

<u>Sommaire</u>	<b>Page</b>
Remerciements.....	I
Résumé.....	II
Sommaire.....	III
Liste des Figures.....	VI
Introduction générale.....	1
<b>Chapitre I. Généralités de l'imagerie par résonance magnétique</b>	
<b>I.1 Introduction .....</b>	<b>3</b>
<b>I.2 Scanner d'IRM .....</b>	<b>3</b>
<b>I.3 Origine du signal de RMN : moments cinétique et magnétique nucléaire.....</b>	<b>5</b>
<b>I.3.1 Application du champ magnétique statique.....</b>	<b>5</b>
<b>I.3.2 Aimantation résultante.....</b>	<b>7</b>
<b>I.3.3 Equation de Bloch.....</b>	<b>8</b>
<b>I.3.4 Repère tournant.....</b>	<b>8</b>
<b>I.4 Relaxation.....</b>	<b>9</b>
<b>I.4.1 Relaxation longitudinale.....</b>	<b>11</b>
<b>I.4.2 Relaxation transversale.....</b>	<b>12</b>
<b>I.5 Signal RMN.....</b>	<b>13</b>
<b>I.6 Conclusion.....</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre II. Reconstructions des images IRM</b>	
<b>II.1 Introduction.....</b>	<b>16</b>
<b>II.2 séquence Echo de Spin.....</b>	<b>16</b>
<b>II.2.1 Techniques basées sur l'écho de spin.....</b>	<b>17</b>
<b>II.3 Séquence Echo de Gradient.....</b>	<b>19</b>
<b>II.3.1 Technique basée sur l'écho de gradient.....</b>	<b>19</b>
<b>II.4 Comparaison des deux séquences de bases.....</b>	<b>21</b>
<b>II.5 Séquence dérivée.....</b>	<b>21</b>
<b>II.5.1 Fast Spin Echo.....</b>	<b>21</b>
<b>II.5.2 Balanced Steady State Free Precession.....</b>	<b>22</b>
<b>II.6 Détection du signal RMN.....</b>	<b>23</b>
<b>II.7 Du signal RMN à l'image IRM.....</b>	<b>24</b>

<b>II.8 Formation de l'espace K.....</b>	<b>30</b>
<b>II.9 Conclusion.....</b>	<b>33</b>
 <b>Chapitre III. Développement des interfaces graphiques sous matlab</b>	
<b>III.1 Introduction.....</b>	<b>34</b>
<b>III.2 Définition.....</b>	<b>34</b>
<b>III.3 Contexture d'une interface graphique sous Matlab.....</b>	<b>34</b>
<b>III.3.1 Présentation du GUIDE.....</b>	<b>34</b>
<b>III.3.2 Présentation de quelque contrôle.....</b>	<b>35</b>
<b>III.4 Le fantôme de type Shepp Logan.....</b>	<b>38</b>
<b>III.4.1 Interface : Séquence Echo de Spin.....</b>	<b>40</b>
<b>III.4.2 Interface : Echo de gradient.....</b>	<b>43</b>
<b>III.5 Conclusion.....</b>	<b>47</b>
 <b>Chapitre IV. Application</b>	
<b>IV.1 Introduction.....</b>	<b>48</b>
<b>IV.2 Présentation et structures des simulateurs.....</b>	<b>48</b>
<b>IV.3 Simulateur écho de spin.....</b>	<b>49</b>
<b>IV.4 Application.....</b>	<b>51</b>
<b>IV.4.1 La résolution spatiale.....</b>	<b>54</b>
<b>IV.4.2 Contraste.....</b>	<b>56</b>
<b>IV.4.2.1 Pondération T1.....</b>	<b>56</b>
<b>IV.4.2.1 Pondération T2.....</b>	<b>56</b>
<b>IV.4.2.3 Pondération <math>\rho</math> (Densité protonique).....</b>	<b>57</b>
<b>IV.4.2.4 Interprétation.....</b>	<b>58</b>
<b>IV.5 Simulateur écho de gradient.....</b>	<b>59</b>
<b>IV.6 Application.....</b>	<b>60</b>
<b>IV.6.1 Etude de la résolution spatiale et du contraste.....</b>	<b>63</b>
<b>IV.6.1.1 Résolution spatiale.....</b>	<b>63</b>
<b>IV.6.1.2 Contraste de l'image.....</b>	<b>64</b>
<b>IV.7 Discussion des résultats.....</b>	<b>67</b>
<b>IV. 8 Conclusion.....</b>	<b>67</b>
<b>Conclusion générale et perspectives.....</b>	<b>68</b>

