le taux de relaxation. Puisque la valeur du champ magnétique principal détermine la valeur ω_0 de la fréquence de résonance des protons, le taux de relaxation des protons dépend de B_0 (voir Fig. 2.10).

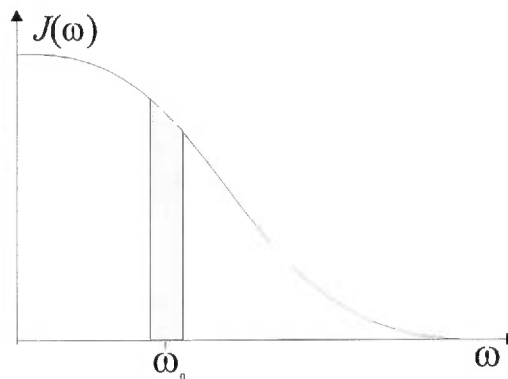


Fig. 2.10 : Distribution des fréquences disponibles pour la relaxation

Les temps de relaxation dépendent aussi de la température car une élévation de température change la distribution $J(\omega)$ influant ainsi directement sur la quantité de particules possédant une fréquence de rotation semblable à la fréquence de résonance des protons. Une augmentation de température aplatit la distribution de fréquence tout en gardant l'aire sous la courbe constante et donc diminue la quantité de molécules disponibles pour la relaxation.

La présence de macromolécules peut permettre d'accélérer les phénomènes de relaxation en se liant à différents degrés avec les molécules d'eau. On sépare donc en trois groupes les interactions entre les molécules d'eau et les macromolécules. L'eau libre et l'eau structurée forment le premier groupe car elles ont un mouvement très similaire. L'eau libre consiste en de l'eau ne subissant aucune autre force que celles produites par des molécules d'eau et l'eau structurée subit l'influence d'un champ provenant d'un autre type de molécule sans toutefois y être liée plus fortement. Le deuxième groupe consiste en de l'eau liée rotationnelle, c'est-à-dire de l'eau liée à une autre molécule par un seul pont hydrogène qu'il soit de nature ionique ou dipolaire. L'eau liée irrotationnelle regroupe les molécules d'eau associées à une macromolécule par deux ponts hydrogène ou plus. Dans ce dernier cas, l'eau perd sa capacité de tourner sur elle-même et si un des liens est ionique, le temps de corrélation de ces molécules d'eau devient très long et l'eau se comporte quasiment comme un solide (au point de vue de la relaxation).

Attendre l'écho de spins

Comme la décroissance de la précession libre se fait très rapidement suite à l'application d'un pulse de 90° , il est difficile de profiter de toute l'amplitude du signal reçu. Les inhomogénéités du champ magnétique principal sont responsables du taux de décroissance rapide de la magnétisation transverse. Il existe toutefois un moyen de contrer le déphasage encouru par l'ensemble des spins. Faisons l'analogie suivante. Au départ d'une course à pieds, les participants sont côtes-à-côtes sur une même ligne. Une fois lancés, certains coureurs commenceront à accumuler du retard ou de l'avance due au fait qu'ils ont une vitesse plus faible ou plus grande. Si, par magie, on suspendait le temps en milieu de course et que l'on faisait faire un demi-tour à tous les participants, le temps reprenant son cours ceux-ci se retrouveraient tous à la ligne de départ au même instant. Ceci se transpose à la situation des spins immédiatement après un pulse de 90° selon X' . Au départ, tous les spins sont orientés dans la même direction, celle de l'axe Y' du référentiel tournant, et le temps passant, un déphasage s'accumule entre les spins ayant une fréquence de Larmor légèrement supérieure à la moyenne et ceux ayant une fréquence légèrement inférieure. Si à un temps τ après l'application du pulse initial, on applique un second pulse de 180° cette fois et selon l'axe Y , à un temps τ après le second pulse les spins plus rapides auront rattrapé les spins plus lents et ils seront tous de retour en phase.

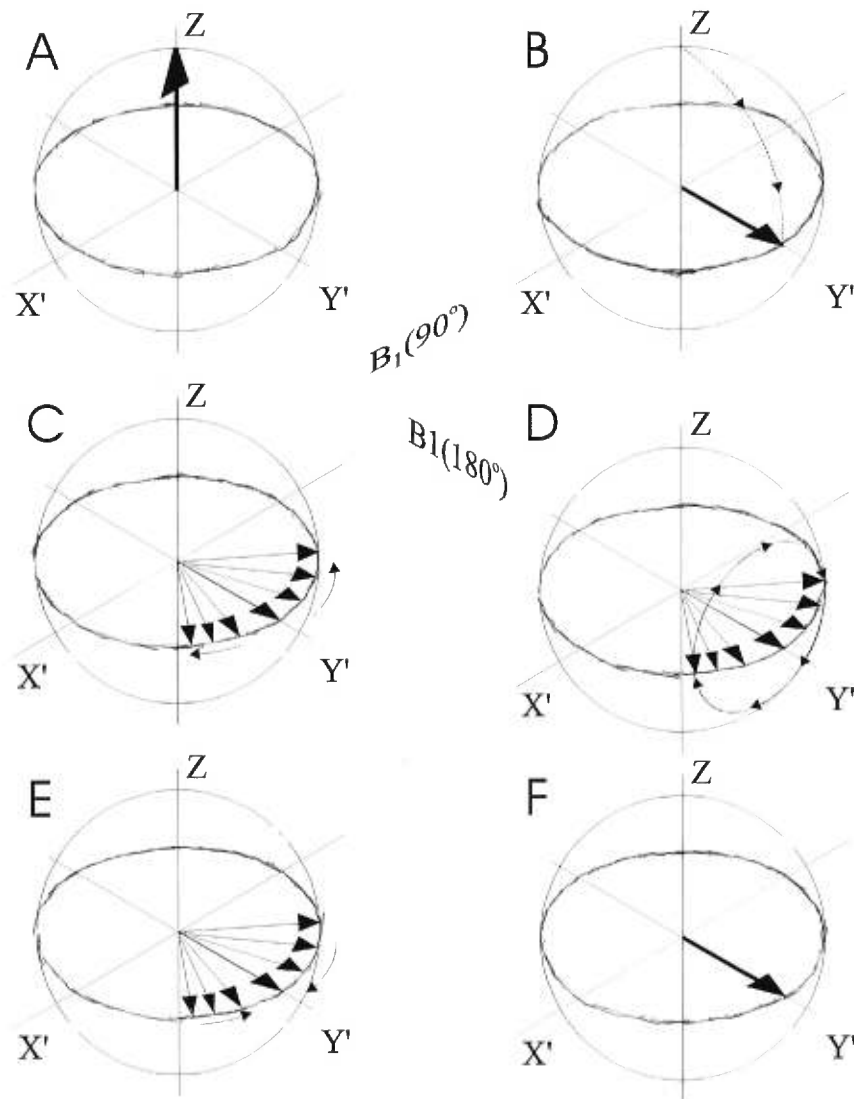


Fig. 2.11 : Formation d'un écho de spins.

A) État d'équilibre, la magnétisation macroscopique est alignée avec le champ principal. **B)** Un pulse RF de 90° selon X' provoque la précession de \mathbf{M} autour de ce même axe. **C)** Les inhomogénéités du champ principal causent un déphasage des composantes de \mathbf{M} . **D)** Un pulse RF de 180° provoque la précession de toutes les composantes autour de Y' . **E)** Les spins rapides rattrapent les spins lents. **F)** Si un temps τ sépare les deux pulses RF alors un temps τ après le pulse de 180° les spins sont de retour en phase et on observe un écho de spins.

Plus les spins sont de retour en phase plus l'intensité du signal perçu revient à ce qu'elle devait être originalement. Une partie est tout de même nécessairement perdue au travers des mécanismes de relaxation.

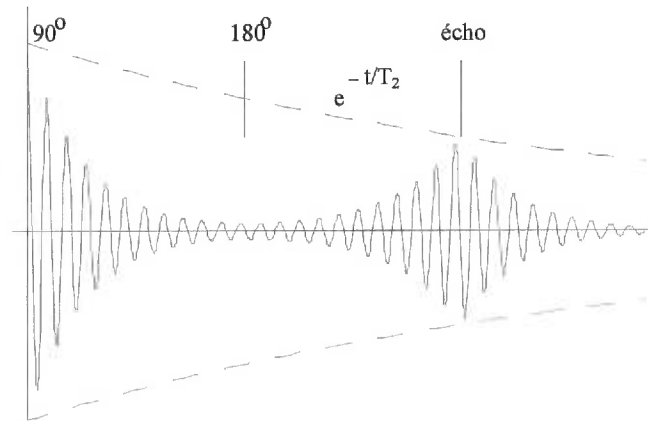


Fig. 2.12 : Intensité du signal lors d'un écho de spins.

Le signal est mesuré pendant une période qui débute un peu avant l'écho et centrée de manière générale sur le maximum de l'écho, soit au temps 2τ après le pulse initial de 90° . Le voltage aux bornes de l'antenne est passé par un convertisseur analogue-numérique et mis en mémoire dans l'ordinateur de contrôle. On verra plus loin ce que représentent ces données et de quelle manière en extraire une image.

PRODUIRE UNE IMAGE

Les gradients de champs magnétiques

L'appareil de résonance magnétique produit un champ magnétique principal B_0 qui est uniforme dans tout le volume à quelques parties par million près. C'est-à-dire que si l'on se déplace selon les trois axes, X, Y et Z à partir du centre du tube de l'appareil on devrait mesurer la même intensité de champ magnétique en tout point. Dans la réalité, cela n'est vrai que pour une région de dimension utile bien définie autour de ce centre. On verra à la fin de ce chapitre par quel moyen ce champ est produit. Un gradient de champ magnétique est un champ qui varie d'intensité en fonction de la position. Il est introduit de manière volontaire à l'aide de bobinages différents de ceux produisant le champ principal, afin d'accélérer ou de ralentir le mouvement de précession des spins de manière contrôlée. Si l'on parle d'un gradient en X, cela signifie que l'intensité du champ magnétique varie selon la position dans la direction de l'axe X et que, pour une position x donnée, le champ aura la même intensité peu importe la coordonnée y ou z à laquelle on se trouve.

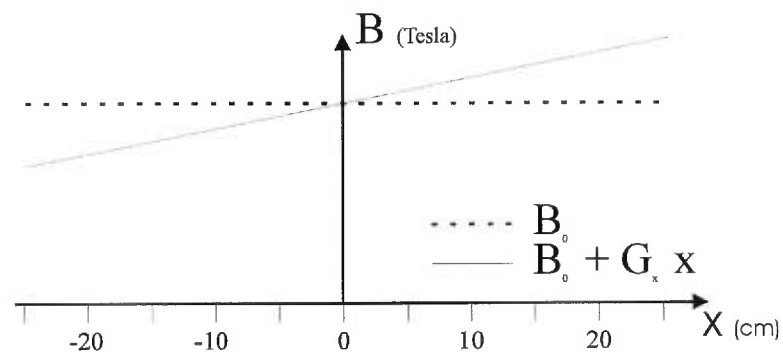


Fig. 3.1 : Gradient de champ magnétique s'additionnant au champ principal.

Dans un schéma de séquence standard on représente l'intensité des gradients de champs magnétique en fonction du temps et cela pour les gradients selon les trois directions x, y et z ou plus correctement appelées gradient d'encodage de fréquence (*readout*), gradient d'encodage de phase (*phase encoding*) et gradient de sélection de tranche (*slice select*). La direction d'encodage de fréquence n'est pas nécessairement associée à l'axe X, il arrive parfois que la direction d'encodage de la fréquence et de la phase soient permutées afin d'éviter des problèmes de retournement de spectre (voir chapitre 4, section *Aliasing*) ou de flux sanguin.

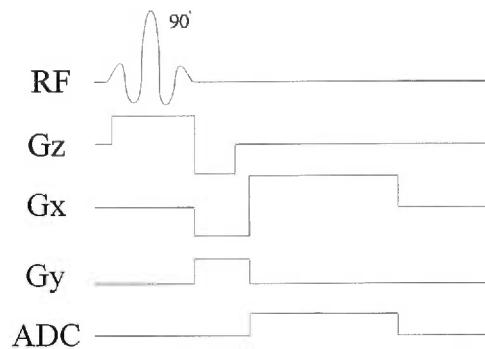


Fig. 3.2 : Exemple d'un schéma de séquence

Dans ces schémas on représente toujours les gradients par des boîtes bien carrées, mais de manière plus réaliste, il s'agit plutôt de trapèzes. En effet, un certain temps de montée est requis pour l'établissement du gradient. Un appareil typique peut établir un gradient maximal d'environ 20 mT/m et, sans les équipements optionnels d'imagerie rapide, peut l'atteindre en environ 600 μ s. On verra plus tard que nous ne sommes pas limités à des pulses de gradient trapézoïdaux. Mais d'abord, commençons par voir quel effet produira un gradient à toutes fins pratiques rectangulaire.

Au début de la séquence, se trouve habituellement un pulse RF de 90° qui fera basculer la magnétisation des spins de l'objet sous étude dans le plan transverse, c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du champ magnétique principal. Certains types de séquences utilisent des pulses causant un plus faible ou un plus fort basculement, mais à

un moment ou un autre, au moins une composante de la magnétisation originale se situera dans le plan transverse. Le schéma suivant (Fig. 3.3) représente l'état des spins à l'intérieur de la région d'intérêt, vu face au plan transverse tout juste après l'un des pulses RF. Chacune des petites flèches représente la magnétisation macroscopique produite par l'ensemble des spins d'un petit élément de volume de matière. Le terme spin sera utilisé pour désigner ces flèches dans le texte.

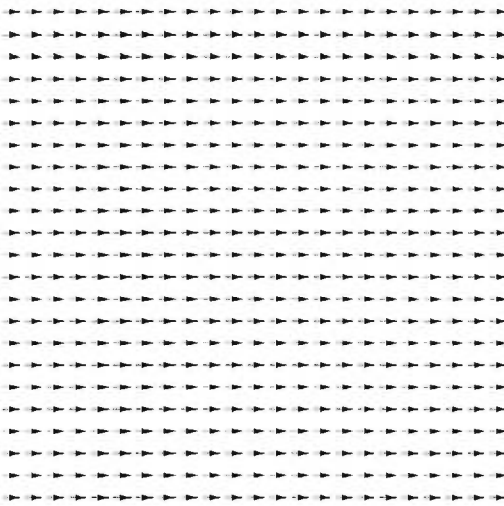


Fig. 3.3 : État des spins après le pulse RF de 90°

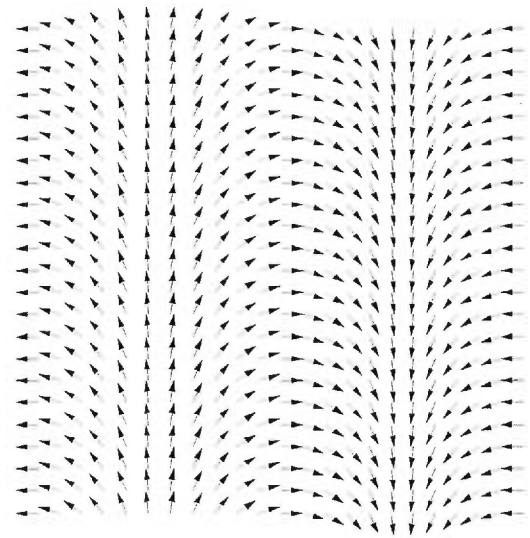


Fig. 3.4 : Effet d'un gradient selon X

Puisque nous n'avons pas encore appliqué de gradient, tous les spins précessent (tournent) à la même vitesse. Ainsi, pour un observateur dans un référentiel tournant à cette vitesse (fréquence de Larmor), ils semblent tous immobiles et pointent dans la même direction. On néglige ici l'effet des inhomogénéités de champ et de la relaxation pour la clarté de l'explication. L'application d'un gradient dans la direction X signifie, si l'on se réfère à la Fig. 3.1, que le champ magnétique sera plus élevé d'un côté de l'axe X (ici le côté droit) que de l'autre. Si un spin subit l'influence d'un champ magnétique plus grand, il aura une vitesse de précession plus grande. Donc les spins qui sont du côté positif de l'axe X se mettront à tourner plus vite que normalement et les spins à gauche de l'axe X ralentiront. On observe à la Fig. 3.4 que, par rapport au spins du centre où le gradient est nul et donc rien n'a changé, les spins de gauche ont pris un certain retard,

ceci en considérant que la rotation des spins se fait dans le sens des aiguilles d'une montre. Entre les spins des extrêmes et les spins centraux, un déphasage d'un demi-tour s'est installé. Plus le gradient utilisé à une grande intensité ou une grande durée, plus l'avance ou le retard accumulé par les spins hors centre sera grand. On verra au chapitre quatre comment cette accumulation de déphasage permettra de remplir l'espace de Fourier. Toutefois, pour l'instant il suffit de comprendre que le gradient de champ magnétique rendra la fréquence de précession des spins linéairement dépendante de la distance selon l'axe X. Cette relation est linéaire simplement parce que les gradients utilisés sont eux-mêmes linéaires. À la manière d'un clavier de piano, on a un ensemble de fréquence qui varie selon la position, les basses fréquences à gauche et les hautes fréquences à droite. Une fois cette relation spécifiée, il suffit de mesurer les ondes émises à une fréquence donnée pour déterminer l'intensité du signal provenant des spins à une position donnée.

Encodage de fréquence et signal

À partir des faits exposés jusqu'à maintenant, on peut déduire que la prise de mesure se fera toujours pendant l'application d'un gradient afin de préserver la discrimination en position. L'omission de ce gradient ne permet pas l'obtention d'une image mais cela ne signifie pas que le signal obtenu soit sans intérêt, le champ complet de la spectroscopie RMN en chimie en est la preuve. Voyons un exemple simple permettant de mettre en évidence l'effet d'un gradient sur le signal induit dans l'antenne réceptrice. On place deux objets ponctuels contenant des protons (disons deux éléments de volume d'eau) dans le champ magnétique principal en les séparant de quelques centimètres sur l'axe X. Une fois le basculement de magnétisation effectué, les deux éléments de volumes émettent leur signal sinusoïdal décroissant vers les antennes. Ce qui sera capté par les antennes sera donc une superposition de ces deux signaux et donc dans le cas de l'exemple, un signal sinusoïdal de même fréquence que les deux originaux mais ayant une amplitude deux fois plus grande. Malheureusement avec un tel signal, il est

impossible de dire qu'il provient bien de deux sources séparées de quelques centimètres, encore plus difficile de donner leur formes (s'ils avaient une dimension non nulle). Mais il y a un moyen plutôt astucieux de réussir cela, et nous l'avons énoncé à la section précédente. Il suffit de faire dépendre l'intensité du champ magnétique de la distance sur l'axe X, c'est-à-dire d'instaurer un gradient de champ magnétique. Le champ magnétique en Z aura donc sa valeur initiale B_0 plus un terme qui dépend de la distance en X mesurée à partir du centre de la région à imager. Maintenant, puisque le champ dépend de la position, la fréquence doit aussi en dépendre de par l'équation de Larmor, on pourra donc observer le battement des deux fréquences correspondantes à la position des objets.

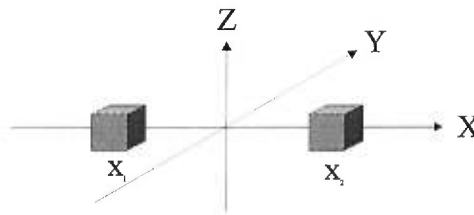


Fig. 3.5 : Deux éléments de volumes aux positions x_1 et x_2 .

Le signal pour deux éléments de volumes identiques aux positions x_1 et x_2 sans la présence d'un gradient prend la forme :

$$S \propto 2 \cos(\omega_0 t) e^{-t/T_2}$$

mais en présence d'un gradient G_x , la fréquence de Larmor change avec la position et le signal provenant de chacun des volumes sera S_1 et S_2 .

$$\begin{aligned} \omega &= \gamma B \\ &= \gamma(B_0 + G_x x) \end{aligned}$$

$$\omega_{x_1} = \gamma(B_0 + G_x x_1) = \omega_0 + \omega_1$$

$$\omega_{x_2} = \gamma(B_0 + G_x x_2) = \omega_0 + \omega_2$$

$$S_1 \propto \cos(\omega_{x_1} t) e^{-t/T_2}$$

$$S_2 \propto \cos(\omega_{x_2} t) e^{-t/T_2}$$

Où $\omega_0 = \gamma B_0$, $\omega_1 = \gamma G_x x_1$, $\omega_2 = \gamma G_x x_2$. Le signal capté par l'antenne sera une combinaison de S_1 et S_2 .

$$\begin{aligned} S &= S_1 + S_2 \propto \cos(\omega_{x_1} t) e^{-t/T_2} + \cos(\omega_{x_2} t) e^{-t/T_2} \\ &= e^{-t/T_2} (\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t)) \\ &= 2e^{-t/T_2} \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\left(\omega_0 + \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right) t\right) \end{aligned}$$

Et le signal mesuré aux bornes de l'antenne aura une forme semblable à :

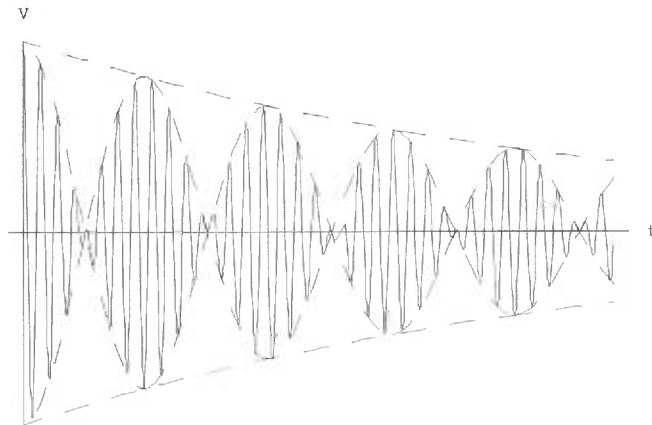


Fig. 3.6 : Battement entre les signaux

Avec un signal comme celui-ci, on peut maintenant retrouver la disposition et la forme du matériel à l'intérieur de la région à imager.

Puisque l'on vient, par l'application d'un gradient, d'encoder en fréquence l'information sur la position des objets, il nous faut maintenant extraire cette information du signal capté. La transformée de Fourier permettra de faire ressortir les informations de distance présentes dans le signal. La transformée de Fourier est un instrument mathématique fort

utile dans ce cas, car elle permet de déterminer le contenu en fréquence d'un signal. Dans le cas de notre exemple, on a simplement deux objets ponctuels, alors le signal sera formé de deux fréquences relativement pures. La transformée de Fourier du signal reçu devrait donner deux pics centrés sur les fréquences correspondant aux deux objets ponctuels. L'intensité de ces pics est proportionnelle à la quantité de spins précessant à cette fréquence. Si l'on utilisait un objet, disons un bocal d'eau de quelques centimètres de diamètre (Fig. 3.7), ayant une certaine dimension selon l'axe X et qu'on applique le même gradient qu'auparavant, le signal reçu serait composé de la combinaison de toutes les fréquences entre la fréquence correspondant au côté gauche du bocal et la fréquence du côté droit du bocal.

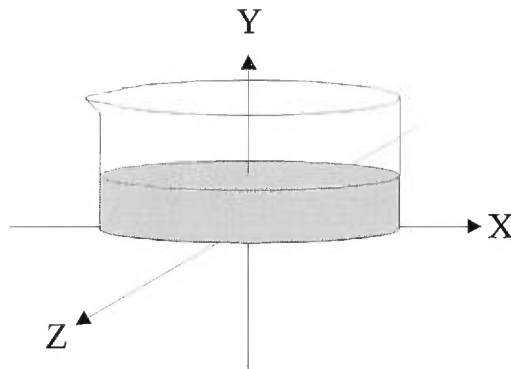


Fig. 3.7 : Disposition du bocal de l'exemple

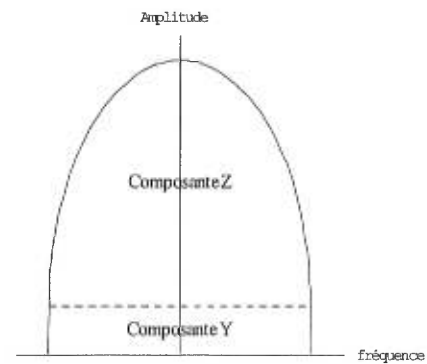


Fig. 3.8 : Tracé de la transformée de Fourier de la projection du bocal

La transformée de Fourier ne donnera pas de pics mais plutôt un tracé qui s'élève à partir de la fréquence correspondant au côté gauche jusqu'au centre du bocal et qui diminue ensuite jusqu'à la fréquence correspondant au côté droit (Fig. 3.8). On distingue donc très bien la forme du bocal, mais il s'agit d'une projection sur l'axe X. En effet puisqu'aucun autre gradient n'a été utilisé, le signal mesuré pour chaque valeur de x donnée est une somme des signaux provenant de tout les spins situés dans le plan Y-Z à cette abscisse. On prend pour acquis que le niveau de l'eau est constant, donc la contribution en Y est constante. Ce qui est reflété par la pente abrupte du signal présente au début et aux extrémités du tracé. En Z par contre, la quantité d'eau croisant un plan

Y-Z donné varie en fonction de la position x de ce plan. Au centre, la contribution est maximale, sur les bords, la contribution est nulle.

Les exemples précédents ne permettaient pas de produire une image bidimensionnelle mais simplement des projections de l'objet à imager. Il est évident que l'on peut appliquer les mêmes raisonnements pour les autres axes et ainsi obtenir des images en deux dimensions, et même en trois dimensions.

Sélection d'une tranche

Les exemples de la section précédente partent du fait que l'excitation RF est uniforme à travers l'objet sous étude. Mais dans la pratique, on fait rarement une excitation de volume. Il est plutôt coutume de n'exciter que les spins nécessaires à la formation de l'image. Dans une image typique, on veut que l'information provienne d'une tranche d'une épaisseur de 0,5 à 10 mm inclinée ou non et positionnée d'une manière précise. On appelle excitation sélective la technique consistant à appliquer une configuration de gradients donnée simultanément à l'excitation RF.

L'excitation RF se fait toujours à une fréquence bien particulière, soit celle de Larmor, car c'est à ce moment que l'absorption est résonante. Normalement, la fréquence de résonance des protons est la même partout dans le sujet ou l'objet à investiguer. Mais on a vu plus haut que l'application de gradients permet de changer cet état de fait. Prenons le cas où un patient se couche dans un appareil de résonance magnétique et où la direction du champ principal est selon l'axe allant des pieds à la tête. Après quelques minutes dans cette position, un état d'équilibre est atteint entre ses spins parallèles et antiparallèles au champ principal, une magnétisation macroscopique est donc créée dans chacun des éléments de volume du patient (bien à son insu !). Chaque spins participant à cette magnétisation précessent à la fréquence de Larmor telle que donnée par l'équation et cette fréquence est la même ou presque pour le corps entier. En appliquant un

gradient G_z , on change la valeur du champ ressenti par les spins en fonction de leur position en Z . Connaissant la fréquence de Larmor et l'intensité du gradient, on peut décider quelle fréquence porteuse doit avoir le pulse RF afin de faire basculer la magnétisation macroscopique des éléments de volume situés dans une tranche centrée en une valeur de z donnée. Les spins à l'extérieur de cette tranche ne se sont rendu compte de rien ou presque car l'excitation s'est produit à une fréquence trop éloignée de leur fréquence de résonance. La largeur de la tranche excitée est déterminée par l'intensité du gradient et la largeur de bande $\Delta\omega$ du pulse RF.

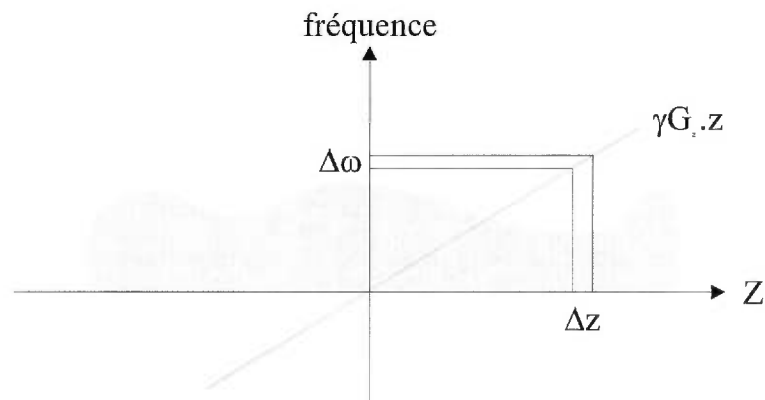


Fig. 3.9 : Relation entre largeur de bande $\Delta\omega$ et épaisseur de tranche Δz

Dans le cas idéal où les fréquences composant le pulse consistent en l'ensemble des fréquences entre $\omega_0 + \Delta\omega$ et $\omega_0 - \Delta\omega$ et ont toutes la même intensité, on dit que le profil de la tranche est rectangulaire. La forme du pulse ayant un tel contenu en fréquence est théoriquement le sinus cardinal ($\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$) selon une transformée de Fourier inverse. Cette fonction s'étend à l'infini des côtés positif et négatif de l'axe X. Comme c'est la fonction qui devra moduler l'amplitude de notre pulse RF et que nous ne disposons pas d'un temps infini pour le faire, il faudra utiliser une fonction sinc tronquée, ce qui aura pour effet d'altérer le profil de la tranche (Fig. 3.10).

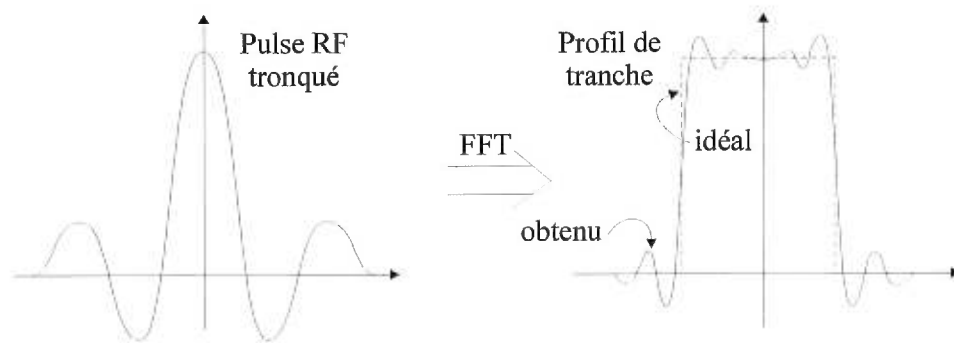


Fig. 3.10 : Profil de tranche pour un pulse tronqué

De plus, la transformée de Fourier n'est qu'une approximation de la relation entre la forme du pulse RF et le profil de tranche, de par le comportement non linéaire des équations de Bloch. La conception de la forme des pulses RF est donc chose compliquée et les différentes compagnies dans le domaine gardent jalousement secrète la forme optimale trouvée à la sueur du tâtonnement de leurs ingénieurs.

Encodage de phase

On a vu à la section sur l'encodage de fréquence comment obtenir la projection d'un objet sur un axe donné. Afin d'obtenir une image en deux dimensions, on pourrait utiliser une technique similaire à la reconstruction d'image en tomographie (CT scan). La méthode consiste à acquérir plusieurs projections de l'objet selon différents angles et ensuite à procéder à une rétroprojection. La description de cette méthode est vue en plus grands détails dans les références [14,24,22,...] car c'est effectivement de cette manière que les premières images bidimensionnelles en résonance magnétique furent reconstruites. Pour obtenir une projection à un autre angle, il suffit d'appliquer des gradients dans les directions X et Y à la fois et cela simultanément à la prise de mesure. L'angle de la projection est donné par la tangente inverse du rapport des intensités G_y et G_x des deux gradients. Cette méthode demande de nombreuses projections pour obtenir une résolution acceptable à cause du suréchantillonnage du centre par rapport aux régions éloignées. Beaucoup d'artefacts systématiques sont inévitables dû à cette manière de traiter les données. Mais ce qui a le plus fait pencher la balance pour les méthodes par

transformée de Fourier, est l'avènement de circuits intégrés permettant de faire ces transformées de manière très rapide. Aujourd'hui, la technique utilisée consiste à faire une transformée de Fourier en deux dimensions de données placées sur une grille cartésienne dont la longueur des côtés est une puissance de deux. Ceci permet l'utilisation des algorithmes de transformée de Fourier rapide (*FFT*). Si les données brutes ne sont pas sur une grille cartésienne, on utilise des méthodes d'interpolation pour qu'elles le deviennent et si la dimension n'est pas une puissance de deux, on remplit la grille de valeurs nulles jusqu'à ce que la dimension atteigne la prochaine puissance de deux (*zero filling*).

L'encodage de phase lui-même est complètement analogue à l'encodage de fréquence à la différence que celui-ci ne se fait pas pendant la période d'acquisition du signal, il doit nécessairement se faire avant. Dans le cas de l'encodage de fréquence, le gradient de lecture doit être appliqué simultanément à la prise de mesure car c'est le fait que les différentes parties de l'échantillon émettent à différentes fréquences qui permet de les distinguer. Dans le cas de l'encodage de phase, l'information qui permettra de différencier les différentes parties sera évidemment la phase du signal émis par leurs spins. Le principe étant qu'après l'application d'un gradient, G_y disons, pendant un temps donné, les spins ont accumulé un certain déphasage qu'ils conservent jusqu'à nouvel ordre. On peut ensuite procéder à un encodage de fréquence à partir d'une situation initiale bien différente que pour le cas vu précédemment à la Fig. 3.3. En fait, la configuration des spins sera plutôt celle de la figure qui suit (Fig. 3.11).

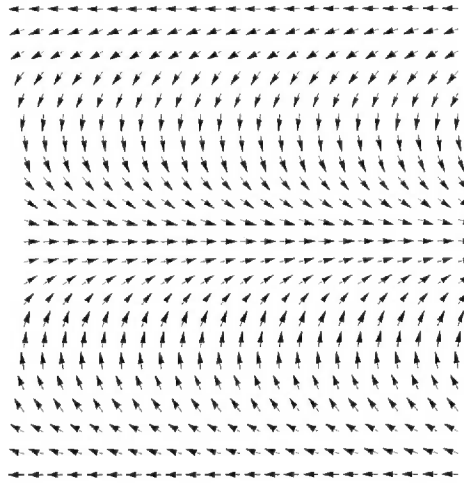


Fig. 3.11 : Spins après l'application d'un gradient en Y

Puisque ce schéma est toujours vu à partir du référentiel tournant, cette configuration demeure statique jusqu'à ce que l'on décide de commencer l'acquisition et par conséquent l'encodage de fréquence. On va ensuite répéter le processus et faire plusieurs acquisitions pour des valeurs différentes de l'intensité du gradient G_y . Chacune de ces séries de mesures correspond à une ligne de l'espace de Fourier. Avant même d'être échantillonné, le signal capté passe par un système sensible à la phase du signal. La première étape consiste à soustraire la fréquence correspondant au centre du champ à imager, cela donne un signal en tout temps proportionnel au cosinus de leur différence de phase. Les fréquences mesurées par un appareil de 1,5 T se rapproche toujours de 65,83 MHz et la fréquence correspondant au bordures du champ de vision s'en éloigne d'environ 20 kHz. Donc toute l'information utiles est contenue dans une largeur de bande d'environ 40 kHz ce qui est une fréquence de l'ordre de 1000 fois inférieur à la fréquence du signal reçu. Il est alors très sage et beaucoup plus simple de soustraire la fréquence centrale aux fréquences mesurées ce qui ramène les fréquences dans la gamme audio permettant ainsi une fréquence d'échantillonnage beaucoup plus lente (kHz au lieu de MHz). L'étape suivante utilise une fréquence de référence toujours égale à la fréquence centrale mais cette fois déphasée de 90° . Ceci permet de faire la différence entre les fréquences positives et négatives. En effet, lors de la soustraction avec la fréquence centrale, les fréquences au départ plus faibles deviennent négatives et les fréquences au

départ plus élevées demeurent positives. Une seule comparaison avec la fréquence centrale, que se soit celle déphasée de 90° ou non, ne permet pas de déterminer complètement la phase du signal. On doit combiner l'information des deux comparaisons afin de résoudre cette indétermination. Par exemple, pour un temps t donné, l'amplitude du signal résultant de la comparaison avec la fréquence centrale permet de déterminer deux phases possibles pour ce signal (Fig. 3.12). Il en va de même pour le signal résultant de la comparaison avec la fréquence centrale déphasée de 90° (Fig. 3.13). C'est seulement en combinant l'information provenant des deux comparaisons que l'on peut déterminer uniquement la phase du signal d'entrée (Fig. 3.14). Le signal capté peut être considéré comme composé d'une partie réelle et une d'une partie imaginaire oscillant toutes deux à la même fréquence et nécessairement déphasée de 90° .

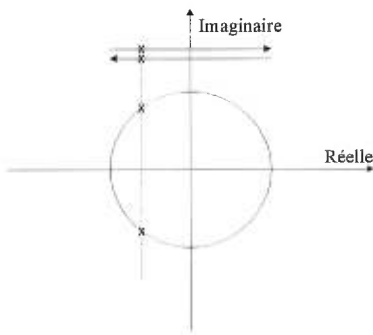


Fig. 3.12 : Partie imaginaire seulement : indétermination

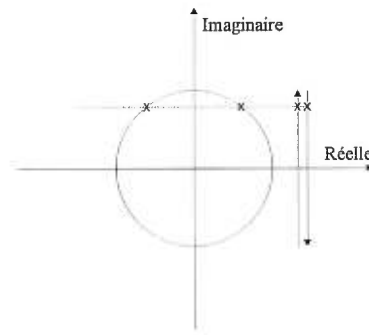


Fig. 3.13 : Partie réelle seulement : indétermination

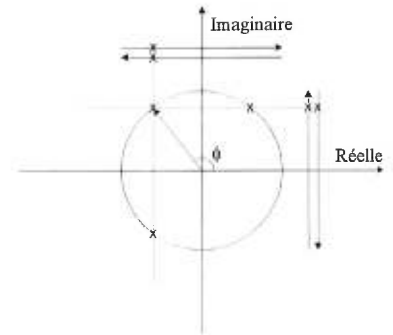


Fig. 3.14 : Combinaison de la partie réelle et imaginaire : l'indétermination est levée

Si l'on trace ces deux composantes oscillantes sur un graphique comme étant un abscisse et un ordonnée, elles définissent un cercle. Le fait de parcourir le cercle dans un sens ou dans l'autre détermine s'il s'agit d'une fréquence positive ou négative.

Séquence simple : écho de spins

Il est maintenant temps de voir une séquence simple utilisant les concepts introduits jusqu'à maintenant et permettant vraiment de faire l'acquisition d'une image. Lorsque l'on veut décrire une séquence il suffit de définir l'ordre dans lequel on veut que chaque événement survienne et la durée de chacun. Les événements possibles comprennent :

l'application d'un gradient dans une direction donnée, l'envoi d'une onde RF produisant un angle de déflexion donné et enfin la période de temps où l'ADC procédera à l'acquisition du signal. La manière rapide de présenter une séquence est de présenter un schéma de séquence semblable à celui déjà montré à la Fig. 3.2. Voici donc le schéma de la séquence appelé écho de spins basée sur le phénomène de remise en phase expliqué à la fin du chapitre précédent.

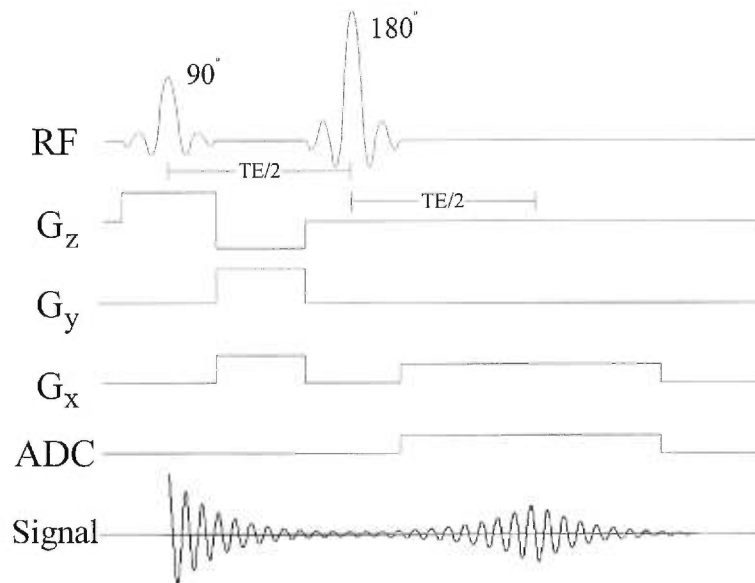


Fig. 3.15 : Séquence d'écho de spins

On peut voir quatre sections dans cette séquence, la première comprend le pulse de 90° appliqué simultanément à un gradient en Z. Ceci constitue l'excitation sélective selon Z, la magnétisation macroscopique de chaque parties d'une tranche de matière à un emplacement donné en Z a été basculée d'un angle de 90° et précesse maintenant dans le plan transverse. La deuxième section contient plusieurs gradients dans les directions X, Y et Z. Le petit gradient négatif en Z permet de remettre en phase les spins selon cette direction. La boîte hachurée en G_y représente l'ensemble des valeurs que le gradient en Y prendra à chaque répétition de la séquence, chacune correspondant à une ligne de l'espace de Fourier. Le gradient en X permet de s'assurer qu'il y aura bien un retour en phase au temps TE suivant le pulse de 90° en créant un déphasage qui sera compensé par

la première demi du gradient d'encodage de fréquence. La troisième section ne comporte que le pulse RF de 180° , celui-ci ne procède pas à une excitation sélective puisqu'un tel angle de basculement n'aura aucun effet sur la magnétisation des régions extérieures à la tranche précédemment sélectionnée. Cette magnétisation étant toujours alignée avec le champ magnétique principal, un basculement de 180° ne produira aucune magnétisation transverse ou très peu, sauf dans le cas où le champ RF est non-uniforme (sur les bords par exemple). Un gradient de sélection de tranche est habituellement appliqué pour éviter ce problème. La quatrième et dernière section consiste en la prise de mesure elle-même. Pendant l'écho de spins, on utilise un gradient d'encodage de fréquence simultanément au convertisseur analogue-numérique qui transforme en donnée numérique le voltage mesuré aux bornes de l'antenne réceptrice et cela à une fréquence d'échantillonnage bien précise.

Encore du contraste

L'intensité du signal en résonance magnétique dépend fondamentalement de trois paramètres ; le temps de relaxation T_1 , le temps de relaxation T_2 et la densité de protons $N[H]$. Ces trois paramètres sont les caractéristiques de la matière qui détermine l'intensité du signal et peuvent être influencés par la température, la pression ou autres conditions. Toutefois, dans le cadre d'une séquence d'imagerie, certains paramètres de la séquence auront un impact direct sur l'intensité du signal. Dès l'excitation RF, les phénomènes de relaxation entre en jeux. Deux procédés de relaxation indépendants permettent au milieu de revenir à son état d'équilibre, soit l'orientation parallèle au champ magnétique principal. Le premier et le plus rapide est la relaxation transversale, souvent dites relaxation T_2 , qui dissipe la magnétisation transverse. Le deuxième est la relaxation longitudinale qui se produit en même temps mais à un taux moindre (T_1 toujours plus grand ou égal à T_2) et permet la remontée de la magnétisation M_z selon le champ principal vers sa valeur de départ M_0 . De là, si l'on observe l'intensité de M_z et du signal dans le cas où deux pulses RF séparés d'un temps TR sont appliqués, on obtient le tracé de la Fig. 3.16. Pour une séquence d'écho de spins, ce manège se répète autant de fois

qu'il y a de lignes à acquérir et l'on peut trouver aisément que l'intensité du signal mesuré au temps TE après l'un des pulses de 90° sera donnée par :

$$S(x,y) = M_0(x,y)(1 - 2e^{-(TR-TE/2)/T_1} + e^{-TR/T_1})e^{-TE/T_2}$$

en supposant que l'image est prise dans le plan X-Y. Le facteur N[H] est inclus dans le facteur $M_0(x,y)$ et varie évidemment lui aussi en fonction de la position x et y.

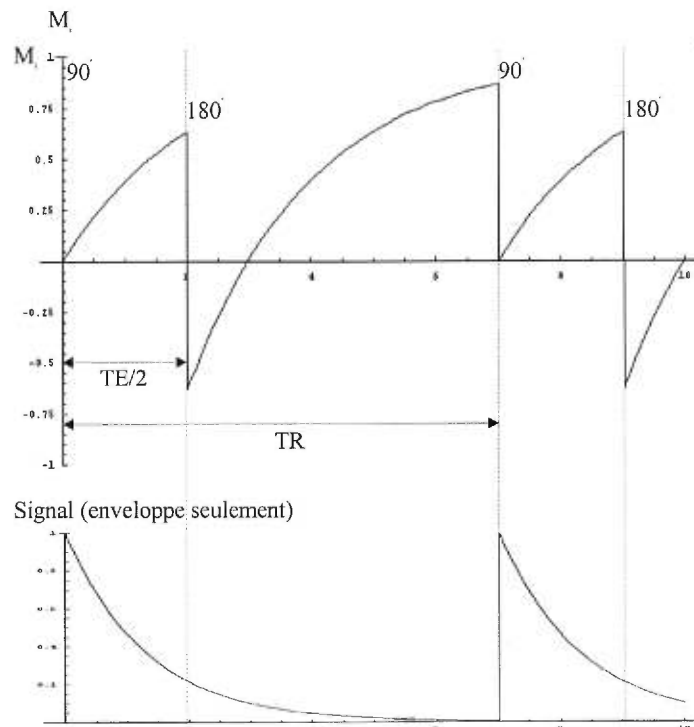


Fig. 3.16 : M_z (relaxation T_1) et Signal (relaxation T_2).

Ce qui permet d'obtenir un contraste entre deux régions, est justement le fait que des matériaux différents auront des propriétés différentes en termes de T_1, T_2 et N[H]. Si on regarde de plus près le signal obtenu pour deux régions du cerveau par exemple, une saine (matière blanche dans ce cas) et une contenant une pathologie (oedème cérébral) tel que mesuré à la suite de deux pulses de 90° (Fig. 3.17). De manière typique, on superpose les tracés de M_z et du signal afin de mettre en évidence l'effet des paramètres T_1, T_2, TR et TE sur la différence d'intensité des signaux au moment de la mesure, autrement dit

sur le contraste entre les deux régions. Cette figure prend pour acquises les propriétés suivantes :

Substance	T1 (ms)	T2 (ms)	N[H]
matière blanche	510	67	0,61
oedème	900	126	0,86

Tableau 1 : Caractéristiques des substances de l'exemple

où la densité de proton N[H] est donné de manière relative au fluide cérébro-spinal (CSF) qui a essentiellement la même densité que l'eau.

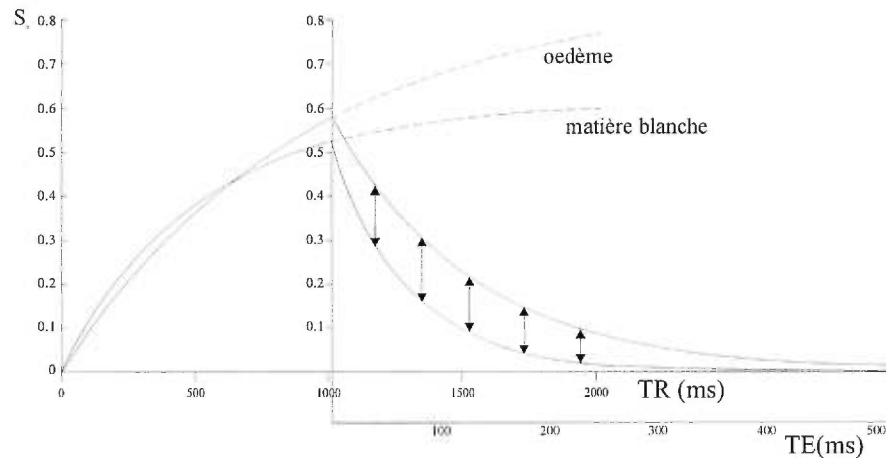


Fig. 3.17 : Phénoménologie du contraste, Signal en fonction de TR et TE pour deux substances différentes

Le graphique du signal en fonction de TE croise le premier graphique au moment où le deuxième pulse de 90° est appliqué, ce qui définit le TR (temps de répétition). Les flèches montrent le contraste entre les deux tissus en fonction du TE utilisé. On voit que si l'on avait choisi un TR plus long, la différenciation d'intensité entre les deux régions aurait été encore plus grande au détriment d'un temps total d'acquisition évidemment plus élevé. À l'opposé, si le TR avait été un peu plus court (environ 700 ms dans ce cas) le nouveau pulse aurait été appliqué à un moment où le signal des deux régions était égal, très peu de différence d'intensité aurait été observée. En fait, toutes différences d'intensités auraient été strictement dues à la différence de décroissance en T_2 . Donc tout dépendant des paramètres TR et TE, le contraste de l'image sera dominé par un effet T_1 ,

T_2 ou $N[H]$ ou une combinaison des trois. On parlera alors d'images pondérée T_2 , pondérée T_1 ou pondérée par la densité de protons.

Durée d'une séquence

La durée d'une séquence est directement reliée au paramètre TR que l'on a rencontré plus haut, cela en excluant le temps utilisé pour une préparation quelconque ou d'éventuelles saturations. En fait, le temps d'acquisition total est simplement la multiplication du nombre de lignes (aussi dit nombre de pas d'encodage de phase) par le paramètre TR. Si l'on décide de prendre plusieurs mesures pour la même ligne de phase afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit, on doit multiplier le temps total par le nombre de mesures (NEX) faites par ligne. Évidemment, si l'on fait l'acquisition de plusieurs tranches ou une acquisition 3D, il faut multiplier le temps total par le nombre de tranches ou le nombre de pas d'encodage de phase dans la troisième dimension. Le paramètre TR est restreint par la durée de l'acquisition de chaque ligne de phase qui est elle-même restreinte par la durée des pulses RF, la durée des gradients nécessaire à la formation de l'image et la valeur de TE choisie. La durée des pulses RF dépend nécessairement de la puissance que peut fournir le générateur de fréquence, mais dans une situation réelle ce n'est jamais ce facteur qui nous limite. Un cabinet RF typique a une puissance maximale de 15 000 Watts, ce qui fait de l'appareil de résonance magnétique un four à micro-ondes redoutable. Toutefois cette puissance est toujours appliquée pendant un temps relativement court et la quantité d'énergie déposée est plutôt faible. De plus, on procède à l'excitation d'un niveau d'énergie nucléaire et non pas à celle d'un niveau d'énergie moléculaire comme dans un four à micro-ondes. Des normes nationales régissent la quantité d'énergie déposée dans le patient et ce sont plutôt ces normes qui limitent la durée minimale des pulses RF. Dans certains cas, un pulse plus long pourrait être préférable afin d'obtenir une qualité d'image supérieure. De manière très simplifiée, la norme consiste à ne jamais faire augmenter la température du corps du patient de plus de 1 °C. Les gradients sont aussi un facteur limitatif, et cette fois ce sont des limitations dues à l'appareil lui-même. La valeur maximale du gradient ainsi

que son temps de montée maximal sont des caractéristiques intrinsèques du système d'imagerie. Le temps TE est choisi par l'utilisateur, mais il ne peut être réduit en bas d'une valeur minimale déterminée elle aussi par la durée des pulse RF et des gradients. On verra au chapitre suivant ce qui détermine l'intensité et la durée nécessaire des gradients pour l'obtention d'une image donnée.