Sommaire

<b>Références Bibliographiques.....</b>	<b>69</b>
<b>Annexes</b>	
<b>Annexe I : Récapitulation du programme d'écho de spin.....</b>	<b>71</b>
<b>Annexe II : Fonction de Bessel.....</b>	<b>77</b>



## **Table des Figures :**

### **Chapitre I :**

**I.1: Scanner IRM (source indéterminée)**

**I.2 : Moments magnétiques nucléaires (a) pointant dans une direction aléatoire (b) dans la direction du champ magnétique statique.**

**I.3 : Le mouvement de précession d'un spin isolé  $\mu$  autour d'un champ magnétique externe  $\vec{B}_0$  (a) est similaire au mouvement de précession d'une toupie soumis à la gravité (b).**

**I.4 : Représentation simplifiée d'un ensemble de spins (a) et de la magnétisation résultante (b).**

**I.5 : Relaxation.**

**I.6 : Relaxation longitudinale.**

**I.7 : Relaxation transversale.**

**I.8 : Antenne.**

**I.9 Signal perçu par l'antenne.**

### **Chapitre II :**

**II.1: Séquence écho de spin.**

**II.2 : Exemple d'images faites avec une séquence écho de spin [1].**

**II.3 : Séquence Echo de gradient spoilé [1].**

**II.4 : Description d'une séquence d'écho de spin rapide (ou Fast Spin Echo).**

**II.5: Description d'une séquence de type bSSFP avec le moment d'ordre zéro des gradients annulé et  $TE = TR/2$ .**

**II.6 : Sélection d'une coupe dans un volume par impulsion RF sélective de largeur de bande  $\Delta f$ , couplée à un gradient de champ magnétique d'intensité GS.**

**II.7 : Diagramme temporel d'une séquence d'imagerie.**

**II.8 : Cube de spins placés dans un champ magnétique.**

**II.9 : Sélection d'une impulsion  $90^\circ$  avec un gradient de sélection de coupe.**

**II.10 : Sélection du gradient de codage de phase.**

**II.11 : Sélection du gradient de codage de fréquence.**

**II.12 Dualité entre l'espace k et l'espace image.**

**II.13 : -(a).Cartésienne.**

**- (b).Spirale.**

**II.14 : Espace k pleines résolutions (a), reconstruction des basses fréquences uniquement (b), et des haut es fréquences uniquement (c).**

### **Chapitre III :**

**III.1 : Fenêtre de GUI.**

**III.2 : pushbutton.**

**III.3 : Zone de Texte.**

**III.4 : Cadre ou frame.**

**III.5 : Axe.**

**III.6 : Image Fantôme.**

**III.7 : Différents ellipses de l'image fantôme.**

**III.8 : Interface écho de spin.**

**III.9 : Interface écho de gradient.**

**III.10 : Présentation de l'ellipse.**

### **Chapitre IV :**

**IV.1 : Interface d'accueil.**

**IV.2 : Simulateur écho de spin.**

**IV.3 : Image de l'objet virtuel vue en 3D.**

**IV.4 : Signal de précession libre.**

**IV.5 : Intensité du signal.**

**IV.6 : Espace k.**

**IV.7 : Image reconstruite vue en 3D.**

**IV.8 : Image reconstruite.**

**IV.9 : reconstruction d'une image tete de shepp logan (64 voxels)**

**a. Image source.**

**b. Image reconstruite (64voxels).**

**IV.10 : Reconstruction de l'image de tête de Shepp Logan**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (128voxels).