Saturations et préparations

Avant le début d'une séquence, il peut être intéressant, voir même nécessaire, de préparer adéquatement la magnétisation de l'échantillon. Le cas le plus courant de préparation est sans aucun doute la saturation du gras. Dû au déplacement chimique $\delta\nu$, propriété causant un certain décalage de la fréquence de résonance des protons en fonction de leur situation dans une molécule, le gras a une fréquence de résonance différant de celle de l'eau d'environ 223 Hz pour un champ magnétique principal de 1,5 T. En fait, les déplacements chimiques sont habituellement donnés en partie par million (ppm) afin d'être indépendants de B_0 , il suffit donc de multiplier par la fréquence de Larmor correspondant à l'intensité du champ magnétique principal afin d'obtenir la différence en terme de fréquence.

$$\delta\nu \times \gamma B_0 = 3,5 \text{ ppm} \times 63,86 \text{ MHz} \approx 223 \text{ Hz}$$

Ce décalage en fréquence se répercute en un décalage de la position du gras dans l'image reconstruite (artefact de déplacement chimique). Toutefois, plusieurs méthodes ont été développées afin de séparer le signal provenant de l'eau du signal provenant du gras. Deux méthodes simples seront présentées ici, l'excitation sélective du gras et la saturation sélective du gras. Quoique semblable en nom, les deux méthodes exploitent des propriétés bien différentes du système de spins. Mais elles consistent toutes deux en une étape préliminaire à une acquisition normale, laissant la magnétisation des spins du gras dans un état ne lui permettant pas de contribuer à la formation du signal.

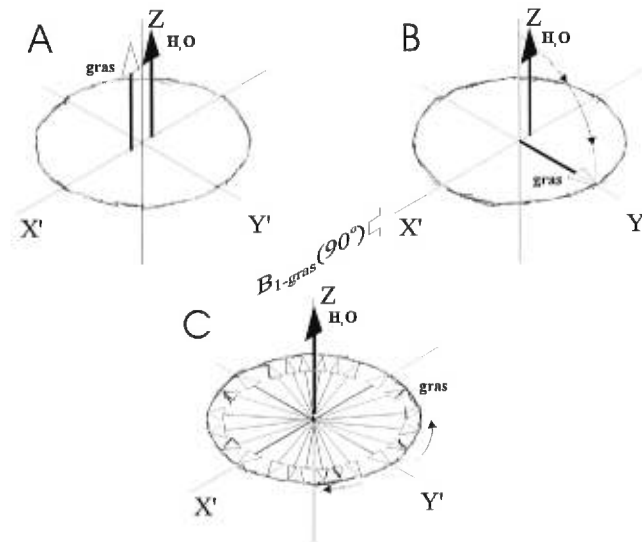


Fig. 3.18 : Excitation sélective du gras

L'excitation sélective du gras, telle qu'illustrée par la Fig. 3.18, est constituée de trois étapes. Au départ, la magnétisation du gras et de l'eau sont orientées parallèlement à l'orientation du champ magnétique principal (Fig. 3.18 A). Ensuite on applique un pulse RF de 90° à faible largeur de bande dont la fréquence centrale est celle du gras (Fig. 3.18 B). Par l'application immédiate d'un fort gradient (*spoiling gradient*), la magnétisation transverse du gras est complètement déphasée et une annulation complète est obtenue (Fig. 3.18 C). Puisque la magnétisation de l'eau est demeurée dans l'axe parallèle à B_0 , elle est disponible pour faire une image par les méthodes usuelles. Si désiré, l'annulation de la magnétisation du gras peut être renversée en appliquant un gradient de remise en phase contraire à celui utilisé pour le déphasage.

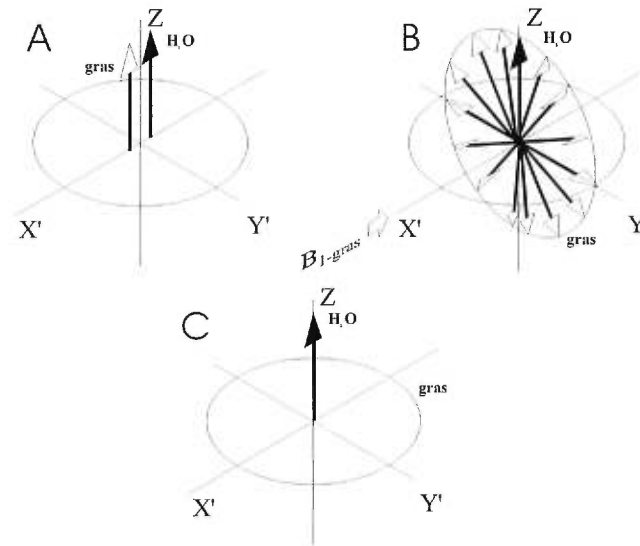


Fig. 3.19 : Saturation sélective du gras

La saturation sélective du gras, utilise aussi une onde RF à faible largeur de bande centrée sur la fréquence de résonance du gras. Toutefois, un pulse beaucoup plus long (une centaine de millisecondes) et de faible intensité est utilisé afin de faire précesser la magnétisation de plusieurs tours. Ceci, combiné à la relaxation T_1 , permet d'annuler la magnétisation due au gras. Une fois de plus, la magnétisation de l'eau est la seule disponible pour répondre à une séquence d'imagerie standard. Contrairement à l'excitation sélective, cette forme de préparation ne peut être inversée.

D'autres types de préparations sont possibles et ne servent pas qu'à séparer le signal du gras et de l'eau. La préparation d'échos stimulés, la sensibilisation au transfert de magnétisation et la sensibilisation à la diffusion (chapitre 6) sont des formes de préparations couramment utilisées.

Constitution générale d'un appareil de résonance magnétique

Toutes les conditions de champs magnétiques, de gradients et d'ondes RF nécessaires à l'imagerie sont produites par un appareils prenant des proportions assez respectables lorsqu'il s'agit de faire l'imagerie du corps humain. Le champ magnétique principal peut

être produit par un aimant permanent, un bobinage résistif ou un bobinage supraconducteur. Les aimants permanents sont habituellement constitués de fer, et la quantité de matériel nécessaire à la concentration du champs magnétique pour l'obtention d'une homogénéité raisonnable porte leur poids à environ 23 tonnes pour un champ de seulement 0,2T. Certains alliages permettent d'abaisser ce poids mais cela demeure un facteur limitatif de l'intensité du champ. Les aimants résistifs, sont composés de quelques grandes bobines de fils conducteurs contenant environ 1500 tours chacunes et dans lesquels on fait passer un courant d'environ 200 Ampères, ce qui produit un champ de 0,15T pour un aimant de un mètre de diamètre. Une alimentation d'environ 50 kW est nécessaire pour fournir ce courant, la stabilité de cette dernière sera déterminante pour l'homogénéité du champ. Puisque le fil est résistif, l'énergie permettant d'établir le courant sera dissipée sous forme de chaleur. Un système de refroidissement à circulation d'eau permet d'évacuer facilement la chaleur produite pour les systèmes à faible champ. Mais la puissance dissipée augmente avec le carré du courant qui est lui-même directement proportionnel à l'intensité du champ magnétique, des problèmes se posent rapidement. Les systèmes permettant de fort champs utilisent tous des bobinages supraconducteurs. Souvent fait d'un alliage Niobium-Titane, le fil est encastré dans une matrice de cuivre et maintenu enroulé de manière précise autour d'une structure isolée et cylindrique d'aluminium par un epoxy à haute conductivité thermique. Chaque bobine peut compter plusieurs milliers de tours ce qui représente des dizaines de kilomètres de fil. Ce fil est constitué par l'assemblage de plusieurs fils soudés bout à bout. L'alliage de Nb/Ti devient supraconducteur à environ 10 K, il faut donc abaisser sa température sous ce niveau afin d'obtenir des conditions d'opération stables. Une telle température est obtenue en plaçant les bobinages dans un bain d'hélium liquide réduisant ainsi sa température à environ 4,2 K. Une fois la bobine refroidie, un courant y est établi, étant supraconductrice il n'est pas nécessaire de fournir un apport énergétique continu afin que le courant se maintienne. Le courant effectue une boucle sans fin et cela sans pertes ou presque. Les quelques pertes possibles proviennent d'imperfections résistives des joints entre les sections du fil supraconducteur. Ceci cause

un légère augmentation du taux d'évaporation de l'hélium liquide, il faut donc régulièrement (à tous les 6 mois environ) refaire des réserves. Un courant d'environ 700 ampères circule dans les boucles supraconductrices et permet d'obtenir un champ magnétique principal de 1,0T à 2,0T. L'homogénéité du champ produit par un solénoïde est très grande et ne dépasse habituellement pas une dizaine de parties par millions à l'intérieur d'une sphère de 30 cm autour du centre du système.

Les systèmes supraconducteurs sont, de par leur nature, forcément dans une configuration horizontale (Fig. 3.21). Ce qui résulte en un appareil à peu près cubique ayant deux mètres de côté. Un tube le traversant de part en part et ayant un diamètre d'environ 60 cm constitue l'espace où le patient sera positionné. Cet espace restreint cause assez fréquemment une certaine anxiété ou appréhension voir même la découverte d'une claustrophobie chez le patient. Ceci est un des désavantages des systèmes à haut champ.

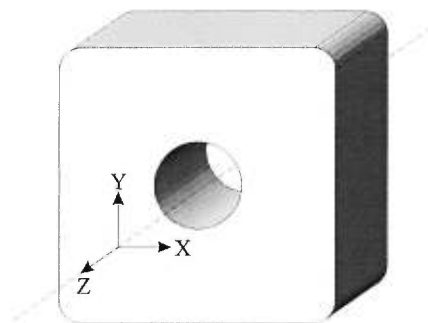


Fig. 3.20 : Représentation d'un appareil de résonance magnétique à champ élevé

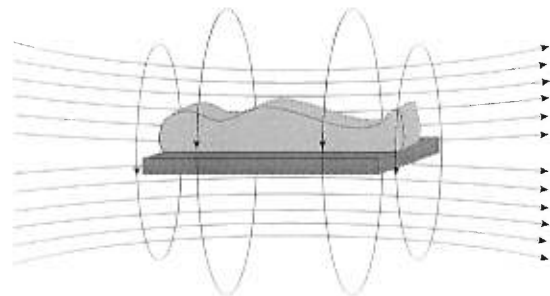


Fig. 3.21 : Position des boucles et lignes de champs

Les systèmes à supraconducteurs sont aussi susceptibles de subir un «Quench», un événement qu'on ne souhaite à personne et qui demande de longue période d'inactivité afin de remettre le système en marche et de faire les tests de qualité et ajustements nécessaires. Ce problème survient lorsqu'une partie du bobinage devient suffisamment résistive pour que sa température s'élève au dessus du seuil de supraconductivité de l'alliage. À ce moment, l'hélium entre en ébullition, le supraconducteur se réchauffe et peut perdre subitement sa supraconductivité. Si cela ce produit, toute l'énergie emmagasinée dans la bobine se dissipe très rapidement sous forme de chaleur et les

quelques 3000 litres d'hélium liquide contenu dans le réservoir retournent à l'état gazeux.

Sans un système d'évacuation adéquat de ce gaz, cette expansion rapide pourrait résulter en un accident grave. Un « quench » peut être provoqué volontairement dans le cas d'urgence très peu probable où l'insertion d'un objet ou d'un implant ferromagnétique dans l'aimant mettrait la vie du patient, d'un technologue ou d'un technicien en danger immédiat. Toutefois s'il n'y a pas d'urgence, par exemple dans le cas où un outil a été échappé dans l'aimant à un moment où il n'y avait pas de patient, le champ magnétique peut être diminué lentement par induction sans avoir à sacrifier le précieux réfrigérant (10 dollars le litre).

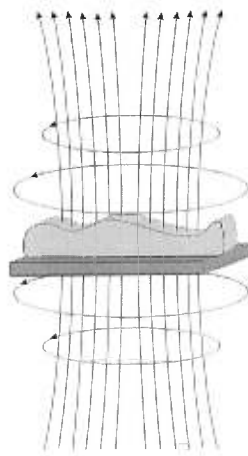


Fig. 3.22 : Configuration ouverte, position des bobines résistives ou de l'aimant permanent

Pour les systèmes à faible champ, une configuration ouverte (Fig. 3.22) permet de diminuer l'impression de confinement que l'on peut ressentir dans un tube fermé. Elle permet aussi un accès facile au patient pour d'éventuelles sondes de signes vitaux ou autres appareils de surveillance et de maintien

Le système permettant d'appliquer des gradients de champ magnétique s'ajoute à l'intérieur de la structure de l'aimant. Encore une fois, on utilise un ensemble de bobinages permettant d'obtenir un champ magnétique d'intensité variant linéairement avec la position dans un des trois axes. Pour produire un gradient dans la direction

parallèle à l'axe du tube, on utilise une simple paire de Maxwell. Il s'agit de deux bobinages autour de la structure du tube, espacés d'une distance donnée et dans lesquels circulent des courants de sens opposés. Le champ selon l'axe transverse d'une bobine simple dont l'axe serait orienté selon Z est donné par :

$$\mathbf{B}(z) = \frac{\mu_0 I a^2 N}{2(a^2 + z^2)^{3/2}} \hat{\mathbf{z}}$$

où I est le courant passant dans le bobinage, a son rayon et N le nombre de tours du bobinage. Si l'on place les deux bobines à une distance d l'une de l'autre de chaque côté de l'origine en Z et que les courants sont de sens opposés, l'intensité du champ magnétique entre les deux sera essentiellement linéaire sur une longue distance (Fig. 3.23).

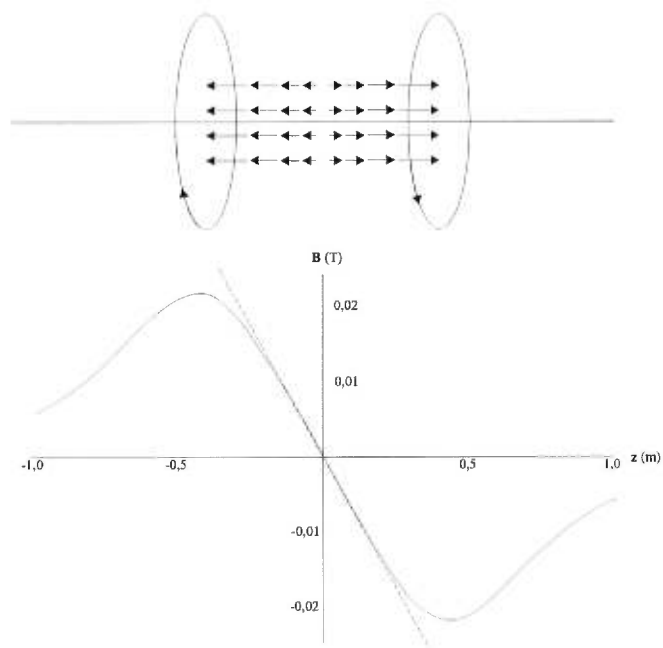


Fig. 3.23 : Champ produit par une paire de Maxwell

En ne gardant que le terme du premier ordre du développement en série de l'expression du champ magnétique résultant on peut trouver la valeur du gradient G_z obtenue. La formule suivante représente la pente de la droite en pointillé sur la Fig. 3.23.

$$G_z = \pm \frac{3 \mu_0 I a^2 N d}{2 (d^2 + a^2)^{3/2}}$$

Le signe positif ou négatif dépend du sens des courants, en inversant le sens des courants dans chacun des bobinages, on inverse le signe du gradient.

Pour les gradients en X et Y, on utilise un principe semblable que l'on appelle bobinages de Golay.

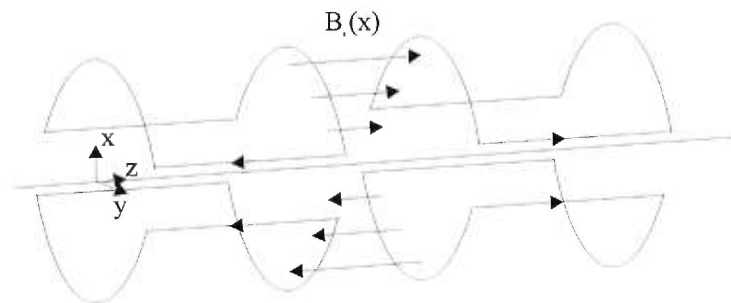


Fig. 3.24 : Bobinage de Golay pour les gradients en X et Y

La description du champ magnétique résultant d'une telle configuration n'est pas aussi simple que celle des paires de Maxwell mais ce qui est important de comprendre est, lorsque l'on parle d'un gradient en X et d'un gradient en Y, le champ magnétique produit est toujours selon l'axe Z (l'axe du champ principal) et que seul son intensité varie en fonction de la position en X ou Y.

L'ESPACE DE FOURIER

Reconstruction d'une image

On a dit précédemment que l'acquisition de l'information sur l'organisation spatiale de l'échantillon à imager se fait par le biais d'un encodage en fréquence. Cette information est ensuite décodée en utilisant un outil mathématique appelé transformée de Fourier (du nom du mathématicien français Joseph Fourier qui découvrit les séries trigonométriques). Cette transformation permet d'extraire le contenu en fréquence d'un signal et, dans notre cas, permet de faire une relation directe avec l'intensité du signal en fonction de la position. L'espace dans lequel sont acquises les données est appelé espace de Fourier et consiste en un ensemble de valeurs d'amplitude pour les fonctions de bases de cet espace. La base de l'espace de Fourier est l'ensemble des ondes planes de toutes fréquences, phases et orientations.

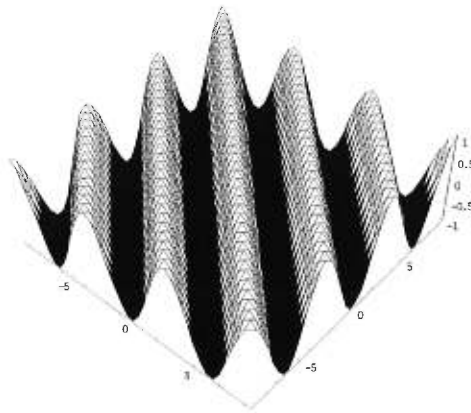


Fig. 4.1 : Exemple d'une onde plane

Dans l'ordinateur, l'information est emmagasinée dans une matrice où chaque élément représente le contenu du signal en une onde plane bien particulière.

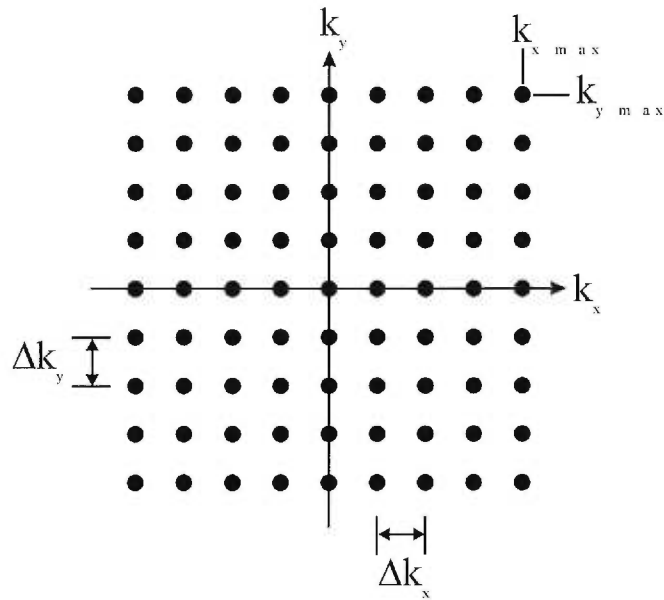


Fig. 4.2 : Échantillonnage de l'espace de Fourier

L'élément du centre représente une onde plane de fréquence zéro, c'est-à-dire un terme constant. Plus un élément est loin du centre plus il représente une onde de fréquence élevée et la droite reliant le centre à cet élément indique la direction de propagation de cette onde. Le nombre d'éléments de chaque ligne de la matrice est égal au nombre d'échantillon du signal pris durant la durée de l'acquisition. Typiquement, on acquiert 128 ou 256 éléments par ligne ce qui, une fois transformé vers l'espace image, donnera autant de pixels sur la longueur d'une ligne.

FOV

Dans la pratique, on ne peut mesurer un continuum de fréquence. On échantillonne donc le signal à une fréquence donnée, laissant ainsi un petit intervalle de fréquence Δk entre chaque élément de l'espace de Fourier ce qui influence directement l'étendue du champ de vision (FOV). En fait, le champ de vision selon un axe donné est directement l'inverse de cet intervalle de fréquence spatiale Δk et qui est lui-même directement lié à la valeur du gradient d'encodage de fréquence et à la période de temps Δt que dure chaque

échantillonnage (inverse de la fréquence d'échantillonnage mentionnée un peu plus haut).

$$FOV = \frac{1}{\Delta k} = \frac{1}{\frac{\gamma}{2\pi} G \Delta t}$$

Pour une durée totale de l'acquisition donnée et une période d'échantillonnage Δt donnée, le champ de vision est donc totalement déterminé par la valeur du gradient. Le champ de vision minimal est alors contraint par l'intensité maximale du gradient.

Résolution

En plus d'échantillonner de manière discrète, on doit aussi prendre un nombre fini d'échantillons. La résolution spatiale de l'image reconstruite sera donc simplement égale à l'étendue du champ de vision divisée par le nombre d'échantillon à prendre sur cette distance. La durée totale de l'acquisition τ_x ainsi que l'intensité du gradient associé détermine une valeur maximale de la fréquence spatiale $k_{x \max}$ correspondant aux éléments de la bordure de l'espace de Fourier. Autrement dit, l'étendue de l'espace de Fourier détermine la résolution spatiale Δx de l'image finale.

$$\Delta x \approx \frac{1}{2k_{x \max}} = \frac{1}{\frac{\gamma}{2\pi} G_x \tau_x}$$

L'intensité des gradients est aussi un facteur limitatif de la résolution spatiale mais le temps que l'on veut allouer à la prise d'une image restreint aussi la résolution maximale. Ceci ne veut pas dire qu'en mettant le temps nécessaire on peut atteindre une résolution aussi bonne que l'on veut, car en réduisant la résolution spatiale on acquiert l'information provenant d'un plus petit volume de spins et par conséquent le rapport signal à bruit subit une dégradation proportionnelle.

Aliasing

La fréquence d'échantillonnage du signal doit toujours répondre au critère de Nyquist pour éviter le phénomène de retournement de spectre (*aliasing* ou *wrap around*). Le critère de Nyquist stipule qu'afin de reconstruire correctement une image donnée, il faut échantillonner le signal à une fréquence au moins deux fois supérieure à la composante de fréquence maximale provenant de l'objet lui-même. Un problème de retournement de spectre survient habituellement lorsque le champ de vision utilisé n'englobe pas complètement l'objet à imager. À ce moment, les parties de l'objet à l'extérieur du champ de vision émettent un signal de fréquence trop élevée pour être correctement représentées, elles seront méprisées pour des fréquences plus faibles. Sur la Fig. 4.3 on voit une fréquence élevée (en noir) échantillonnée avec une fréquence trop faible (les points mesurés en gris). Cette fréquence élevée sera donc méprise pour une fréquence plus faible (courbe grise).

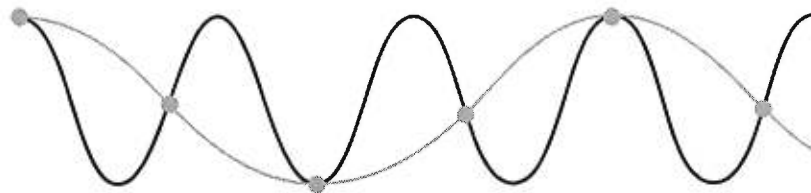


Fig. 4.3 : Effet d'une fréquence d'échantillonnage trop faible

Suite à la reconstruction cela donne lieu à un repliement de l'image sur le côté opposé à sa provenance originale. À titre d'exemple, prenons le cas où l'on acquiert une image transversale de la tête d'un patient et où le champ de vision est tel qu'il n'englobe pas les oreilles de celui-ci. Sans prendre les moyens adéquats, on verra sur l'image résultante l'oreille droite du patient se superposer à la partie gauche de son cerveau et l'oreille droite du patient se retrouver superposée à la partie gauche de son cerveau tel qu'illustré par la Fig. 4.4.

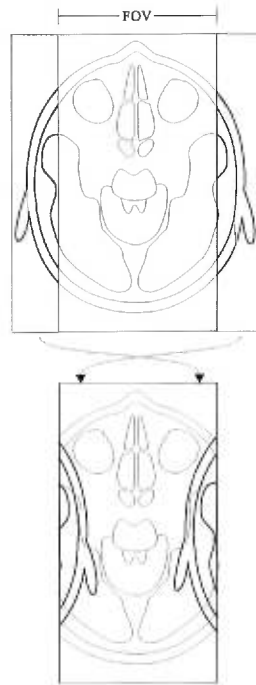


Fig. 4.4 : Exemple de retournement de spectre

On peut remédier à ce problème soit en faisant un suréchantillonnage dans la direction causant le problème, soit en faisant une filtration des fréquences au dessus d'une certaine limite ou en faisant une saturation au préalable des régions indésirables.

Phénomène de Gibbs

De manière similaire à une fréquence d'échantillonnage trop basse, une étendue trop faible de l'espace de Fourier peut être la cause d'artefacts. Les détails d'une image et les changements d'intensité brusques sont contenus dans les composantes hautes fréquences du signal. Si ces fréquences ne sont pas échantillonnées jusqu'à une certaine limite, il apparaîtra une certaine oscillation près des bordures et des forts contrastes de l'image. Ceci est appelé phénomène de Gibbs (ou *ringing*) et est illustré à la (Fig. 4.5) pour le problème de la reconstruction d'une fonction rectangulaire en une dimension. Le même phénomène se produit pour les images de résonance magnétique, qui sont des fonctions à deux et parfois même trois dimensions.

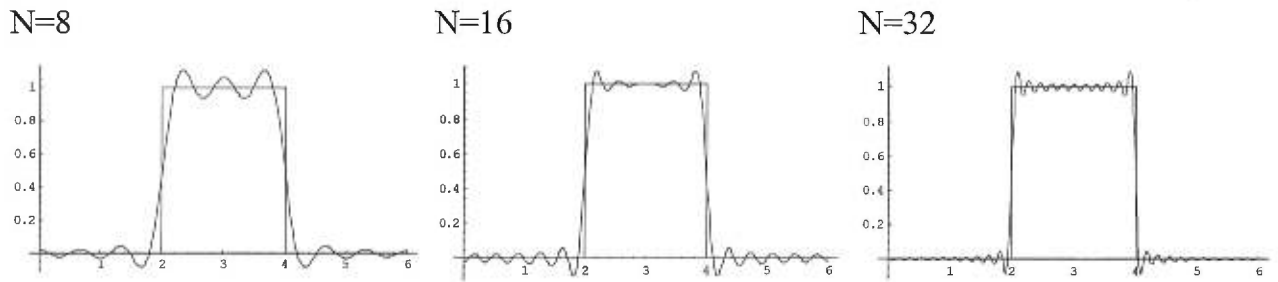


Fig. 4.5 : Illustration du phénomène de Gibbs

L'augmentation du nombre N correspond à l'ajout de termes ayant une fréquence plus élevée. On remarque que les oscillations sont plus importantes près des bordures et que leur amplitude décroît avec le nombre de termes inclus dans la reconstruction.

Histoire de tapis

En revenant sur les images représentant la configuration des spins lors de l'application d'un gradient, on retrouve assez facilement les fonctions de bases de l'espace de Fourier mentionnées au début de ce chapitre. En effet lorsque l'on applique par exemple un gradient en X et un gradient en Y de manière simultanée, on obtient une configuration des spins ressemblant à la Fig. 4.6. Il s'agit en fait d'une combinaison de l'effet montré à la Fig. 3.4 et à la Fig. 3.11. En regardant attentivement cette représentation on semble entrevoir une forme ressemblant à un tapis ondulé de manière régulière dont les oscillations sont orientées perpendiculairement à la droite bissectrice du premier cadran. Cette orientation est déterminée par la tangente inverse du rapport de l'aire sous la courbe des gradients en Y et en X . Puisque les gradients étaient, pour cet exemple, identiques en intensité et en durée, l'angle de la direction de « propagation » de cette onde est 45° .

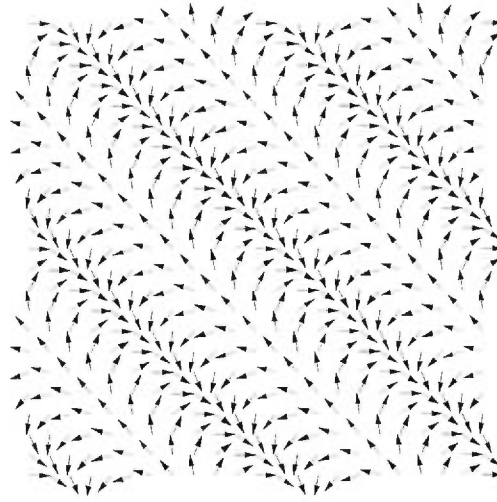


Fig. 4.6 : Configuration des spins après l'application de gradients en X et en Y

Remarquez la ressemblance avec l'exemple de fonction de base pour la transformée de Fourier illustrées à la Fig. 4.1.

Remplissage de l'espace de Fourier : lien avec les schémas de séquences

Dans l'espace de Fourier, les éléments les plus près du centre ont une fréquence moins élevée et contiennent des informations sur la tendance générale de l'image, les détails les plus grossiers de celle-ci. Si pour une raison quelconque, une erreur se produisait lors de l'acquisition de ces éléments, l'apparence de l'image en serait grandement affectée. Par contre, pour les éléments éloignés du centre, l'impact est beaucoup moindre puisque ceux-ci contiennent l'information sur les détails de l'image, les fluctuations rapides et voir même le bruit de l'image. L'ordre traditionnel dans lequel sont acquis les éléments de l'espace de Fourier est celui utilisé par la séquence d'écho de gradients illustré à la Fig. 4.7 (figure suivante).

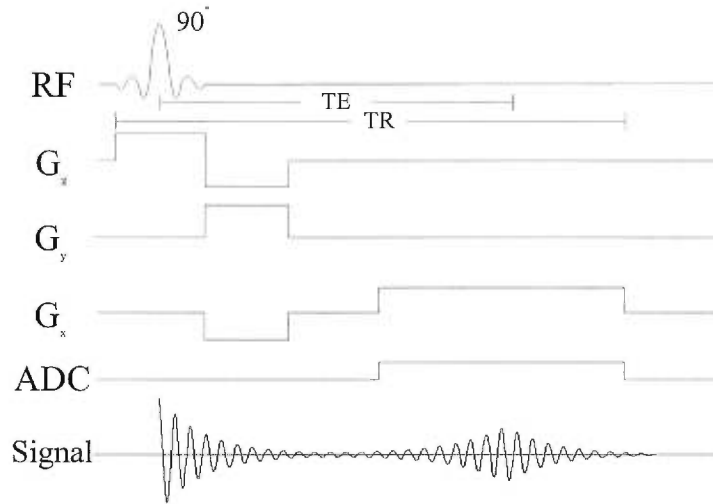


Fig. 4.7 : Schéma d'une séquence d'écho de gradients

Au moment où le pulse de 90° fait basculer la magnétisation dans le plan transverse, l'état des spins est tel que montré à la Fig. 3.3 qui peut être associée à une onde plane de longueur d'onde infinie ou de fréquence nulle. Cela veut dire qu'à ce moment, si une mesure du signal était possible, cette valeur constituerait l'élément central de l'espace de Fourier. Puisque l'on applique par la suite un gradient en X et en Y simultanément, les spins commencent à prendre du retard ou de l'avance selon leur position par rapport au centre de l'aimant. Si une mesure du signal pouvait être prise à ce moment, sa valeur serait donnée à un des éléments de l'espace de Fourier se situant sur la droite passant par le centre et faisant un angle donné par la tangente inverse du rapport de l'aire sous la courbe des gradients en Y et X depuis leur commencement jusqu'au moment de la mesure. Le fait de ne pas prendre de mesure et de continuer l'application des gradients correspond à se déplacer sur cette droite en s'éloignant du centre. Au moment où l'application des gradients se termine, le déplacement dans l'espace de Fourier s'arrête. Cette fois, seulement un gradient en X est appliqué mais de signe opposé et de durée double au précédent. Les spins subissent donc une remise en phase à la demie de la durée de ce gradient, plus communément appelé gradient de lecture (ou gradient d'encodage de fréquence), produisant ainsi un écho dont le maximum est atteint au centre du gradient de lecture. Les spins ont repris leur état original, du moins selon la direction X,

impliquant donc que l'on croise présentement l'origine en X dans l'espace de Fourier. L'application du gradient se poursuit et les spins se déphasent de plus belle jusqu'à atteindre une position symétrique par rapport à l'axe Y à celle qu'ils avaient avant le début de l'application du gradient de lecture. En résumé, l'application du gradient de lecture correspond à une traversé de l'espace de Fourier selon l'axe de ce gradient. Pendant cette traversé, le convertisseur analogue numérique échantillonne le signal reçu et prend donc une mesure de l'amplitude de l'onde plane correspondant à la position actuelle dans l'espace de Fourier. Au prochain pulse de 90° , le gradient d'encodage de phase a été changé alors la hauteur en Y de la traversée sera différente. De cette manière une surface carrée centrée sur la fréquence nulle est entièrement échantillonnée et fournit toutes les données nécessaires à la reconstruction de l'image par transformée de Fourier 2D.

Bien d'autres manières de parcourir l'espace de Fourier existent et c'est souvent ce qui rend une séquence différente d'une autre. La trajectoire dans l'espace de Fourier accompagne souvent le schéma d'une séquence afin de mieux illustrer ce qui se produit, quoique toute l'information nécessaire à la compréhension de la trajectoire soit présente dans le schéma lui-même. On verra quelques uns de ces schémas de séquences et les trajectoires correspondantes au chapitre suivant.

IMAGERIE RAPIDE

Introduction

Que ce soit simplement pour diminuer la longueur des examens ou pour éviter les artefacts dus aux mouvements volontaires ou involontaires du patient, la diminution de la durée des séquences d'acquisition est toujours un sujet d'actualité. Il existe plusieurs manières de réduire la durée d'une séquence, mais il faut être conscient que cela se fera inévitablement au détriment d'une des caractéristiques de l'image. Une réduction du nombre d'échantillons pris sur le signal par exemple, diminuera (pour le même champ de vision) la résolution spatiale de l'image finale. Une diminution du temps de répétition TR diminuera la quantité de signal disponible pour chaque acquisition réduisant ainsi le rapport signal à bruit. Des séquences utilisant un principe complètement différent doivent être construites.

La jungle des séquences rapides se divise en trois groupes se distinguant par leur durée. Les séquences dites conventionnelles ont une durée se mesurant en minutes. Les séquences rapides prennent quelques secondes ou un temps comparable au temps maximal pendant lequel un patient peut retenir son souffle (autour de 25 secondes). Les séquences ultra rapides prennent une image complète en une fraction de seconde (autour de 100 millisecondes).

Les séquences d'écho de spins fournissent des images idéales pour des fins diagnostiques de par la facilité avec laquelle on peut changer leur pondération T_1 et T_2 ainsi que par leur robustesse face aux inhomogénéités du champ magnétique principal. Malheureusement et malgré bien des efforts, ces séquences ne peuvent être accélérées suffisamment pour faire partie des séquences d'imagerie rapides sans faire de gros

compromis au niveau du rapport signal à bruit. De plus, avec la succession rapprochée d'un grand nombre de pulses RF de 180° nécessaire on se heurte rapidement à la limite d'élévation de la température du patient.

Afin de réduire la durée d'une séquence on peut aussi penser à réduire le nombre de lignes de phase acquises. Il semble clair que de diminuer le nombre de lignes de phase réduira la résolution dans cette direction, toutefois en connaissant bien les propriétés de l'espace de Fourier et en choisissant bien les lignes à ne pas acquérir, il est possible de diminuer le temps total d'acquisition sans perte de résolution spatiale. Cette méthode s'appelle l'acquisition demi-Fourier. Elle repose sur l'existence d'une propriété de symétrie de l'espace de Fourier. En effet, la moitié de l'espace de Fourier est composée d'éléments étant directement reliés par une conjugaison complexe aux éléments de l'autre moitié. Cela signifie donc qu'un nombre deux fois moindre d'entre eux est réellement nécessaire à la reconstruction de l'image puisque que les autres peuvent être obtenus par une opération mathématique simple. Évidemment, on n'obtient rien pour rien, le fait de mesurer tout de même la deuxième moitié de l'espace permettait une redondance de l'information ou autrement dit, deux mesures pour la même quantité. Si ces mesures supplémentaires sont omises, l'effet de moyenne est perdu et le rapport signal à bruit est diminué d'un facteur $\sqrt{2}$. De manière habituelle, on acquiert un peu plus de la moitié de l'espace de Fourier car comme on l'a vu au chapitre précédent, la région du centre de l'espace de Fourier a un impact important sur la qualité de l'image reconstruite. Sur une acquisition de 256 échantillons du signal, on acquiert 128 lignes de phase d'un côté de l'espace de Fourier et les 8 premières lignes de phase les plus près du centre de l'autre côté.

Les séquences conventionnelles ont besoin d'un nouveau pulse de 90° à chacune des lignes de phase qu'elles acquièrent. Le retour de la magnétisation longitudinale vers son état d'équilibre demande un certain temps. Si le temps TR séparant deux pulses consécutifs est choisi trop court, la quantité de magnétisation disponible pour la prochaine acquisition est diminuée et le signal recueilli est plus faible. Une des manières

évidentes de diminuer le temps de retour à l'équilibre est de diminuer l'angle de basculement initial α . C'est ce principe qui est utilisé dans les séquences FLASH (*Fast Low Angle SHot*). Par exemple, si l'on choisi un angle α de 30° , la composante transversale après un tel pulse représente 50% de la magnétisation originale M_0 et la magnétisation longitudinale elle représente 87% de la magnétisation originale. Comme la magnétisation longitudinale initiale n'est pas complètement transférée en magnétisation transverse, il n'est pas nécessaire d'attendre aussi longtemps après une acquisition pour un retour à l'équilibre. En fait, il n'est pas nécessaire d'attendre du tout puisque de toute manière un état d'équilibre s'établira à une valeur un peu en dessous de la valeur d'équilibre au repos M_0 . Les séquences FLASH sont utilisées pour une grande variété d'application et fournissent un éventail de contrastes flexible. Toutefois, l'acquisition est faite à partir d'un écho de gradients ce qui implique une sensibilité particulière aux inhomogénéités du champ principal et aux grandes différences de susceptibilité magnétique, ce qui peut être un problème dans certains cas.

Séquence HASTE

La séquence dite «HASTE» est une séquence rapide utilisant le principe demi-Fourier et ayant une qualité d'image semblable à celle des séquences d'écho de spins [10,19]. Le signal est obtenu du basculement de la magnétisation par un seul pulse RF de 90° et chacune des lignes suivantes est acquises en générant un écho stimulé.

Les Fig. 5.1 et Fig. 5.2 décrivent la séquence plus en détails. Le schéma de séquence ressemble beaucoup à celui d'un écho de spin hormis le fait que la portion encadrée est répétée autant de fois que l'on désire de lignes de phase. Cela veut dire qu'il n'y a qu'un seul pulse de 90° dans toutes cette séquence et donc un seul basculement de la magnétisation vers le plan transverse. La trajectoire dans l'espace de Fourier est de par ce fait, un peu différente de celle de l'écho de spins. Le gradient en X se situant entre le pulse de 90° et le pulse de 180° nous déplace vers l'extrémité droite de l'espace de Fourier

et ensuite le pulse de 180° nous fait faire une réflexion par rapport au centre ce qui nous apporte à l'extrémité gauche de l'espace de Fourier. Dans la première itération de la boucle encadrée, la valeur des gradient d'encodage de phase est faible et positive ce qui fait progresser d'un petit pas dans le sens positif de l'axe k_y . Le gradient de lecture est un long gradient positif qui nous fait traverser l'espace de Fourier de gauche à droite ce qui nous permet de procéder à l'acquisition du signal. Un faible gradient d'encodage de phase négatif nous ramène vers l'origine en k_y et nous sommes maintenant prêts pour la deuxième itération. Quoique le schéma en dise, il y a habituellement environ 8 lignes de phase acquises au dessus de l'origine en k_y avant de passer aux valeurs plus élevées des gradients d'encodage de phase.

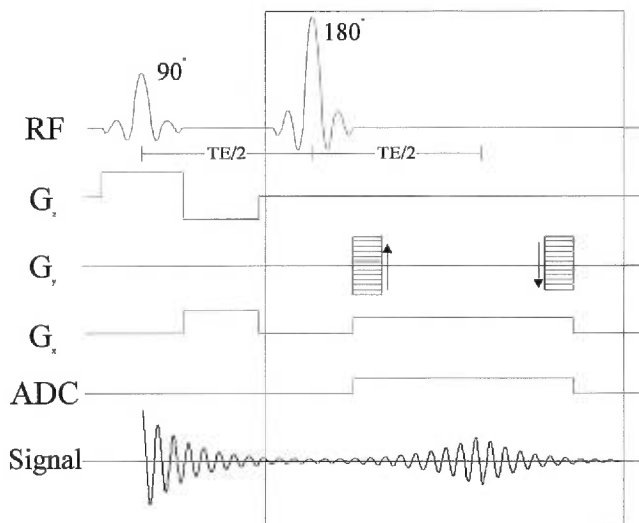


Fig. 5.1 : Schéma de la séquence HASTE

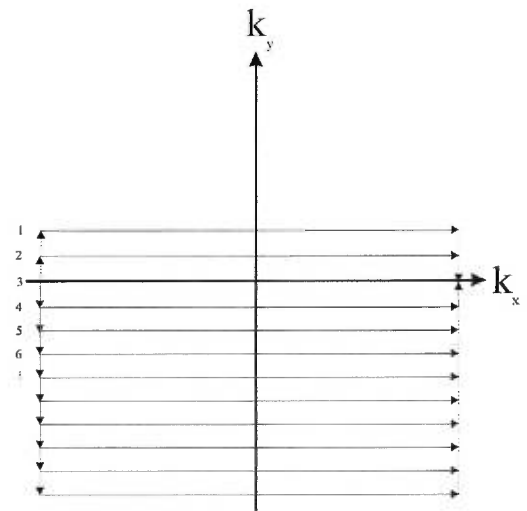


Fig. 5.2 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (HASTE)

Si les échos ne sont pas des échos de spins, alors ils doivent être produits par un autre procédé. Dans ce cas, il s'agit d'échos stimulés produits par la succession de pulses semblables. Lorsque deux pulses identiques se suivent et sont séparés par un intervalle de temps τ , un écho se produit à un temps τ suivant le dernier pulse. La configuration de la magnétisation laissée par ces deux pulses est telle que la précession de ces composantes forment une série de cônes dont l'axe de rotation est selon Z (ou, plus justement, selon B_0). Lorsqu'on applique après un certain temps un troisième pulse similaire, ces cônes

sont basculés dans le plan transverse et à un temps τ plus tard se refocalisent pour former ce qu'on appelle un écho stimulé. Une longue suite de pulses semblables produira une série d'échos stimulés. L'avantage de ce type d'échos est que leur amplitude ne décroît que selon T_1 et non pas selon T_2 (comme un écho de gradient) ce qui permet d'allonger le temps entre les deuxièmes et troisièmes pulses ainsi que qu'entre les suivants. Ce temps plus long sans grande perte du signal peut être utilisé par une séquence de diffusion pour insérer des gradients de sensibilisation à la diffusion.

Séquence EPI

Les séquences EPI (*Echo Planar Imaging*) sont des séquences ultra rapides utilisant généralement un seul pulse RF de 90° . Ce dernier est suivi par un écho de gradients ou de spins pendant lequel l'acquisition de tout l'espace de Fourier sera effectuée. La trajectoire dans l'espace de Fourier de ces séquences peut varier grandement et est habituellement assez différente de la trajectoire traditionnelle présentée au chapitre 4. Sur la plupart des appareils d'imagerie, la rapidité avec laquelle les gradients doivent être commutés dans ces séquences demande l'installation d'un dispositif spécialisé. Le coût de cet équipement supplémentaire peut être considéré comme un inconvénient de la technique mais ceci permet de descendre les temps d'acquisition d'une image complète sous la seconde. L'imagerie cardiaque devient possible ainsi que l'imagerie fonctionnelle d'un cerveau complet. La première variante de l'EPI utilise une trajectoire dans l'espace de Fourier générée par un faible gradient constant dans la direction d'encodage de phase et un gradient oscillant dans la direction d'encodage de fréquence (Fig. 5.4).

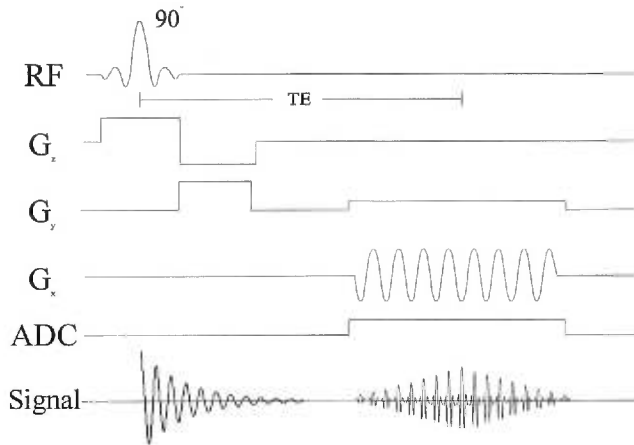
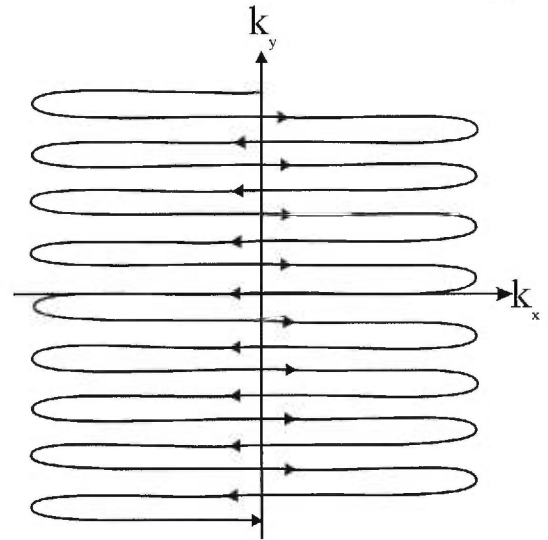
Fig. 5.3 : Schéma de la séquence EPI (1^{ère} version)

Fig. 5.4 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-1)

Les points de mesures ne se situant pas sur une grille cartésienne, une interpolation doit être faite avant de pouvoir procéder à la transformée de Fourier. Une deuxième variante de l'EPI n'a pas ce problème d'interpolation car elle traverse l'espace de Fourier horizontalement et en ligne droite un peu à la manière d'une séquence conventionnelle. Par contre, on ne recommence pas à partir du centre de l'espace après chaque ligne. On passe plutôt d'une à l'autre en utilisant un faible soubresaut du gradient d'encodage de phase (Fig. 5.5 $\rightarrow G_y$) et on inverse ensuite le sens de la marche du gradient d'encodage de fréquence (Fig. 5.5 $\rightarrow G_x$).

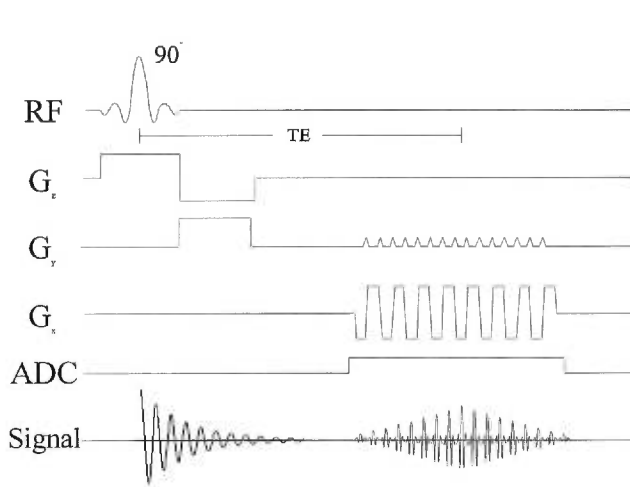
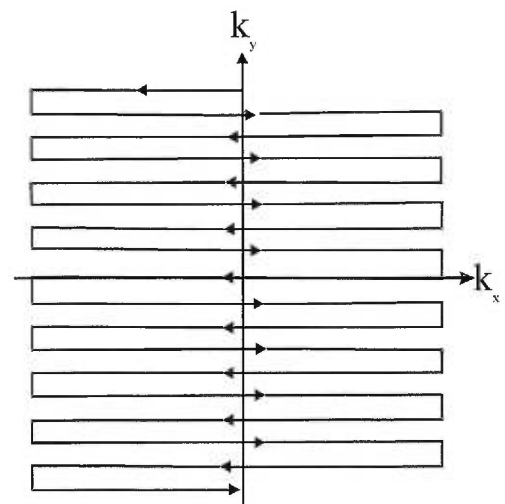
Fig. 5.5 : Schéma de la séquence EPI (2^e version)

Fig. 5.6 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-2)

La troisième variante et la plus efficace en terme d'utilisation des gradients, produit une trajectoire spiralee sur laquelle les échantillons sont soit pris à intervalle constant ou à une vitesse angulaire constante (Fig. 5.8).

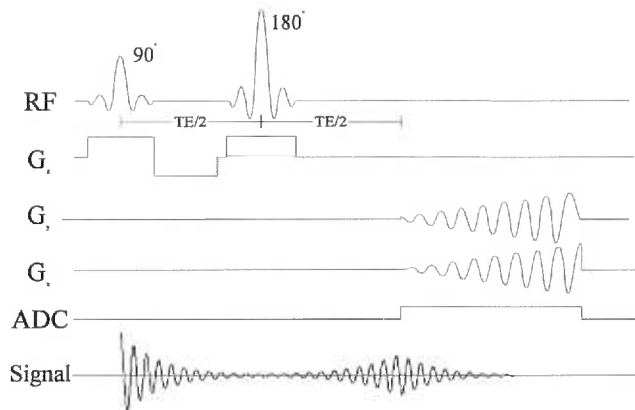


Fig. 5.7 : Schéma de la séquence EPI (3^e version)

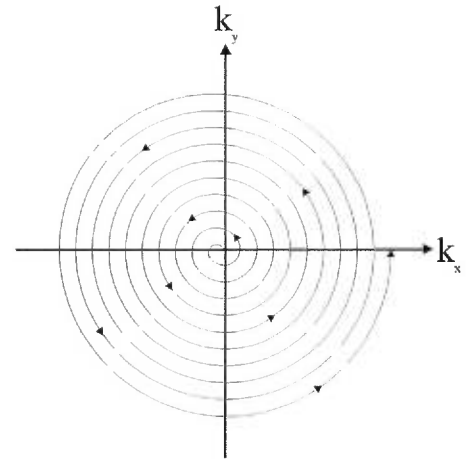


Fig. 5.8 : Trajectoire dans l'espace de Fourier (EPI-3)

De manière évidente, une interpolation est nécessaire avant toute reconstruction.

La grande rapidité des séquences EPI n'est pas donnée gratuitement, un certain échange se fait entre la qualité de l'image et la rapidité avec laquelle elle est acquise. Comme les échos utilisés par cette séquence sont des échos de gradients, les effets de l'inhomogénéité du champ principal sont importants. Contrairement aux échos de spins, les échos de gradients ne refocalisent pas les déphasages créés par les inhomogénéités mais les accumulent pendant toute la durée de la séquence. Pour cela, les images EPI sont souvent sujettes à de graves distorsions qui peuvent compromettre leur utilité clinique. De plus, l'artefact de déplacement chimique est très sévère pour les séquences EPI dû à leur faible largeur de bande (nombre de Hz par pixel) ce qui force l'utilisation des méthodes de saturation du gras.

LA DIFFUSION

Introduction

La mesure des coefficients de diffusion a suscité beaucoup d'intérêt récemment car elle fournit un nouveau type de contraste et permet de bien identifier plus particulièrement les problèmes de nature anatomique ou fonctionnelle du cerveau. En effet dans les cas d'infarctus cérébral les coefficients de diffusion permettent d'émettre un diagnostic très tôt après l'accident cérébral ce qui n'est pas nécessairement évident à l'aide des contrastes T_1 et T_2 usuels. Mais de quoi parle-t-on au juste lorsqu'on traite de diffusion ? Il s'agit en fait exactement du même concept de diffusion que les physiciens connaissent déjà. C'est une mesure de la mobilité des molécules dans une région donnée, une quantification de l'importance du mouvement Brownien dans un élément de volume. De par leurs multiples collisions et leur agitation thermique, les molécules d'un objet quelconque subissent sans cesse des mouvements de translation. Le déplacement encouru depuis un point d'origine arbitraire se fait de manière aléatoire et la probabilité d'aller dans une direction donnée est la même pour toutes directions (dans un liquide simple). En un temps t donné, la probabilité de s'être éloigné d'une distance r de l'origine a la forme d'une Gaussienne centrée sur l'origine. La variance de cette distribution est directement proportionnelle au temps t écoulé.

$$\langle r^2 \rangle = 6 D t \quad \text{Éq. 28}$$

pour un déplacement en trois dimensions. D est une constante de proportionnalité caractéristique du milieu dans lequel la diffusion se produit et de la particule qui y diffuse. En termes simples, pour une probabilité donnée, le carré de la distance r séparant l'origine et la molécule augmente proportionnellement au temps écoulé. Dans les êtres vivants, le milieu n'est pas homogène et les structures physiologiques perturbent et

confinent la diffusion, la distribution Gaussienne de probabilité ne tient plus. On appelle ce phénomène la diffusion restreinte. On peut donc avoir une idée de la forme des cellules en présence en mesurant l'anisotropie des coefficients de diffusion selon la direction de diffusion [19].

Principe de sensibilisation d'une séquence à la diffusion

Le fait qu'il y ait des mouvements incohérents à l'intérieur même des éléments de volume de l'image produit un certain déphasage des spins l'un par rapport aux autres lorsqu'en présence d'un gradient. En effet, comme un gradient fait varier l'intensité du champ magnétique en fonction de la position, un déplacement des molécules signifie un changement de la fréquence de précession. Les petits déphasages résultants sont dus à des phénomènes aléatoires, il est donc impossible des les annuler en appliquant un gradient inverse et de même durée comme dans le cas du déphasage causé par les inhomogénéités du champ qui elles sont statiques. Cela implique que toutes les séquences connues sont influencées par les phénomènes de diffusion à différents degrés. Pour les séquences conventionnelles les effets de diffusion sont peu importants et toujours négligés. Par contre, lorsque c'est ce qui nous intéresse, il est possible d'encourager les effets de la diffusion en insérant dans une séquence d'imagerie quelconque de grands gradients de longue durée. Évidemment, si l'aire sous la courbe de ces gradients n'est pas nulle ils perturberont grandement le processus d'imagerie. Tout gradient superflu, appelé habituellement gradient de diffusion, doit toujours être compensé afin de ne pas nuire à la prise de mesures. La déperdition du signal causée par la diffusion est reliée au coefficient de diffusion D par une exponentielle négative (comme on le verra plus loin, cette relation provient directement des équations de Bloch).

$$\frac{S}{S_0} = e^{-bD}$$

où S est l'intensité du signal résultant, S_0 est l'intensité du signal sans les gradients de diffusion et b est un paramètre dépendant des caractéristiques de la séquence et en particulier de l'intensité des gradients de diffusion.

Le calcul du paramètre b peut être fait de manière approximative ou extensive. En pratique, on utilise toujours une approximation car une méthode extensive demande des intégrations numériques plutôt lourdes et demandant d'être reprises à chaque petit changement d'un paramètre d'acquisition. Malheureusement il a été démontré [11] que de négliger de faire un calcul extensif correspondait à des erreurs non négligeables dans le calcul des coefficients de diffusion. L'alternative aux méthodes approximatives ou numériques est une méthode analytique. C'est-à-dire l'obtention d'une expression symbolique pour les coefficients b contenant chacun des paramètres pouvant être modifiés lors de l'utilisation d'une séquence (TE , intensité du gradient de sélection de tranche G_s , intensité du gradient d'encodage de phase G_p , intensité du gradient de lecture G_f , intensité du gradient de diffusion G_d , demie durée du gradient de lecture β , durée des gradients de diffusion δ , temps séparant les gradients de diffusion Δ , temps séparant le gradient de lecture et sa compensation Ω , ...). L'évaluation de cette expression, sera très rapide malgré sa lourdeur car ce ne sera qu'une suite d'addition de termes simples utilisant les paramètres de la séquence. Aucune intégration, seulement le remplacement des symboles par leur valeur numérique.

Calcul approximatif des b

lorsqu'il semble justifié d'utiliser une approximation, c'est-à-dire lorsque l'aire sous la courbe (en valeur absolue) des gradients d'imagerie est relativement faible par rapport à celle des gradients de diffusion, on ne considère que la contribution des gradients de diffusion. À ce moment on obtient, par exemple, l'expression pour b dérivée par Stejskal et Tanner [20] pour des pulses rectangulaires :

$$b = \gamma^2 G_d^2 \delta^2 (\Delta - \delta/3) \quad \text{Éq. 29}$$

utilisant la notation introduite plus haut. Cette expression considère que la sensibilisation à la diffusion ne s'est faite que dans une seule direction, c'est-à-dire dans la même direction que les gradients de diffusion. Comme on peut sensibiliser la séquence à la mesure de la diffusion dans n'importe quelle direction, on doit considérer plutôt un vecteur de gradients $G(t)=[G_r(t) \ G_p(t) \ G_s(t)]$ ainsi qu'une matrice de coefficients b_{ij} correspondant à une matrice de coefficients de diffusion D_{ij} , où les indices i et j représentent les trois directions possibles (s, p et r). L'équation devient alors :

$$b_{ij} = \gamma^2 G_i G_j \delta^2 (\Delta - \delta/3)$$

toujours pour les pulses de gradient rectangulaires. Des pulses de forme sinusoïdale (premier lobe de la fonction $\text{Sin}(x)$) sont parfois utilisés pour minimiser l'induction de courant de Foucault lors de montées abruptes pouvant détériorer la qualité du champ magnétique. Une expression pour les coefficients b est aussi connue pour ces pulses :

$$b_{ij} = \frac{4}{\pi^2} \gamma^2 G_i G_j \delta^2 (\Delta - \delta/4)$$

Ainsi qu'une expression pour les classiques pulses trapézoïdaux :

$$b_{ij} = \gamma^2 G_i G_j \left(\delta^2 (\Delta - \delta/3) + \frac{1}{30} \varepsilon^3 - \frac{1}{6} \varepsilon^2 \right)$$

où ε est le temps de montée du gradient. Chacun des termes b_{ij} contient une contribution provenant des gradients de diffusion uniquement, une contribution provenant des gradients d'imagerie uniquement et une contribution provenant de termes croisés. Si nous négligeons la contribution des gradients d'imagerie et des termes croisés et que l'on fait l'hypothèse d'un milieu isotrope on retrouve l'équation de Stejskal-Tanner (Éq. 29).

Calcul analytique des b

Afin de trouver l'expression de b pour une séquence quelconque, on doit résoudre les équations de Bloch représentant le comportement de la magnétisation transversale en présence d'un gradient dépendant du temps et de plus leurs ajouter un terme tenant compte des effets de la diffusion. On verra ici comment cela peut se faire pour une séquence de type écho de spins, c'est-à-dire 90° -TE/2- 180° -TE/2-Écho, mais la même méthode peut être appliquée pour toutes autres séquences.

En prenant m comme étant la magnétisation transverse, $m = M_x + i M_y$, on obtient l'équation de Bloch suivante :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = i\omega_0 m - \frac{m}{T_2} - i\gamma(\mathbf{G}(t) \cdot \mathbf{r})m + D\nabla^2 m$$

où \mathbf{r} est le vecteur position ayant pour origine le centre de l'aimant. Pour des raisons de simplicité, on réécrit cette équation en définissant m comme $m = \psi(\mathbf{r}, t)e^{i\omega_0 t - t/T_2}$, ce qui permet de se défaire des deux premiers termes concernant la précession et l'atténuation. On a donc :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\gamma(\mathbf{G}(t) \cdot \mathbf{r})\psi + D\nabla^2 \psi$$

où les deux termes restant du côté droit de l'égalité représentent l'effet des gradients variables dans le cas du premier et l'effet de la diffusion dans le cas du deuxième. Si l'on résout l'équation en faisant abstraction du terme de diffusion pour l'instant et seulement pour la période de temps entre le pulse RF de 90° et le pulse de 180° , on obtient :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = A e^{-i\gamma \mathbf{r} \cdot \mathbf{F}(t)} \quad \text{où} \quad \mathbf{F}(t) = \int_0^t \mathbf{G}(t') dt'$$

Cela en posant que $\psi(\mathbf{r}, 0) = A$, c'est-à-dire immédiatement après le pulse de 90° . Il faut aussi résoudre pour la période qui suit le pulse de 180° et qui s'étend jusqu'au maximum

de l'écho. L'effet du pulse de 180° est de faire revenir la phase en arrière du double de ce qu'elle avait déjà parcouru, donc :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = Ae^{(i\gamma \mathbf{r} \cdot (\mathbf{F}(t) - 2\mathbf{f}) + i\phi)} \quad \text{où } \mathbf{f} = \mathbf{F}(TE/2)$$

Le symbole ϕ représente la différence de phase entre les pulses RF de 90° et 180° qui peut ne pas être nulle dans certaines séquences. Ici on la prendra nulle pour la simplicité de la chose mais cela ne cause pas réellement une perte de généralité. On peut maintenant résumer ces deux équations en une seule :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = Ae^{i\gamma \mathbf{r} \cdot (\mathbf{F}(t) + (\xi - 1)\mathbf{f})}$$

où $\xi = 1$ si $0 < t < TE/2$ et $\xi = -1$ si $t > TE/2$. Maintenant si l'on tenait compte du terme de diffusion, on peut supposer que l'on obtiendrait une solution fort semblable. À l'exception que le paramètre A, représentant l'amplitude du signal, serait dépendant du temps. C'est-à-dire que $A = A(t)$. En faisant cet ajout à la solution obtenue précédemment et en substituant celle-ci dans l'équation de départ pour $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ on obtient :

$$\frac{dA}{dt} = -\gamma^2 D [\mathbf{F} + (\xi - 1)\mathbf{f}]^2 A$$

En intégrant de $t=0$ à $t=TE$, on obtient :

$$\ln\left(\frac{A(TE)}{A(0)}\right) = -\gamma^2 D \left[\int_0^{TE} \mathbf{F}^2 dt - 4\mathbf{f} \cdot \int_{TE/2}^{TE} \mathbf{F} dt + 2\mathbf{f}^2 TE \right]$$

On appelle b le multiplicateur de D :

$$b = -\gamma^2 \left[\int_0^{TE} \mathbf{F}^2 dt - 4\mathbf{f} \cdot \int_{TE/2}^{TE} \mathbf{F} dt + 2\mathbf{f}^2 TE \right]$$

Pour une séquence donnée, il suffit de former le vecteur $\mathbf{G}(t)=[G_s(t) \ G_p(t) \ G_r(t)]$ et de procéder aux intégrations.

Cela peut sembler simple, mais il n'en est rien. Le but étant d'obtenir une expression analytique et non pas une valeur numérique, la séquence $\mathbf{G}(t)$ doit au départ être exprimée de manière symbolique. Dans le cas où l'on veut retrouver les équations de Stejskal-Tanner pour des pulses de gradient rectangulaires, il suffit de prendre $\mathbf{G}(t)=[\text{Rect}(G_d, t_1, \delta) + \text{Rect}(G_d, t_1 + \Delta, \delta) \ 0 \ 0]$ et les intégrations peuvent être effectuées à la main sans trop de difficultés. On suppose ici que la fonction $\text{Rect}[G_d, t_1, \delta]$ retourne la valeur G_d lorsque $t_1 < t < t_1 + \delta$ et zéro autrement. Par contre, dès que l'on ajoute la multitude de gradients d'imagerie nécessaire et que l'on considère des temps de montée non nuls, la manipulation de tous ces symboles nécessiterait plusieurs générations de moines dévoués. Il faut donc se tourner vers un logiciel de manipulation symbolique tel que Mathematica (Wolfram Research).

Afin de démontrer la possibilité de produire une expression analytique de b pour une séquence quelconque de type écho de spins, un code mathematica a été produit en se basant sur un code déjà publié par le groupe de Le Bihan [11]. Le nouveau code permet la manipulation des séquences de gradients selon les trois axes simultanément, c'est-à-dire qu'il traite la séquence $\mathbf{G}(t)$ bel et bien comme un vecteur. L'ancien code considérait chaque axe séparément et calculait ensuite les interactions de paires de gradients à partir d'une connaissance à priori des paires ayant une interaction non nulle. L'avantage de l'ancien code est probablement sa rapidité, quoique le groupe ne mentionnait pas le temps nécessaire à leurs calculs, il semble logique de penser que le fait d'éviter une partie du calcul, qui de toute manière s'annulera, va accélérer le processus. Restait à vérifier que les résultats obtenus étaient les mêmes. La séquence utilisée pour la vérification du code était la suivante :

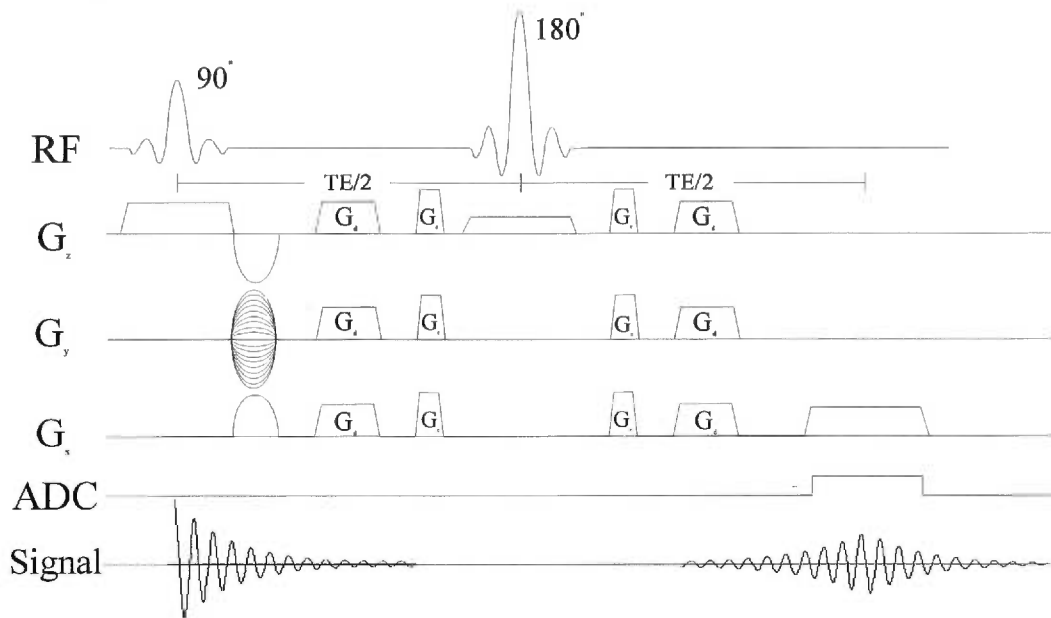


Fig. 6.1 : Schéma de la séquence test pour le calcul analytique de b

Où G_d = gradient de diffusion et G_c = gradient de déphasage (*crusher*). L'obtention de la matrice b se fait en trois étapes, soit une étape correspondant à chacun des termes du membre de droite de l'Éq. 30 . La première étape consiste à intégrer le vecteur $\mathbf{G}(t)$ par rapport à t ce qui donnera $\mathbf{F}(t)$ et une fois évalué en $TE/2$ ceci donnera \mathbf{f} . Une fois développée et simplifiée l'expression du vecteur $\mathbf{G}(t)$ comporte seize termes relativement simples pour un seul de ses trois éléments. L'intégration de chacun d'eux est rapide et l'expression finale simplifiée est obtenue presque instantanément. L'étape suivante procède à l'intégration de $\mathbf{F}(t)$ entre $TE/2$ et TE . $\mathbf{F}(t)$ possède trente-deux termes compliqués et son intégration ainsi que son produit avec \mathbf{f} s'évaluent en quelques minutes. Le plus grand des problèmes se situe dans la troisième étape où l'on doit élever $\mathbf{F}(t)$ au carré (produit scalaire avec lui-même). Si l'on ne procède pas explicitement à un développement du résultat, on ne peut continuer plus loin car le logiciel donne simplement $(\text{expression})^2$ comme résultat de l'élevation au carré. Réponse très futée mais qui ne nous avance que très peu. Le développement exhaustif du produit résulte en une expression contenant 9295 termes plus ou moins simples, un nombre impressionnant même pour Mathematica. En fait, la mémoire tampon du logiciel ne pouvait simplement pas tous les contenir et ils devaient être écrits dans un fichier.

L'intégration terme à terme qui suit est évidemment interminable et a nécessité deux semaines et demie sur un ordinateur IBM possédant un processeur central Pentium Pro de fréquence d'horloge de 200MHz. Cela peut sembler totalement absurde mais puisque ce calcul ne devra jamais être recommencé pour une séquence donnée et qu'il sera valable pour toute combinaison de paramètres de la séquence ce temps énorme peut se justifier. L'addition finale et les simplifications donnant la matrice b sont peu consommatrices de temps CPU. L'étape de la vérification avec les résultats du groupe de Le Bihan n'est pas une étape négligeable en terme de temps humain pour cause de différence de notation et de la lourdeur des expressions à convertir. Toutefois, les réponses finales concordent exactement et nous prendrons pour acquis que cela prouve l'efficacité du code. Un exemple de réponse obtenue à l'aide de ce code est fourni à l'annexe 2.

Calcul des cartes de coefficients de diffusion apparents (*ADC maps*)

Une fois les coefficients b connus pour une séquence quelconque, il est relativement simple d'obtenir les coefficients de diffusion. On sait que l'atténuation du signal est proportionnelle à l'exponentielle négative du produit des coefficients b et D , les b étant connus, il suffit de prendre plusieurs images avec des valeurs différentes de b pour permettre une régression et déterminer enfin la valeur du coefficient de diffusion. La première image est toujours prise avec une valeur b nulle ou la plus faible possible dans le cas où l'effet des gradients d'imagerie n'est pas négligé. Ensuite, on acquiert une série d'images dont le seul paramètre changeant est l'intensité des gradients de diffusion. Pour chacun des pixels correspondants de la série d'images, on obtient une courbe de l'intensité du signal en fonction de la valeur de b qui décroît exponentiellement. On prend le logarithme des intensités et l'on procède à une régression linéaire. L'ordonnée à l'origine correspond alors au logarithme de l'intensité initiale sans aucun effet de diffusion et la pente de la droite correspond au coefficient de diffusion D . Ce processus

permet donc d'établir une carte des coefficients de diffusion de l'objet ou du patient sous observation.

La gamme des b utilisée va généralement de 0 à 1000 s/mm². Toutefois il est hasardeux d'utiliser les données correspondant aux valeurs de b supérieures à 500 s/mm² car les effets de la diffusion restreinte commencent à se faire sentir et font dévier la courbe de son comportement purement exponentiel. Par exemple, pour un temps de diffusion Δ de 40 ms, une molécule d'eau à 25°C s'est déplacée aléatoirement dans une sphère ayant un rayon de 24 μm (selon l'Éq. 28) ce qui est comparable aux dimensions des cellules constituant les tissus humains.

Le coefficient de diffusion de l'eau est bien documenté et la littérature lui attribue une valeur de 2,0 à 2,5x10⁻³ mm²/s à 25°C [19,12,26]. Il varie rapidement avec la température à un taux d'environ 2,4% par °C à l'intérieur de l'intervalle de température habituel (autour de 25°C). Sa progression avec la température suit une loi bien documentée [19]:

$$D = D_0 e^{-E_a/kT} \quad \text{Éq. 31}$$

où k est la constante de Boltzmann, E_a est l'énergie d'activation de l'eau soit l'énergie nécessaire pour briser les ponts hydrogène (entre les molécules d'eau) et D_0 est le coefficient de diffusion qui serait atteint pour une température infinie.

IMPLÉMENTATION D'UNE SÉQUENCE

Introduction

L'exécution d'une séquence d'acquisition d'image par l'ensemble des systèmes qui constituent l'appareil de résonance magnétique nécessite une description détaillée des événements désirés par l'opérateur. En fait, les utilisateurs au niveau de la clinique, soient les technologues et les radiologistes, n'ont absolument pas besoin d'être au courant des fins détails des séquences d'acquisition. Une connaissance des principes d'obtention du contraste et une très bonne connaissance de l'effet de la modification des paramètres qui leur sont accessibles par l'interface utilisateur leur est par contre essentielle. Il revient alors habituellement à un physicien de comprendre la structure interne des séquences d'acquisition et de pouvoir soit en modifier certaines parties ou en bâtir de nouvelles. Il faut aussi comprendre quels facteurs matériels imposent des limites sur les paramètres d'imagerie et savoir interpréter ces paramètres en terme de l'espace de Fourier et de leur impact sur la qualité de l'image finale.

Diagramme temporel

La séquence d'acquisition est décrite sous la forme d'un diagramme temporel qui relate de manière séquentielle les opérations à effectuer par le matériel et leur durée. Ce diagramme est constitué de plusieurs colonnes de nombres ou de chaînes de caractères qui dictent les opérations à effectuer qui sont elles-mêmes définies plus en détail ailleurs dans la séquence. Il s'agit donc d'un agenda indiquant l'horaire de travail du matériel à la microseconde près mais ne précisant pas exactement la méthode permettant de réaliser chaque tâche.

TIME/ usec	RF-Cabinet 01	SPL 02	macro	Gradient references			SYNC- Bits	RELATIVE Time
[...]								
.do /slices							osc0	400
400								
.if /sat								
.slice_def /slice								
1500				puls15	puls16	puls17		1900
500								2400
.endif								
.reftime= 0								
5000				puls05	puls02	puls01		5000
1000						puls01		6000
2560 srf01						puls01		8560
1000				tab01	puls02			9560
1940				tab01	puls02	puls03		11500
1000				tab01	puls02			12500
tefil01								!
1000						puls01		13500
2560 srf02						puls01		16060
880						puls01		16940
tefil01								!
1500						puls04		18440
7680				_rosa(ALT_STD)		puls04		26120
								!
1480								27600
trfil01								!
.enddo								
[...]								

Fig. 7.1 : Extrait d'un diagramme temporel (boucle d'acquisition)

La première colonne de ce diagramme contient un temps en microseconde et détermine la durée des événements qui seront décrits sur la même ligne. Une deuxième colonne est réservée pour marquer l'activité RF. Elle contient le nom d'un pulse dont les paramètres plus détaillés ainsi que les fichiers de données associés sont décrits autre part à l'intérieur de la séquence. Une troisième colonne désigne la période d'activité d'une macro, c'est-à-dire la période ou le moment auquel un programme est exécuté. Le meilleur exemple de ceci est la période d'acquisition du signal, où une macro contrôle la mise en fonction du convertisseur analogue-numérique pendant le temps donné et procède à la mise en mémoire des mesures obtenues (par exemple `_rosa` dans la Fig. 7.1). Trois colonnes contiguës permettent de spécifier l'activité des gradients selon les trois axes : encodage de phase, lecture, sélection de tranche. Les détails de l'intensité des gradients et de leur temps de montée sont aussi déterminés dans une autre section de la séquence. L'avant

dernière colonne permet d'envoyer des pulses de synchronisation à des oscillateurs permettant ainsi d'assurer que deux ou plusieurs pulses RF auront la même phase ou au contraire qu'ils auront des phases différentes. La dernière colonne est générée par le compilateur et représente simplement le temps écoulé relativement à un instant donné.

Structures de contrôle

De manière usuelle, une séquence est constituée d'un noyau qui est répété un grand nombre de fois. Il existe donc des structures de contrôle permettant de définir des boucles sur le noyau d'instruction principal en ne changeant que les paramètres intimement liés au type de structures de contrôle utilisées. La boucle la plus simple est celle permettant de faire plusieurs acquisitions de la même mesure afin de faire une moyenne des résultats obtenus. Cette boucle n'est relié à aucun paramètre de la séquence et ne fait vraiment que répéter le noyau de mesures. La boucle la plus commune est certainement celle faisant varier l'intensité des gradients d'encodage de phase à chacune de ses itérations, procédant ainsi à l'acquisition de plusieurs lignes dans l'espace de Fourier. Il existe ensuite une boucle modifiant la fréquence de l'onde porteuse d'excitation RF en fonction de l'intensité du gradient de sélection de tranche afin de produire plusieurs tranches plus ou moins espacées à l'intérieur du patient de manière consécutive ou concomitante. En dernier lieu, une boucle permettant de faire varier un gradient d'encodage de phase supplémentaire afin de procéder, au besoin, à une acquisition 3D.

Outre les structures de boucles, il existe des structures de décision permettant d'exécuter une partie du diagramme temporel seulement si une certaine option a été sélectionnée à l'aide de l'interface utilisateur. Cette structure n'est utilisée que pour décider si une saturation de tel type doit être effectuée ou non.

Une foule d'autres commandes permettent de gérer la configuration de l'interface utilisateur, du gestionnaire de données, du système de réception du signal (antenne et amplificateur), de l'ADC et ainsi de suite.

Pulses RF

Pour définir un pulse radiofréquence, il faut donner sa fréquence porteuse, la modulation de son amplitude $B_1(t)$ et la direction de sa propagation par rapport aux axes d'imagerie. Le cas de la fréquence porteuse se règle automatiquement car elle est déterminée par le logiciel au moment du chargement en mémoire de la séquence. En effet, il suffit au système de connaître l'intensité du gradient de sélection de tranche et la position de la tranche désirée (qui est déterminée par l'opérateur à l'aide de l'interface utilisateur) et la fréquence de l'onde porteuse coule de source. Pour ce qui est de la forme de l'impulsion, plusieurs paramètres peuvent être modifiés. Il faut savoir que la modulation (enveloppe) de l'onde est décrite par un vecteur contenant son intensité en fonction d'un indice de temps arbitraire. L'augmentation du nombre de points définissant un pulse permet une meilleure représentation de la forme désirée et donc un meilleur profile de tranche mais augmente le temps nécessaire à la préparation de la séquence et réduit le nombre de tranches possibles de par la quantité limitée de mémoire disponible. Si le pulse est de longue durée et que le nombre de points constituant son support est faible, la correspondance entre la modulation effective et la modulation désirée sera très approximative. Ensuite, il faut savoir dans quel direction l'onde est émise. On sait qu'elle sera toujours émise selon un orientation interceptant l'origine et contenu dans le plan transverse à l'orientation du champ magnétique principal, mais avec quel phase ? Il faut donc spécifier la direction vers laquelle l'on désire que la magnétisation soit basculée. Une fois ceci choisi, il faut déterminer l'angle de basculement désiré, par exemple 90° ou 180° (déterminé par l'aire sous la courbe de $B_1(t)$, voir Éq. 20). Ces informations jumelées à la durée du pulse sont maintenant suffisantes pour permettre au système de déterminer l'amplitude de l'onde RF par rapport à

laquelle sera renormalisée la forme définie par le vecteur mentionné plus haut. Le pulse est alors prêt à être émis.

Gradients

Chacune des impulsions de gradients utilisées dans la séquence doit être définie dans une table contenant des informations quant à son intensité et à sa forme. Le pulse trapézoïdale est l'exemple typique et le plus utilisé. Comme illustré à la figure suivante, il est constitué de trois sections. La section de montée (*ramp up*), la section constante et la section de descente (*ramp down*).

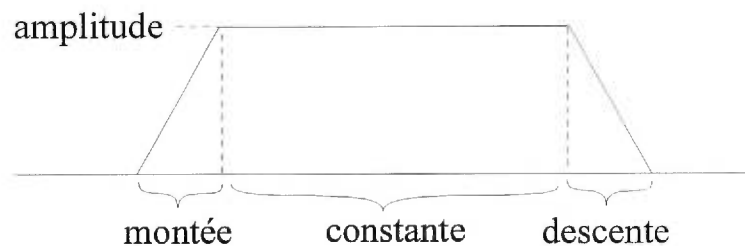


Fig. 7.2 : Schéma du gradient trapézoïdal

Chacune des trois sections est caractérisée par une durée et une forme, dans notre cas la forme est linéaire dans les trois sections et la durée de la montée et de la descente sont les mêmes. Le système offre habituellement un jeu de formes standards comprenant les formes linéaires de montée et de descente ainsi que les formes quart de sinus. Les formes définies par l'utilisateur sont décrites par un vecteur en tous points semblable au vecteur décrivant un pulse RF.

Lorsqu'un pulse de gradient est utilisé à maintes reprises et que seul son amplitude change, comme dans le cas des pulses d'encodage de phase, il est possible de créer des tables de gradients afin d'éviter de déclarer manuellement 256 pulses différents par exemple. À ce moment, il suffit de spécifier dans la structure appropriée, l'amplitude initiale, l'amplitude finale et au besoin un décalage (*offset*). À cela on ajoute les paramètres usuels d'un pulse de gradient ainsi que la structure de contrôle par rapport à

laquelle l'intensité du gradient doit être incrémentée. On peut donc créer un gradient qui changera d'intensité pour chaque ligne, chaque tranche ou chaque partition 3D. De plus, la table ainsi créée n'a pas besoin d'être parcourue de la plus faible valeur vers la plus élevée. Une autre table spécifiant l'ordre dans lequel les intensités de la table de gradients seront utilisés peut être fournie par l'utilisateur, permettant ainsi d'acquérir certaines lignes de l'espace de Fourier avant d'autres. Il arrive souvent que les premières lignes qu'une séquence acquiert soient celles possédant le signal le plus intense, il est alors préférable de placer celles-ci le plus près du centre de l'espace de Fourier et de remplir en s'éloignant progressivement du centre.

L'intensité des gradients peut être définie de manière relative ou absolue. La manière relative prend pour point de référence l'intensité du gradient de lecture et lui assigne la valeur arbitraire de un. Pour obtenir un gradient d'intensité deux fois plus grande il suffit de lui assigner une valeur d'amplitude égale à deux. Évidemment, cette valeur relative correspond à une valeur absolue du gradient, il faut donc prendre la précaution de vérifier que la multiplication du facteur d'amplitude avec la valeur de référence du gradient de lecture ne dépasse pas la limite d'intensité maximale que le système peut fournir. Pour décrire l'intensité d'un gradient de manière absolue, il suffit d'entrer l'amplitude désirée en mT/m et de précéder cette valeur par un symbole qui l'indiquera au compilateur. Peu importe la méthode choisie, il est important de vérifier que le temps de montée soit suffisamment long pour permettre d'atteindre l'intensité sélectionnée en regard du taux de montée maximal du système de gradients. Si une flexibilité au niveau de l'orientation des tranches est nécessaire, il faut aussi prévoir un certain jeu entre le taux de montée du gradient et le taux maximal car la valeur des gradients peut augmenter sensiblement pour une tranche inclinée par rapport aux axes principaux.

L'intensité des gradients ainsi que leur durée ne sont habituellement pas choisis au hasard. La plupart des gradients doivent affecter le déphasage des spins de manière bien précise pour qu'un écho soit finalement produit. Il faut donc tenir une comptabilité serrée de la

durée et de l'intensité des gradients pour, par exemple, s'assurer que l'air sous la courbe de l'un est belle et bien égale à la demie de l'air sous la courbe de l'autre, etc.

Macros et reconstruction

Certaines opérations sur les données sont exécutées tout au long de la séquence et cela souvent simultanément à l'acquisition elle-même. Les macros appelées dans le déroulement typique d'une séquence sont les suivantes : déclaration des variables et réservation de l'espace mémoire, initialisation des variables, acquisition d'une ligne, transformée de Fourier immédiate et enfin, lorsque les boucles sont terminées, macro de reconstruction. Cette dernière partie s'occupe de tout le traitement de données restant à être effectué : réarrangement de l'ordre des lignes si nécessaire, application des corrections de phase habituellement déterminées au début de la séquence, application d'une transformée de Fourier supplémentaire selon un autre axe (si nécessaire), gérer les sorties de données vers l'écran et la base de données.

Compilation

Lorsque que la séquence est fin prête, on passe à l'étape de la compilation qui transforme toute l'information contenue dans celle-ci en un langage compréhensible par l'appareil. C'est à cette étape que se révèlent les erreurs sévères de conception, les problèmes de programmation de macros et les oublis. Lorsque l'on franchit avec succès, ou plutôt sans erreurs, la barrière de la compilation, nous ne sommes toujours pas au bout de nos peines. Deux épreuves demeurent : le chargement et l'exécution. Certaines erreurs ne peuvent être détectées lors de la compilation (les erreurs de temps de montée par exemple) et rendront tout simplement impossible le chargement en mémoire de la séquence. Malgré cette vérification supplémentaire, il se peut qu'une erreur survienne à l'exécution ce qui est habituellement plus grave et source de pertes de temps. Par

exemple, si les gradients deviennent trop élevés, pour des raisons qui ne pouvaient être considérées lors des étapes précédentes ou simplement par le manque de fiabilité du système, les amplificateurs du cabinet de gradients peuvent être mis hors tension. La remise sous-tension demande un certain temps mort et il est préférable que ce genre d'erreurs ne surviennent pas pendant l'examen d'un patient car ceci en prolongerait la durée de manière inutile et certainement désagréable.

Les fantômes

Pendant la période où les séquences sont conçues, plusieurs essais et modifications sont à prévoir. Il est impensable d'effectuer ceux-ci lorsqu'un patient est présent, alors il faut se tourner vers des objets simples permettant à la fois de connaître à l'avance ce que les images devraient être et d'évaluer à quel point une séquence en fera une représentation fidèle. Les fantômes typiques consistent en des sphères de Plexiglas remplies d'une solution particulière. D'autres fantômes contiennent des structures internes permettant de vérifier le comportement d'une séquence face à des variations abruptes de contraste. La solution de chlorure de manganèse ou de sulfate de nickel contenue par ces fantômes est un meilleur choix que l'eau simple car son temps de relaxation longitudinal est bien plus court, soit environ quelques centaines de millisecondes comparativement au T_1 de l'eau pure qui est d'environ 3 secondes. Un long T_1 implique un plus long TR afin d'obtenir un retour de la magnétisation longitudinale vers son état d'équilibre et par conséquent une durée d'autant plus longue de l'acquisition complète.

Dans le cas de la mesure des coefficients de diffusion, un fantôme permet de s'assurer au départ que le milieu est uniforme dans toutes les directions (isotrope) et qu'aucun effet de diffusion restreinte ne viendra s'ajouter à la mesure du signal. De cette manière, tout défaut dans l'homogénéité des coefficients mesurés est dû au protocole de mesure et non pas à un effet de susceptibilité magnétique pouvant survenir pendant l'imagerie d'un patient ou à tout autre cas particulier.

APPLICATION

Motivations

Lors d'une transplantation rénale, le chirurgien recevant un greffon d'un hôpital distant, doit juger de la viabilité de celui-ci afin de maximiser les chances de reprise normale de ces fonctions. Il se peut que des dommages causés par une piètre conservation soient peu apparents et permettent difficilement de se prononcer. Dans de tels cas, une méthode d'évaluation objective serait grandement appréciée. Une étude précédente [7] chez le porc suggère l'existence d'une relation entre les temps de relaxation T_2 mesurés par résonance magnétique sur des greffons rénaux et leur viabilité. En effet, en obtenant la distribution des valeurs de T_2 à l'intérieur du rein à différents temps suivant leur prélèvement, il est possible de distinguer avec un haut taux de confiance statistique deux groupes de reins, soit un groupe apparemment bien préservé et un groupe où des blessures ont délibérément été infligées. Les types de blessures sont évidemment choisis afin de reproduire le genre de problèmes possibles lors d'un prélèvement typique. On parle donc soit de mauvaise perfusion ou d'ischémie due aux conditions dans lesquelles le prélèvement a été réalisé. Il existe un lien direct entre tout retard dans les fonctions du greffon et sa viabilité [18]. En effet, l'état du donneur avant le prélèvement peut être source d'ischémie, que ce soit à cause d'un arrêt cardiaque, de médication néphrotoxique, de coagulation intravasculaire ou de l'état catabolique inévitable. Un retard des fonctions rénales implique un plus long séjour hospitalier suivant la greffe et de multiples investigations supplémentaires augmentant le coût de la procédure et le désagrément du patient. D'autre part il semblerait qu'à long terme ces retards pourraient être reliés au rejet aigu et chronique.

Dans le cadre d'un projet tentant de reproduire la corrélation entre la viabilité des greffons rénaux porcins et les mesures de ses propriétés physiques telles que le temps de relaxation T_1 , le transfert de magnétisation et les coefficients de diffusion, une séquence de mesure des coefficients de diffusion doit être conçue. Ce projet débutera dans un futur rapproché au cours de l'été 1998 soit après la remise de ce mémoire. Une fois la séquence développée, des tests sur des échantillons connus doivent être effectués pour démontrer l'exactitude des mesures obtenues de cette séquence. Éventuellement, la séquence pourrait être utilisée dans le cadre de l'étude de greffons rénaux humains *in vivo*, c'est-à-dire pour un autre projet tentant d'évaluer la condition des greffons après leur transplantation.

Méthode

Une séquence inspirée de la méthode HASTE a été développée afin d'obtenir une acquisition à la fois rapide et présentant une qualité d'image raisonnable. Quoique moins rapide, cette technique fut préférée aux séquences EPI qui montraient des distorsions inacceptables (fantôme méconnaissable). La rapidité de la séquence n'est pas un point critique dans notre cas car le sujet est plutôt calme, pour ne pas dire immobile (ce sera un greffon rénal dans sa boîte de préservation). L'idée d'avoir une séquence rapide est plutôt de réduire au maximum la durée de la série de mesures à effectuer. Des mesures de T_1 , T_2 et du transfert de magnétisation font déjà partie de cette série et il serait important qu'elles ne prennent pas plus d'un total de 30 minutes. Un total de 10 minutes serait parfait et minimiserait les changements de la condition du rein pouvant survenir dans l'intervalle de temps séparant la première et la dernière mesure d'une série. Plusieurs images doivent être prises pour obtenir une information complète sur la diffusion. Premièrement, la diffusion doit être mesurée dans différentes directions ou selon les trois axes principaux du moins. De plus, pour chacune de ces orientations, plusieurs images doivent être prises avec des intensités de gradient de diffusion différentes. Si l'on veut obtenir un nombre raisonnable de valeurs d'intensité afin de procéder à la régression

linéaire donnant D, on doit acquérir au moins sept à dix images et plus si cela est possible.

La séquence utilisée permet d'acquérir 9 images d'une dimension de 128 pixels par 128 avec des valeurs de b allant de 0 à 364 s/mm², et cela en 33 secondes pour une seule tranche d'une épaisseur de 8 mm. Cette séquence pourrait être bien plus courte mais nous sommes obligés d'ajouter un temps mort de 3 secondes entre chaque valeurs de b afin de respecter les exigences de l'appareil face au taux d'émission RF et à l'élévation de température (il y a donc 27 secondes sur ces 33 qui ne constituent que de l'attente). La portion d'acquisition de ce type de séquence est très exigeante en terme de l'utilisation de l'émetteur RF, ce qui implique beaucoup d'énergie absorbée dans le matériau sous observation d'où la contrainte provenant des normes de sécurité. Cette restriction ne peut être contournée sur un appareil à vocation clinique même lorsque l'on travail sur des échantillons qui toléreraient sans problème une élévation de température de quelques degrés. Le champ de vision minimal de la séquence préparée est de 250 mm et le temps de répétition de la boucle d'acquisition est de 4,4 ms. En général, le temps d'écho d'une séquence de type HASTE est défini comme étant le temps séparant le pulse initial de 90° et le maximum de l'écho associé à la ligne de phase centrale. Pour notre séquence, cela signifie que le temps d'écho est le double du temps séparant le premier pulse de 90° après la préparation et le pulse de 180° qui le suit immédiatement, soit à nouveau 4,4ms. La séquence se divise en cinq parties se répétant autant de fois que l'on désire de valeurs de b. La première section est la préparation permettant de sensibiliser la séquence à la diffusion. La deuxième ne contient que des gradients permettant de déphaser le plus possible les spins afin d'effacer toute cohérence pouvant subsister et de remettre les spins dans un état de désordre (*spoiler gradients or crusher*). La troisième section consiste à l'application du pulse de 90° initial suivi de plusieurs répétitions de la boucle d'acquisition. Cela sans faire de véritables mesures afin d'amener la magnétisation dans un état d'équilibre (*steady state*). La quatrième est la boucle d'acquisition effectuant toutes les mesures et la cinquième permet simplement d'intégrer un délai variable et/ou

un autre groupe de gradients de déphasage semblable à celui de la deuxième section. Les figures suivantes utilisent des schémas de séquences afin d'illustrer quelques unes des cinq sections.

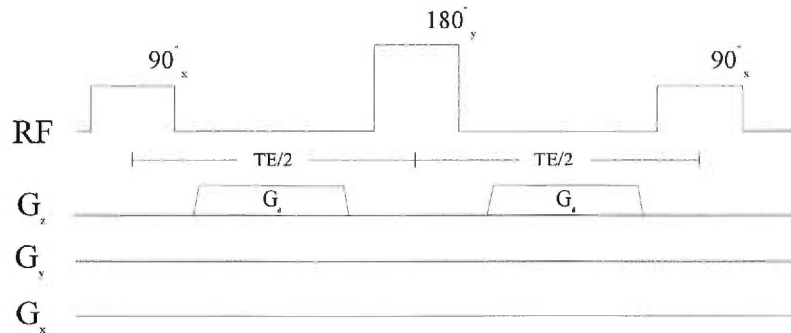


Fig. 8.1 : Sensibilisation à la diffusion (1ère section)

La sensibilisation à la diffusion est faite à l'aide d'une paire de gradients qui se compensent l'un l'autre afin de ne pas perturber l'état de la magnétisation pour le reste de la séquence. Ici, on sensibilise la séquence à la diffusion selon l'axe de sélection de tranche. On peut utiliser une paire dite dipolaire dans le cas où deux gradients identiques mais de signe opposé se suivent ou, comme dans notre cas, utiliser deux gradients identiques placés de chaque côté d'un pulse de 180° . L'idée derrière la suite de trois pulses RF est de basculer la magnétisation dans le plan transverse à l'aide du premier pulse, de laisser les phénomènes de diffusion affecter l'intensité du signal simultanément aux effets des inhomogénéités du champ principal, d'annuler les effets de champ inhomogène par le pulse de 180° et en dernier lieu de renvoyer la magnétisation dans l'axe longitudinal pour pouvoir procéder à l'imagerie. En résumé, cette section de la séquence part de l'intensité initiale du signal et l'atténue en fonction de l'ampleur du coefficient de diffusion en chaque points. Le signal résultant de cette manoeuvre sert de nouvelle condition initiale pour la séquence d'imagerie qui la suit immédiatement.

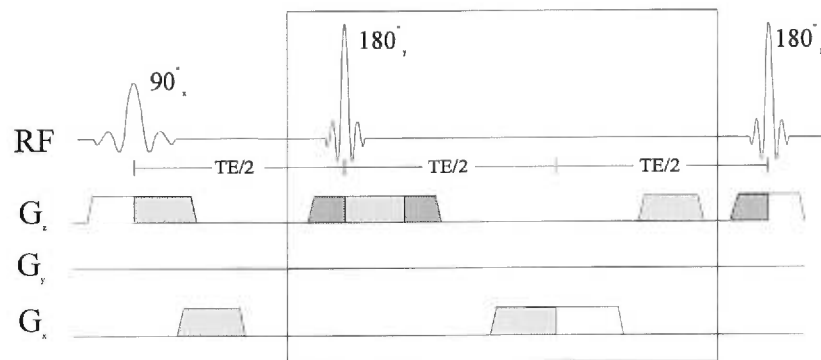


Fig. 8.2 : Vers l'état d'équilibre (3e section)

Afin d'avoir une intensité comparable du signal pour chacune des lignes de phases, il est nécessaire de répéter quelque fois la boucle encadrée à la Fig. 8.2 permettant ainsi d'atteindre un état d'équilibre de l'intensité du signal au moment d'un nouveau basculement. En effet, lorsqu'un basculement est effectué avant que la magnétisation longitudinale n'ait eu le temps de se rétablir complètement, le signal disponible pour l'écho suivant est moindre et ainsi de suite pour les prochains basculements jusqu'à ce qu'un état d'équilibre s'installe. C'est donc pourquoi l'on utilise une répétition de pulses en tous points semblables à ceux de la section d'acquisition mais sans faire de prise de mesures.

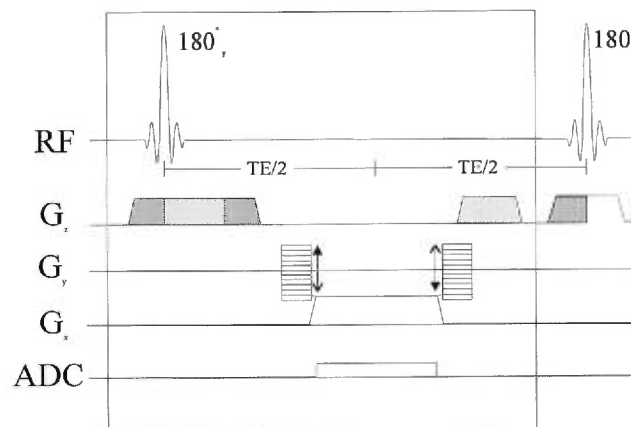


Fig. 8.3 : Boucle d'acquisition (4e section)

Le passage de la section trois à la section quatre se fait sans interruption, cette fois il s'agit du moment de vérité. Le convertisseur analogue-numérique ainsi que l'encodage de phase sont mis en action et on procède aux 128 itérations de la boucle encadrée à la Fig.

8.3. L'ordre de l'encodage de phase est changé pour débiter par les phases les plus près du centre en s'éloignant. On ne peut donc pas la classer dans les séquences RARE [voir 19,10] qui acquièrent l'ensemble de l'espace de Fourier mais le font dans l'ordre habituel et on ne peut non plus les classer avec les séquences HASTE qui font une acquisition à partir du centre mais qui n'acquièrent que la demie de l'espace de Fourier.

L'intensité du signal de ces images dépend de l'angle utilisé dans la boucle d'acquisition, les figures montraient toutes un angle de 180° à titre d'exemple mais un angle α quelconque peut faire l'affaire. Le fait d'utiliser un angle α au lieu d'un angle de 180° diffère des méthodes HASTE et RARE. Il existe un angle optimal pour lequel la magnétisation revient suffisamment vers son état initial après le temps TR pour permettre le basculement d'une quantité de magnétisation raisonnable pour l'acquisition suivante. Cet angle peut certainement être trouvé par le calcul mais ici une méthode expérimentale a été choisie. On verra que les résultats permettront de faire un meilleur choix que par la méthode du calcul. Pour comparer les intensités obtenues en fonction de l'angle de basculement, on utilise une moyenne des intensités d'une petite région centrale circulaire de la première image (image sans atténuation, $b=0$) de chaque série obtenue pour des angles variant de 5° à 180° . Ces images sont faites dans le plan coronal d'un fantôme fournie par le fabricant de l'appareil de résonance magnétique (Siemens, Erlangen, Allemagne) qui contient une solution de sulfate de nickel permettant d'obtenir un temps de relaxation T_1 plus court que celui de l'eau sans toutefois vraiment en affecter grandement les propriétés de diffusion. La moyenne est obtenue d'une région circulaire ayant environ un rayon de moitié moins grand que la largeur du fantôme et positionnée environ en son centre. La valeur d'un écart type de l'intensité mesurée est utilisée comme incertitude sur cette moyenne.

La valeur des coefficients de diffusion est déterminée pour chacun des angles alpha pour s'assurer qu'il est bien le même pour toutes ces séries d'images. La régression utilisée est faite sur le logarithme du quotient de l'intensité de l'image correspondant à un b donné avec l'intensité de l'image ayant $b=0$, il s'agit donc d'une régression linéaire dont on

obtiendra la pente (coefficient de diffusion D), l'ordonnée à l'origine qu'on ne pose pas nécessairement nulle et aussi le coefficient de corrélation R faisant foi de la linéarité du tracé obtenu ($0 < R < 1$, $R=1$ implique une linéarité parfaite). Les images utilisées pour ce calcul mesurent le coefficient de diffusion selon l'axe de sélection de la tranche.

Le fantôme utilisé pour la mesure du coefficient de diffusion de l'eau est un contenant de plastique cylindrique et gradué rempli d'eau traitée par osmose inverse afin d'éliminer le plus possible l'effet des minéraux en solution. Afin de vérifier que la méthode n'est pas uniquement valide pour l'eau ou une solution équivalente, des mesures seront prises sur une bouteille contenant de l'acétone qui est documentée comme ayant un coefficient de diffusion environ deux fois plus élevé que l'eau [11,12,26]. La température de ces fantômes est mesurée à l'aide d'un thermomètre au mercure juste avant leur insertion dans l'appareil. Ceci est nécessaire car les échantillons ont une température différente de la température ambiante régnant dans la salle de l'appareil de résonance magnétique. On prend pour acquis que la température des échantillons ne change pas beaucoup entre le début et la fin des mesures de coefficients de diffusion, ce qui est fort raisonnable.

A priori, l'acétone devrait posséder un coefficient de diffusion plus élevé que l'eau de par sa plus faible viscosité, celle-ci étant reliée au coefficient de diffusion par la relation de Stokes-Einstein :

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta a}$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température, η la viscosité du milieu et a le rayon de la particule qui y diffuse. De là on tire une relation de proportionnalité inverse entre le coefficient de diffusion et la viscosité d'une substance.

Les images produites par notre séquence sont de qualité s'approchant de celles produites par les séquences d'écho de spins (voir Fig. 8.4 et Fig. 8.5), peu de déformations sont observées. Toutefois, de légers artefacts sont présents sur les images obtenues. Le premier

artefact que l'on remarque sur la Fig. 8.4 est une diminution de l'intensité sur les bordures supérieures et inférieures. Ceci est explicable par l'inhomogénéité de l'antenne émettrice et/ou réceptrice. Le deuxième artefact est celui du dédoublement de la paroi gauche et droite pour les images correspondant aux gradients de diffusion élevés. Cet effet est attribuable à la grande différence de susceptibilité magnétique entre l'air et l'eau qui perturbe localement le champ magnétique.

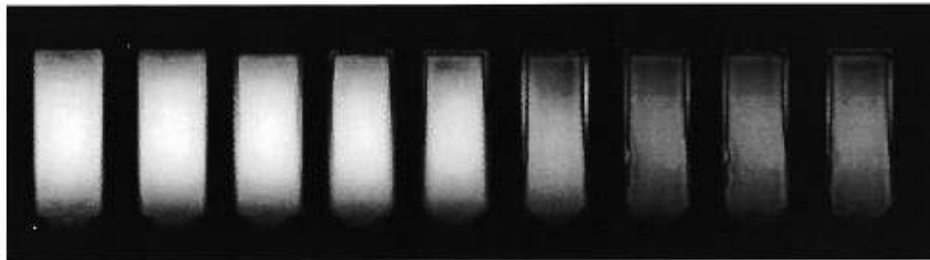


Fig. 8.4 : Fantôme d'eau traitée par osmose inverse pour neuf valeurs croissantes de b .

La Fig. 8.4 montre les 9 images acquises en augmentant linéairement l'amplitude des gradients de diffusion de gauche à droite de 0 à 16 mT/m. Une telle augmentation de l'intensité des gradients implique dans notre cas une progression quadratique des valeurs de b de 0 à 364 s/mm².

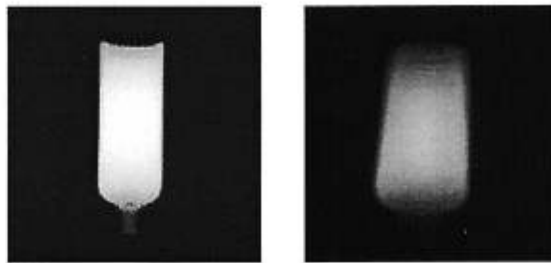


Fig. 8.5 : Fantômes d'acétone et solution Siemens

Les images acquises pour les fantômes d'acétone et de liquide Siemens sont aussi de bonne qualité comme on peut le voir à la Fig. 8.5 qui montre une coupe coronale de la bouteille d'acétone couchée sur le côté ainsi qu'une coupe coronale de la bouteille Siemens aussi couchée sur le côté mais inclinée d'un petit angle.

Contrairement au liquide Siemens, l'eau pure et l'acétone possèdent un T_1 très long, ce qui nous force à modifier notre séquence. Afin de permettre un retour complet des spins à leur état d'équilibre et de minimiser les interactions entre les images acquises consécutivement, on doit augmenter la durée du temps mort séparant la prise de deux images ayant un b différent. En effet, le T_1 de l'eau pure est environ de trois secondes et celui de l'acétone environ de 2,3 secondes et ceci n'est que le temps nécessaire à la récupération d'un facteur $(1-e^{-1})$ du signal ($e=2,71828\dots$). Un délai de 20 secondes a été utilisé dans le cas de l'eau et l'acétone. Le liquide Siemens possédant un T_1 de quelques centaines de millisecondes, de manière similaire aux tissus humains, ne nécessite pas l'ajout d'un tel délai.

Résultats

Dans le graphique suivant, on superpose un tracé de l'intensité du signal, un tracé du coefficient de diffusion obtenu et un tracé du coefficient de corrélation de la régression linéaire utilisée, tout cela en fonction de l'angle de basculement α et pour un fantôme constitué de liquide Siemens.

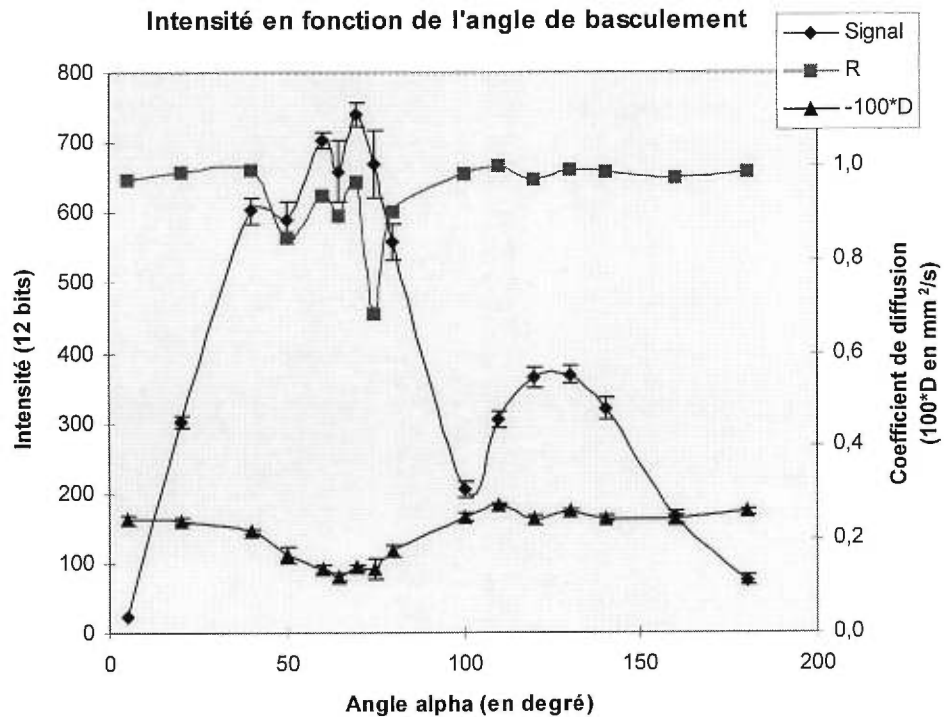


Fig. 8.6 : Intensité, D et R en fonction de l'angle α

Les lignes tracés d'un points à l'autre de la Fig. 8.6 ne sont pas le résultat d'une régression quelconque mais plutôt une version lissée des droites reliant des points consécutifs, elles ne servent qu'à guider l'oeil. L'intensité du signal est évaluée en faisant la moyenne des intensités d'une petite région circulaire centrée dans la première image (où $b=0$) de chaque série. L'incertitude sur l'intensité est choisie comme étant la valeur d'un écart type de l'intensité des pixels de la région d'intérêt, ce choix est certainement discutable car il ne tient pas compte des effets systématiques pouvant provenir d'interférences entre les images acquises successivement. L'erreur sur les coefficients de diffusion est donnée par l'algorithme de régression du logiciel Excel (Microsoft Office) qui l'évalue à partir de l'écart type des différences entre les valeurs mesurées et la valeur prédite par la régression (voir annexe 3 pour les formules exactes). L'erreur sur les valeurs de b n'est pas indiquée sur ce graphique car elle très faible si l'on considère que la méthode de calcul de b est bonne. Les valeurs de b sont obtenues par l'équation simple de Stejskal-Tanner (Éq. 29), c'est donc dire que l'on néglige l'influence des gradients

d'imagerie sur les coefficients b (pourrait être grave) ainsi que le fait que le gradient est trapézoïdal et non pas rectangulaire (beaucoup moins grave). Les résultats à venir montreront sûrement si cette hypothèse constitue une grave erreur ou non.

On s'aperçoit que nos mesures montrent une très grande diminution du coefficient de diffusion pour les angles variant entre 40° et 80° , accompagnée par une diminution du coefficient de corrélation. Le graphique des droites en question (Fig. 8.7) montre clairement que leur pente sont diminuée ou que la linéarité est faible. On distingue deux groupes de tracés sur ce graphique, ceux appartenant à l'intervalle d'angle allant de 100° à 180° ont à peu près tous la même pente et se superposent. Tandis qu'un autre groupe constitué par les courbes ayant un coefficient de corrélation plus faible montre une moins grande linéarité et une pente généralement plus faible.

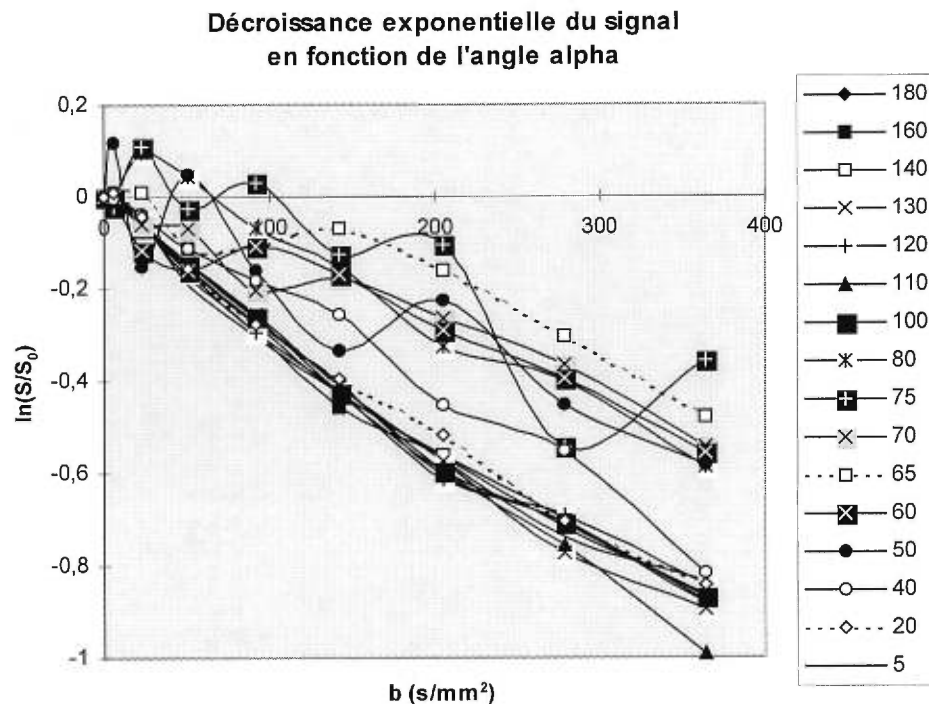


Fig. 8.7 : Atténuation du signal en fonction de b

Une explication possible pour ces pertes de linéarité est qu'elles proviendraient d'une interaction entre chaque prise d'image probablement causée par des échos stimulés

résiduels. Un indice de cela se manifestait par une augmentation marquée de l'intensité des artéfacts entourant l'image du fantôme. De même que l'intensité des échos servant à l'imagerie, l'intensité de ces échos parasites serait plus élevée pour les angles plus petit que 90° , ce qui expliquerait que ce problème ne se présente pas pour les angles de 100° à 180° .

Les lignes sur le graphique de la Fig. 8.7 servent toujours à guider l'oeil (ce qui n'est pas nécessairement évident sur ce graphique) et ne sont pas des régressions. Les barres d'erreurs ont été volontairement omises afin de ne pas encombrer d'avantage le graphique. Voici toutefois un exemple de tracé pour une seule valeur de alpha, soit pour alpha égale à 120° (Fig. 8.8).

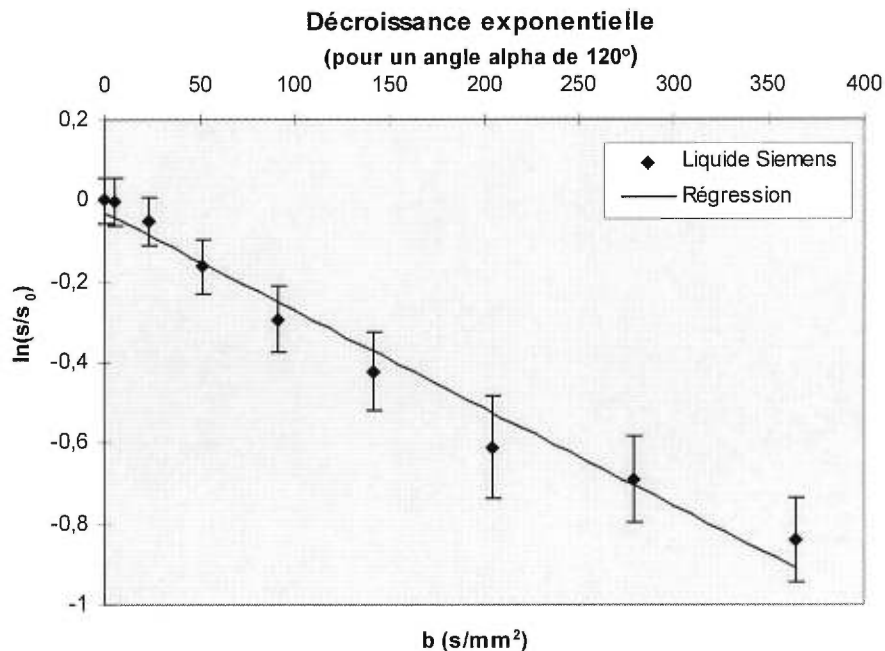


Fig. 8.8 : Régression linéaire pour une seule valeur d'alpha

La valeur moyenne du coefficient de diffusion pour les angles plus grand ou égal à 100° est de $(2,53 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$, ce qui est compatible avec les données de la littérature (pour l'eau à 25°C). Il semble clair que malgré la présence d'une intensité maximale autour de 65° , il ne faut pas utiliser cet angle car les coefficients de diffusion seraient

erronés. L'autre maximum de la courbe se situe autour de 125° , et les coefficients de diffusion semble constant en fonction de l'angle dans cette région. Cette valeur de α sera donc celle utilisée pour toutes les acquisitions à venir.

Les coefficients de diffusion de l'eau et de l'acétone ont été mesurés de la même manière que ceux du liquide Siemens en se restreignant à l'angle α de 125° . Les tracés obtenus sont présentés ci-dessous :

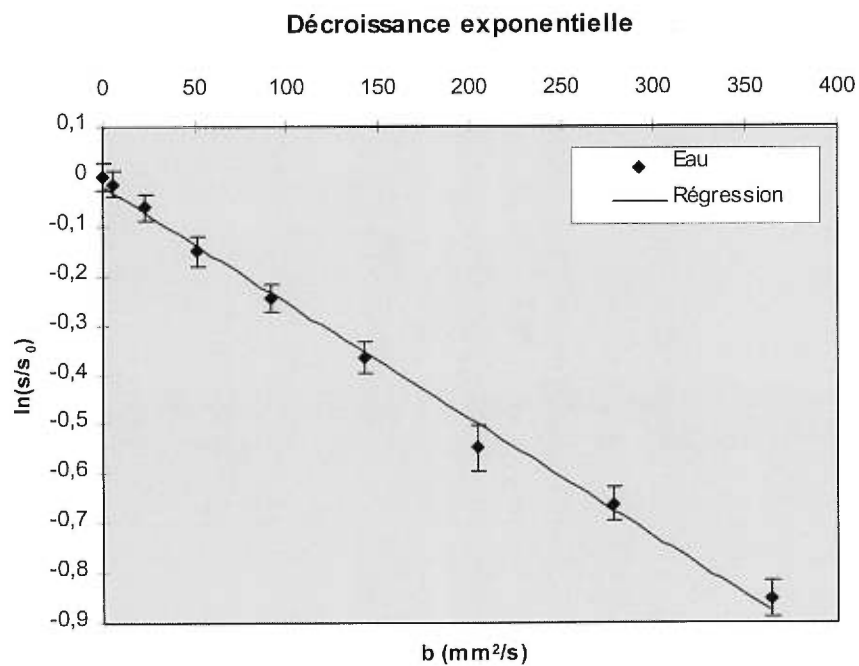


Fig. 8.9 : Régression se rapportant à l'atténuation du signal de l'eau traitée par osmose inverse.

La température de l'échantillon d'eau était de $24,5^\circ\text{C}$, la pente de la droite obtenue par régression est de $(2,35 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ et son ordonnée à l'origine est de $-0,02 \pm 0,01$.

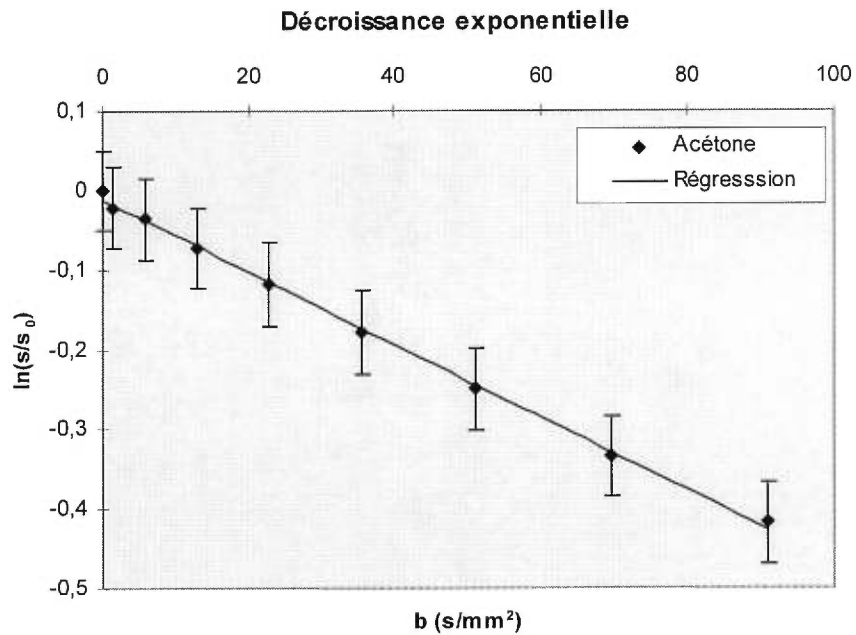


Fig. 8.10 : Régression se rapportant au signal de l'acétone

La valeur de la température de cet échantillon était de 23,5°C, la pente obtenue est de $(4,55 \pm 0,08) \times 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ et l'ordonnée à l'origine est de $-0,012 \pm 0,003$. Il est important de remarquer que les valeurs de b s'étendent sur un intervalle quatre fois moins vaste (0 à 91 s/mm²) pour cette substance car dû au coefficient de diffusion élevé, il était sans intérêt d'utiliser des b plus élevés causant une atténuation déraisonnable.

Discussion

Une première conclusion à tirer de nos résultats est que notre approximation concernant la dominance de l'effet des gradients de diffusion sur le calcul des valeurs de b était justifiée. Cette confirmation vient du fait que les valeurs de l'ordonnée à l'origine des régressions linéaires pour l'eau et l'acétone sont très près de zéro. En effet, si l'hypothèse de départ négligeant la contribution des gradients d'imagerie avait été fausse on aurait observé une valeur de l'ordonnée à l'origine significativement non nulle.

Afin de comparer les résultats obtenus pour les coefficients de l'eau et de l'acétone aux valeurs provenant de la littérature, rassemblons ces données dans le tableau suivant :

Valeur mesurée ($10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$)	Valeur de la littérature ($10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$)	Références
$2,35 \pm 0,07$	2,20 à 2,51	[12], [26], [19], Fig. 8.11
$4,55 \pm 0,08$	4,47 à 4,80	[12], [26], [19]

Tableau 2 : Comparaison des valeurs mesurées et publiées

Une des valeurs utilisées dans cette comparaison a été obtenue du tracé de l'Éq. 31 du chapitre 6 représentant la variation du coefficient de diffusion de l'eau en fonction de la température. La Fig. 8.11 illustre justement ce tracé.

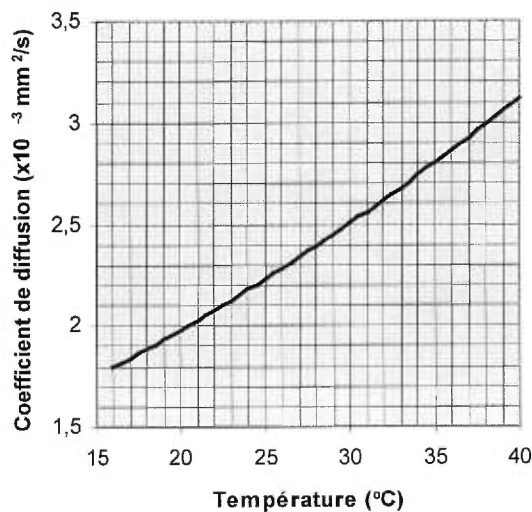


Fig. 8.11 : Tracé de la variation du coefficient de diffusion de l'eau en fonction de la température

Pour une température de 25°C, on obtient un coefficient de diffusion d'environ $2,2 \times 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$.

Les valeurs données par la littérature s'étalent sur un intervalle relativement large probablement dû au fait que ces diverses mesures ont été prises « à la température de la pièce », qui est souvent posée comme étant 25°C et non pas mesurée. Pour nos expériences, la température des échantillons a été prise afin de vérifier qu'elle

s'approchait suffisamment de 25°C pour nous permettre de comparer les résultats avec ceux déjà publiés. En effet, une température plus faible implique un coefficient de diffusion moins élevé. La température obtenues pour le fantôme d'eau est seulement de 0,5 °C inférieure à la température de référence. Ceci représente une différence de coefficient de diffusion plus petite que 3% ce qui est en dessous de l'incertitude sur nos mesures. Dans le cas de l'acétone, une différence de 1,5 °C peut peut-être expliquer que le coefficient mesuré se situe au début de l'intervalle des valeurs publiées.

En résumé, nous avons construit une séquence rapide de mesures des coefficients de diffusion permettant de reproduire les valeurs admises pour des échantillons connus. Un angle de basculement optimal a été trouvé dans un intervalle permettant de maximiser le signal tout en préservant un coefficient de corrélation constant et très près de l'unité. Les mesures prises sur des échantillons possédant de long T_1 ont permis de constater un effet d'interférence entre les acquisitions successives d'images. L'ajout d'un délai entre les images règle ce problème. Toutefois, ce délai n'est pas nécessaire pour un échantillon possédant un T_1 plus court (liquide Siemens) semblable à celui des tissus humains. En bout de ligne, on peut dire que les mesures sont jugées satisfaisantes et que la séquence est prête pour être mise en essais sur des spécimens organiques.

Chapitre 9

CONCLUSION

Le monde de la résonance magnétique et en particulier le royaume de la conception de séquence est très difficile d'accès et réussit à dérouter même les plus expérimentés d'entre nous. Une quantité impressionnante de facteurs influencent le signal de résonance magnétique et de ce fait la qualité de l'image finale. Il ne faut jamais croire que la conception d'une séquence sera simple car il y a toujours une propriété de la matière, une caractéristique de l'appareillage ou un effet quelconque pouvant tout compliquer de manière inattendue. Cette remarque se transpose ici au problème de la variation du coefficient de diffusion en fonction de l'angle de basculement. Au départ, il était à peu près impossible de prévoir un tel comportement. S'être basé sur une valeur théorique de l'angle optimal aurait résulté en une erreur difficilement explicable et source de maintes pertes de temps. Une part de la conception de séquence constitue donc un art.

Le travail effectué sur le calcul analytique des valeurs de b permettra d'améliorer la justesse du calcul des coefficients de diffusion pour les séquences où cela est approprié. L'approximation par la formule de Stejskal-Tanner était pleinement justifiée dans le cas de notre séquence sensibilisée à la diffusion, tel que confirmé par la petitesse de l'ordonnée à l'origine lors de la régression linéaire. C'est pourquoi un calcul analytique des b pour ce cas particulier aurait été de peu d'utilité.

Pour ce qui est de la séquence elle-même, une fois que la fourchette d'angle de basculement produisant un coefficient de diffusion constant est bien établie, un nouvel angle optimal peut être choisi. Les expériences menées à partir de cet angle ont montrées que le coefficient de diffusion calculé correspond bien avec les valeurs admises. Le projet

de conception d'une séquence rapide permettant la mesure des coefficients de diffusion est donc complété. Toutefois, pour les raisons mentionnées au début de ce chapitre, il ne faut pas prendre pour acquis que cette séquence donnera d'aussi bons résultats pour l'imagerie des tissus vivants. Il y a donc matière à poursuivre les investigations dans cette direction.

INDEX

- A**
- antiparallèle4; 6; 33
- B**
- bobinage 9; 18; 26; 47; 48; 49; 50; 51
 Boltzmann
 constante de 6; 77; 92
 statistique de6; 86
- C**
- coefficients de diffusion 68; 70; 76; 77
 contraste 2; 41; 42; 56; 63; 68; 78; 85
 courant 10; 17; 44; 47; 50; 51; 71; 78; CIX
- D**
- déplacements chimiques 1
- E**
- écho de gradients58; 63
 écho de spins39; 61
 écho stimulé63; 65
 Edward Purcell 1
 équations de Bloch 10; 11; 13; 14; 35; 72
- F**
- Félix Bloch 1
 fréquence de résonance... 1; 2; 9; 10; 21; 22; 33; 44; 46
- G**
- greffonsIII; 86; 87
- H**
- hydrogène 4; 22; 77
- M**
- magnétisation macroscopique 6; 9; 28; 33; 39
 moment magnétique 1; 4; 5; 7
- P**
- parallèle4; 6; 7; 13; 21; 33; 40; 45; 50
 polarisée
 circulairement 8
 linéairement 8
 précession 4; 5; 11; 15; 26; 72
 projet 87
 protons 2; 4; 7; 21; 22; 29; 33; 40; 43; 44
- R**
- radiation 2
 radiographie 2
 rapport gyromagnétique 5
 rayons X 2
 référentiel
 du laboratoire 11; 12; 13
 résolution 7; 35; 54; 61; 62
- S**
- séquence rapide III; 63; 87
 spin 1; 4; 5; 6; 18; 23; 28; 57
- T**
- température 6; 21; 22; 43; 47; 77; 100
 temps de relaxation 3; 10; 22; 40; 85; 86; 87; 91
 tomodensitométrie 2; 35
- V**
- voxel 7; 17; 18; CVI

BIBLIOGRAPHIE

1. **Abragam A.**, *Les principes du magnétisme nucléaire*, Presses universitaires de France, Paris, 1961.
2. **Altbach Maria I., Mattingly Mark A., Brown Michael F., Gmitro Arthur F.**, *Magnetic Resonance Imaging of Lipid Deposits in Human Atheroma via a Stimulated-Echo Diffusion-Weighted Technique*, *Magnetic Resonance in Medicine*, #20, 1991, pp.319-326.
3. **Belzer F.O., Southard J.H.**, *Principles of solid-organ preservation by cold storage*, *Transplantation*, #45, 1988, pp.673-676.
4. **Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloë F.**, *Mécanique Quantique Tome I et II*, Hermann, Paris, 1977.
5. **Frahm J., Hänicke W., Bruhn H., Gyngell M. L., Merboldt K. D.**, *High-Speed STEAM MRI of the Human Heart*, *Magnetic Resonance in Medicine*, #22, 1991, pp.133-142.
6. **Halloran P. F., Homik J., Goes N., Lui S. L., Urmson J., Ramassar V., Cockfield S. M.**, *The « injury Response » : A Concept Linking Nonspecific Injury, Acute Rejection, and Long-Term Transplant Outcomes*, *Transplantation Proceedings*, #29, 1997, pp.79-81.
7. **Herynek V, Kuková D, Kocínová M, Hájek M**, *T₂ Relaxation time study of the pig renal allografts*, *MAGMA*, #3, 1995, pp.99-102.

8. **Hoult D. I., Bhakar B.**, *NMR Signal reception : Virtual Photons and Coherent Spontaneous Emission*, Concepts in Magnetic Resonance an Educational Journal, #5 vol.9, 1997, pp.277-297.
9. **Hoult D. I., Richards R. E.**, *The signal-to-Noise Ratio of the Nuclear Magnetic Resonance Experiment*, Journal of Magnetic Resonance, #24, 1976, pp.71-85.
10. **Kiefer B.**, *HASTE : Half Fourier Single Shot TurboSE Basics and Clinical Applications*, Fast MRI Workshop : Methodological Perspectives and Advances in Cardiac, Neuro, Angiography and Abdominal Imaging (Syllabus), ISMRM, 1997, pp.143-145.
11. **Le Bihan Denis**, *Diffusion and Perfusion Magnetic Resonance Imaging*, Raven Press, New York, 1995.
12. **Le Bihan Denis, Breton Eric, Lallemand Denis, Grenier Philippe, Cabanis Emmanuel, Laval-Jeantet Maurice**, *MR Imaging of Intravoxel Incoherent Motions : Application to Diffusion and Perfusion in Neurologic Disorders*, Radiology, #161, 1986, pp. 401-407.
13. **Moser E, Holzmueller P, Reckendorfer H, Burgmann H**, *Cold-preserved rat liver viability testing by proton nuclear magnetic resonance relaxometry*. Transplantation, vol.53, March 1992, pp. 536-540.
14. **Nishimura Dwight G.**, *Principles of Magnetic Resonance Imaging*, Stanford University, États-Unis, 1996.
15. **Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P.**, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 1992.
16. **Rigg Keith M.**, *Renal transplantation : current status, complications and prevention*, Journal of Antimicrobial Chemotherapy, #36 Suppl.B, 1995, pp. 51-57.

17. **Schick Fritz**, *SPLICE : Sub-Second Diffusion-Sensitive MR Imaging Using a Modified Fast Spin-Echo Acquisition Mode*, *Magnetic Resonance in Medicine*, #38, 1997, pp.638-644.
18. **Shoskes Daniel A., Halloran Philip F.**, *Delayed Graft Function in Renal Transplantation : Etiology, Management and Long-Term Significance*, *The Journal of Urology*, vol.155, June 1996, pp. 1831-1840.
19. **Stark David D., Bradley William G.**, *Magnetic Resonance Imaging (second edition)*, Mosby Year Book, États-Unis, 1992.
20. **Stejskal E. O., Tanner J. E.**, *Spin Diffusion Measurements : Spin Echoes in the Presence of a Time-Dependent Field Gradient*, *The Journal of Chemical Physics*, vol.42 #1, January 1965, pp.288-292.
21. **Torrey H. C.**, *Bloch Equations with Diffusion Terms*, *Physical Review*, vol.104 #3, November 1956, pp.563-565.
22. **Vlaardingerbroek M. T., den Boer J. A.**, *Magnetic Resonance Imaging*, Springer-Verlag, Allemagne, 1996.
23. **Wangsness Roald K.**, *Electromagnetic Fields (second edition)*, John Wiley & Sons, États-Unis, 1986.
24. **Webb S.**, *The physics of medical imaging*, Adam Hilger, États-unis, 1988.
25. **Wolf R.F.E, Butter G Den, Kamman R.L., Deketh H.P., Sluiter W.J., Slooff**, *The Tissue Hydration State In UW-Preserved Human Donor Livers*. *Transplantation*, #57, 1994, pp. 1189-1194.
26. **Zur Y., Bosak E., Kaplan N.**, *A New Diffusion SSFP Imaging Technique*, *Magnetic Resonance in Medecine*, #37, may 1997, pp.716-722.

ANNEXE 1

Le principe de réciprocité

Pour une boucle conductrice sous l'influence d'un champ magnétique \mathbf{B} , on peut écrire la loi d'induction de Faraday comme suit [23,8] :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{A}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla V$$

Dans les équations précédente, \mathbf{E} est le champ électrique ressenti à un point Q de la boucle conductrice, \mathbf{A} est le potentiel vecteur au point Q et le potentiel scalaire V est une constante d'intégration. On peut exprimer le potentiel vecteur \mathbf{A} dû à un dipôle magnétique \mathbf{m} placé au point P à l'intérieur de l'échantillon à imager par:

$$\mathbf{A} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi r^3} \right) \mathbf{m} \times \mathbf{r}$$

où \mathbf{r} est le vecteur reliant le point P au point Q dans cet ordre. De là on peut obtenir que :

$$E = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\mu_0}{4\pi r^3} \right) \mathbf{m} \times \mathbf{r} \right] + \nabla V$$

On intègre maintenant sur toute la boucle en considérant que l'espace séparant ces deux bornes de sortie est infiniment faible, ce qui permet d'obtenir la différence de potentiel qui doit être nulle si la boucle est considérée fermée.

L'intégration donne :

$$0 = -\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \oint \frac{\mu_0}{4\pi r^3} (\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \cdot d\mathbf{s} \right\} + V$$

où ds est un élément de distance le long de la boucle conductrice. Mais comme on le sait, si un courant unitaire circulait dans la boucle, le champ magnétique $\mathbf{B}_{(1A)}$ serait produit au point P tel que décrit par la loi de Biot-Savard [23]:

$$\mathbf{B}_{(1A)} = \oint \frac{\mu_0}{4\pi r^3} (\mathbf{r} \times d\mathbf{s})$$

En remplaçant ceci dans le résultat de l'intégration précédente et faisant les réarrangements nécessaires, on obtient le résultat final étant habituellement utilisé pour décrire le principe de réciprocité (à un signe près car on a trouvé le potentiel et non pas la force électromotrice):

$$V = \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{B}_{(1A)} \cdot \mathbf{m}]$$

Il faut toutefois dire que ce calcul est valide seulement pour le cas où les dimensions de la boucle et de l'échantillon sont faibles par rapport à la longueur d'onde dans l'échantillon, sinon, il faut refaire un calcul tenant compte des potentiels retardés.

ANNEXE 2

Exemple de calcul analytique des b

Le calcul analytique des b à partir de la séquence présentée à la Fig. 6.1 a été effectué à l'aide du logiciel de manipulation symbolique Mathématique (Wolfram Research). Il consiste à procéder aux intégrations de l'équation x en utilisant $G(t)=[Gread[t_] 0 0]$.

```
Gread[t_] = halfSin[t, Grdp, t2, idpt]
+ Trap[t, Gd, t31, rt, dift]
+ Trap[t, Gc, t41, rt, crut]
+ Trap[t, Gc, t42, rt, crut]
+ Trap[t, Gd, t32, rt, dift]
+ Trap[t, Gro, t71, rtr, grot]
```

Ceci permet d'obtenir l'élément b_{rr} de la matrice des b_{ij} dont voici la solution telle que donnée par Mathématique.

$$b_{rr} = -\gamma^2 \frac{1}{60 \pi^2} (150 \text{Grdp}^2 \text{idpt}^3 + 20 \text{crut}^3 \text{Gc}^2 \pi^2 + 20 \text{dift}^3 \text{Gd}^2 \pi^2 + 60 \text{crut}^2 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt} + 60 \text{dift}^2 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt} + 70 \text{crut} \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt}^2 + 70 \text{dift} \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt}^2 + 28 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt}^3 + 28 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt}^3 + 40 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{rtr}^2 + 2 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr}^3 + 240 \text{Grdp}^2 \text{idpt}^2 \text{t2} + 240 \text{dift} \text{Gd} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{t31} + 60 \text{dift}^2 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{t31} + 240 \text{Gd} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{rt} \text{t31} + 120 \text{dift} \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt} \text{t31} + 60 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt}^2 \text{t31} - 240 \text{dift} \text{Gd} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{t32} - 60 \text{dift}^2 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{t32} - 240 \text{Gd} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{rt} \text{t32} - 120 \text{dift} \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt} \text{t32} - 60 \text{Gd}^2 \pi^2 \text{rt}^2 \text{t32} + 240 \text{crut} \text{Gc} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{t41} + 60 \text{crut}^2 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{t41} + 120 \text{crut} \text{dift} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{t41} + 240 \text{Gc} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{rt} \text{t41} + 120 \text{crut} \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt} \text{t41} + 120 \text{crut} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt} \text{t41} + 120 \text{dift} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt} \text{t41} + 60 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt}^2 \text{t41} + 120 \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt}^2 \text{t41} - 240 \text{crut} \text{Gc} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{t42} - 60 \text{crut}^2 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{t42} - 120 \text{crut} \text{dift} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{t42} - 240 \text{Gc} \text{Grdp} \text{idpt} \pi \text{rt} \text{t42} - 120 \text{crut} \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt} \text{t42} - 120 \text{crut} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt} \text{t42} - 120 \text{dift} \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt} \text{t42} - 60 \text{Gc}^2 \pi^2 \text{rt}^2 \text{t42} - 120 \text{Gc} \text{Gd} \pi^2 \text{rt}^2 \text{t42} + 120 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{rtr} \text{t71} + 15 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr}^2 \text{t71} + 120 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{t71}^2 + 30 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr} \text{t71}^2 + 20 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{t71}^3 - 240 \text{Grdp}^2 \text{idpt}^2 \text{te} - 120 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{rtr} \text{te} - 15 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr}^2 \text{te} - 240 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{t71} \text{te} - 60 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr} \text{t71} \text{te} - 60 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{t71}^2 \text{te} + 120 \text{Grdp} \text{Gro} \text{idpt} \pi \text{te}^2 + 30 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{rtr} \text{te}^2 + 60 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{t71} \text{te}^2 - 20 \text{Gro}^2 \pi^2 \text{te}^3)$$

La notation étant quelque peu différente de celle introduite jusqu'à présent, le Tableau 3 présente les correspondances à effectuer. Afin de pouvoir comparer avec la notation utiliser dans l'article de Le Bihan, il faut aussi prendre pour acquises les définitions du Tableau 4.

Dans le code	Signification par rapport au texte
Gread[t]	$G_x(t)$
halfSin[t,G,t0,Δt]	Fonction en demi Sinus débutant au temps t_0 et ayant une durée Δt et une amplitude G .
Trap[t,G,t0,rt,Δt]	Fonction trapézoïdale débutant au temps t_0 , montant à l'amplitude G en un temps rt et ayant un plateau de durée Δt .
Idpt	Durée du pulse sinusoïdal de déphase en X (readout)
dift	Durée du plateau des gradients de diffusion
crut	Durée du plateau des gradients de déphasage (crusher)
grot	Durée du plateau du gradient de lecture
t2, t31, t41, t32, t71	Temps auxquels chaque pulse débute
rt	temps de montée d'un gradient quelconque (ε)
rtr	temps de montée du gradient de lecture (ε)
Gro	Amplitude du gradient de lecture (G_x)
Gd	Amplitude du gradient de diffusion (G_d)
Gc	Amplitude du gradient de déphasage (crusher) (G_c)
Grdp	Amplitude du gradient de déphasage sinusoïdal en X (G_{rdp})

Tableau 3 : Correspondances de notations

$\Delta_1 = TE$	$\delta_3 = dift + \varepsilon$
$\delta_1 = sinct + \varepsilon$	$\Delta_4 = t_{42} - t_{41}$
$\Delta_2 = TE - t_2$	$\delta_4 = crut + \varepsilon$
$\delta_2 = idpt$	$\delta_5 = sinct + \varepsilon$
$\Delta_3 = dift + \varepsilon$	$\delta_6 = grot + \varepsilon$

Tableau 4 : Définitions pour la conversion vers la notation de Le Bihan.

L'application de ces définitions à la réponse obtenue de Mathematica ainsi que la mise en évidence des termes contenant chaque paires de gradients possibles donne l'expression suivantes :

$$\begin{aligned}
b_{rr} = & -\gamma^2 \left[\frac{4}{\pi^2} G_{rdp} \delta_2^2 (\Delta_2 - \frac{5}{8} \delta_2) \right. \\
& + \frac{4}{\pi} G_d G_{rdp} \delta_2 \Delta_3 \delta_3 \\
& + \frac{4}{\pi} G_c G_{rdp} \delta_2 \Delta_4 \delta_4 \\
& - \frac{2}{\pi} G_{ro} G_{rdp} \delta_2 (\delta_6^2 + \frac{1}{3} \varepsilon^2) \\
& + G_d^2 (\delta_3^2 (\Delta_3 - \frac{1}{3} \delta_3) + \frac{1}{30} \varepsilon^3 - \frac{1}{6} \delta_3 \varepsilon^2) \\
& + G_c^2 (\delta_4^2 (\Delta_4 - \frac{1}{3} \delta_4) + \frac{1}{30} \varepsilon^3 - \frac{1}{6} \delta_4 \varepsilon^2) \\
& \left. + \frac{1}{4} G_{ro}^2 (\frac{1}{6} \delta_6^3 + \frac{1}{30} \varepsilon^3) \right]
\end{aligned}$$

qui peut être vérifiée comme étant identique à la réponse du groupe de Le Bihan [11].
 Les autres éléments de la matrice des b_{ij} s'obtiennent de la même manière.

ANNEXE 3

La régression linéaire

Le coefficient de diffusion et l'intensité du signal pour une séquence quelconque sont reliés l'un à l'autre, selon la théorie présentée au chapitre 6, par la relation suivante :

$$S = S_0 e^{-bD}$$

Afin d'utiliser une technique de régression linéaire, on transforme les données recueillies en prenant le logarithme naturel du rapport de l'intensité mesurée avec l'intensité initiale. Ce qu'on peut écrire simplement comme :

$$\ln\left(\frac{S}{S_0}\right) = -bD \quad \text{ou} \quad \ln\left(\frac{S}{S_0}\right) = -bD + c$$

La première formule prend pour acquis que la valeur de S_0 est nécessairement la bonne valeur de l'intensité initiale (avec $G_d=0$ et $b=0$). La deuxième formule est celle utilisée et on y ajoute une constante c pour tenir compte de l'incertitude sur S_0 dû en partie au fait que la valeur initiale de b n'est jamais totalement nulle de par la contribution à la diffusion des gradients d'imagerie.

On utilise une technique de moindres carrés afin de trouver la valeur de D et de c à partir des valeurs connues de b et des valeurs mesurées de $y_i = \ln(S_i/S_0)$. Si on considère que les valeurs de b ont une valeur exacte et que les valeurs de y_i possèdent une incertitude σ_i évaluée à partir de l'erreur s_i sur l'intensité S_i de la manière suivante :

$$\sigma_i = \sqrt{\left(\frac{s_i}{S_i}\right)^2 + \left(\frac{s_0}{S_0}\right)^2}$$

On peut dire, en admettant quelques définitions que le coefficient de diffusion D et la constante c sont donnés par :

Définitions :

$$S \equiv \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}, S_b \equiv \sum_{i=1}^N \frac{b_i}{\sigma_i^2}, S_y \equiv \sum_{i=1}^N \frac{y_i}{\sigma_i^2}, S_{bb} \equiv \sum_{i=1}^N \frac{x_i^2}{\sigma_i^2}, S_{by} \equiv \sum_{i=1}^N \frac{b_i y_i}{\sigma_i^2}$$

$$\Delta = S S_{bb} - (S_b)^2$$

(N = nombre de valeurs de b utilisées)

Formule :

$$D = \frac{S_{bb} S_y - S_b S_{by}}{\Delta}$$

$$c = \frac{S S_{by} - S_b S_y}{\Delta}$$

Les incertitudes σ_D sur D et σ_c sur c sont données par les formules suivantes :

$$\sigma_D^2 = \frac{S_{bb}}{\Delta} \quad \text{et} \quad \sigma_c^2 = \frac{S}{\Delta}$$

et le coefficient de corrélation R est obtenu de l'expression :

$$R = \frac{-S_b}{\sqrt{S S_{bb}}}$$

La valeur de R varie entre -1 et 1, $|R| \sim 1$ implique une très bonne linéarité et le signe de R indique si les erreurs sur D et c sont corrélées ou anti-corrélées.

REMERCIEMENTS

Il est certainement difficile de glisser un mot pour chacune des personnes ayant de près ou de loin rendu ce travail possible ou tout simplement plus agréable, mais il vaut tout de même la peine d'essayer.

Gilles Beaudoin (mon directeur de maîtrise, physicien): Un homme aux milles et unes connaissances et toujours sûr de lui. Je suis bien heureux d'avoir pu apprendre sous sa supervision. C'est une des rares personnes m'ayant permis de me sentir traité avec autant de considération. Je le remercie pour sa patience devant mes nombreuses questions fondamentales et pour la familiarité de nos interactions quotidiennes. De par sa présence j'ai beaucoup appris autant au niveau de la physique qu'au niveau des rouages de la vie en général ou des relations de travail. Je ne suis pas sûr d'avoir toutes les qualités nécessaires, mais j'espère un jour m'élever à son niveau de compétence. Je me rappellerai probablement toujours du « Bon, les p'tits copains... » suivi d'un rapprochement sonore des mains indiquant l'heure du dîner ainsi que les quelques mots (que l'on ne répétera pas) fredonnés sporadiquement, sur l'air du métro, lors des sessions de travail intensives sur nos ordinateurs.

Jean-Charles Côté (étudiant au Ph.D.): Ce fut un plaisir de connaître ce jeune homme peu commun aux talents tout aussi diversifiés que notre maître. À maintes reprises, j'ai suscité son expérience approfondie dans le domaine de la résonance magnétique, dans le domaine de la physique et de l'électronique. Ayant tous deux fait un cheminement universitaire similaire et passé par les cours du programme de physique médicale de McGill, nous n'avons pas manqué de faits insolites et de conjectures étranges à relater et à se remémorer. Je lui souhaite la carrière de physicien médical qu'il mérite dans un futur rapproché.

Raymond Carrier (directeur des ressources informationnelles): Ancien chef du département de génie biomédical maintenant promu au titre de D.R.I. dans la nouvelle structure du C.H.U.M., Raymond est un autre personnage intéressant à connaître. C'est en premier lieu grâce à lui que j'ai pu mettre un pied à l'Hôpital Notre-Dame lors de mon stage préparatoire à la maîtrise à l'été 1996. Je le remercie pour les nombreuses ficelles qu'il a tirées pour moi, pour les expériences partagées, pour le voyage à Charlottetown (rencontre annuelle du COMP) et les nombreuses personnes qu'il m'a présentées, pour ses lettres de références, pour son entregent, son tact et sa diplomatie.

Pierre Bourgoïn (radiologiste responsable de la résonance magnétique): Un médecin et chercheur très impliqué qui pratique une gestion minutieuse de ses ressources et effectifs permettant au groupe de recherche en résonance magnétique de progresser et de se bâtir une expérience et un nom respectés. Je le remercie de m'avoir intégré au groupe et de m'avoir présenté aux multiples intervenants de ce milieu de recherche. Je le remercie aussi pour ses lettres de références et pour sa contribution à ma bourse de recherche ainsi que de m'avoir donné la chance de faire une présentation devant les résidents et patrons du département de radiologie.

Ghislaine Pépin (chef des technologues de résonance magnétique): Une femme charmante et toujours ouverte aux questions concernant la recherche et comprenant bien le rôle des physiciens en imagerie par résonance magnétique. Je la remercie pour les nombreux services qu'elle m'a rendus en particulier en ce

qui a trait aux matériaux et substances dont j'avais besoin pour la conception des fantômes utilisés pour mes mesures. Je la remercie aussi pour l'invitation à une réunion des technologues de résonance magnétique en tant que conférencier.

Les technologues de résonance magnétique (Doris, Johanne J., Danielle, François, Martine, Johanne B, Raymonde, ...): Je les remercie pour avoir toujours su conserver un climat heureux du côté de la salle de résonance magnétique et aussi pour avoir répondu à mes questions d'ordre pratique et pour m'avoir aidé à trouver l'information ou le matériel dont j'avais besoin. Je les remercie de ne pas avoir éteint l'appareil pour les fins de soirées où je faisais mes expériences, ce qui s'est produit a de nombreuses reprises.

Les techniciens de génie Biomédical (Claude, Pascale, Jules, Lech, André, Roger, ...): Je les remercie pour les divers services qu'ils m'ont rendus, pour les nombreuses références qu'ils m'ont données, pour les appareils et outils qu'ils m'ont prêtés, pour les pièces qu'ils m'ont données et pour les nombreuses occasions d'avoir du plaisir qu'ils m'ont fournit (repas au resto etc).

Les physiciens de radio-oncologie (Jean-Pierre, Réal, Maryse, Noël): Les nombreux dîners passer en leur compagnie m'ont permis de les connaître et de bien comprendre ce qu'impliquait la carrière de physicien médical. Je les remercie pour avoir répondu à mes questions lorsque nécessaire. Je remercie Jean-Pierre pour ses conseils sur les études doctorales et autres. Je remercie aussi Noël pour ces questions-réponses

à l'examen du C.C.P.M. et pour la présentation sur la radio-oncologie donnée dans le cadre du cours de Gilles.

Les neuropsychologues (Jean-Maxime, Sheriff, Mario, Irena, Walter, Nathalie, Sven, ...): Je remercie Jean-Max et Sheriff pour les diverses discussions philosophiques et les interactions dépassant le cadre du travail et des problèmes d'informatiques. Je remercie Nathalie et Sven pour m'avoir permis de contribuer à ma modeste manière à leur article respectif.

Sophie Le Bail (étudiante d'été et stage de recherche sur la dosimétrie des STENTs radioactifs): Cette jeune étudiante en génie biomédicale d'importation française a constitué une très bonne amie de travail. Je la remercie d'avoir été un rayon de soleil tout au long de mon séjour à l'Hôpital Notre-Dame. Je suis bien content d'avoir pu la connaître davantage lors du COMP de l'été 97. Je lui souhaite beaucoup de succès dans son nouveau travail en tant qu'ingénieur biomédical, j'espère qu'on gardera le contact.

Les étudiants d'été (Jean-François, Khamal, Glen, Leititia): Je l'ai remercie pour leur compagnie agréable et pour les nombreuses interactions que j'ai eues avec eux. Je l'ai remercie aussi pour leur souci face à l'avancement de mon travail. Je leur souhaite tous un avenir florissant.

À tous ceux que je n'aurais pas mentionné dans ce mémoire, je vous remercie aussi et soyez assurés que vous êtes mentionnés dans ma mémoire.