**IV.11 : reconstruction d'une image pondérée en T1**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T1 (64voxels).

**IV.12 : reconstruction d'une image pondérée en T1.**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64voxels).

**IV.13 : Reconstruction d'une image pondérée en  $\rho$ .**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en  $\rho$  (64voxels).

**IV.14 : Image donnée avec les trois pondérations**

**IV.15 : Simulateur écho de gradient.**

**IV.16 : image de l'objet virtuel en vue 3D.**

**IV.17 : Aimantations.**

**IV.18 : Intensité du signal.**

**IV.19 : Espace k.**

**IV.20 : image reconstruite en vue 3D.**

**IV.21 : Image fantôme reconstruite**

**IV.22 : Reconstruction de l'image de tête de Shepp Logan**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (64voxels) avec un temps d'acquisition  $T_a = 26.451$  Sec

**IV.23 : Reconstruction de l'image de tête de Shepp Logan**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (128voxels) avec  $T_a = 289,741$ sec.

**IV.24 : reconstruction d'une image pondérée en T1**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64voxels).

**IV.25 : reconstruction d'une image pondérée en T2**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64voxels).

**IV.26 : Reconstruction d'une image pondérée en  $\rho$ .**

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en  $\rho$  (64voxels).

**IV.27 : Images du foie reconstruites avec une pondération en T1 et T2.**

- a. Image du foie reconstruite avec une pondération en T1 avec un angle flip de  $75^\circ$ .
- b. Image reconstruite pondérée en T2 avec un angle flip =  $15^\circ$



## Introduction générale

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est une technique radiologique non invasive, relativement récente, basée sur le phénomène physique de résonance magnétique nucléaire (RMN).

L'acquisition IRM d'images du corps humain consiste en une répétition d'expériences de RMN élémentaires, soit une succession d'excitations/acquisitions, chacune de ces expériences permettant de recueillir une partie de l'information image, codée en fréquence (acquisition dans l'espace de Fourier). Ce processus est séquentiel par nature, et donc relativement lent. Lors de l'établissement d'un protocole clinique, le choix des séquences d'imagerie et de leurs paramètres se fait en tenant compte de plusieurs contraintes. Ces contraintes sont tout d'abord d'ordre physique, puisque l'enchaînement temporel des excitations/acquisitions doit tenir compte des grandeurs physiques caractéristiques intervenant dans l'expérience, en particulier les temps de relaxation des tissus  $T_1$  et  $T_2$ .

Les contraintes sont également technologiques, en raison de l'énergie nécessaire pour commuter, en un temps très bref, les courants nécessaires pour générer les gradients de champs magnétiques. Certaines limites physiologiques ne doivent pas être dépassées. Ces dernières sont liées à l'échauffement des tissus induit par les impulsions radiofréquences (RF), caractérisé par le taux d'absorption spécifique (specific absorption rate ou SAR) ou encore aux courants induits dans le corps humain par les variations de champ magnétique, qui peuvent donner lieu à des stimulations nerveuses.

Enfin les contraintes sont d'ordre pratique, car le choix du type séquence doit établir un compromis entre le type de contraste désiré, la résolution spatiale/temporelle, le rapport signal sur bruit (signal to noise ratio ou SNR), et enfin le temps d'acquisition nécessaire. Cependant l'objet de notre projet se porte sur une étude détaillée des deux principales séquences : écho de spin et écho de gradient afin de mettre en évidence les paramètres cruciaux depuis l'obtention du signal RMN jusqu'à la reconstruction d'une image d'IRM. Nous avons élaboré ce travail en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre nous allons parler sur les bases de l'imagerie par résonance magnétique IRM, sa technologie, son fonctionnement et quelques notions de base utiles à la formation du signal RMN.

## Introduction générale

En suite, dans le deuxième chapitre nous allons essayer de maitre en relief les deux séquences de base utilisée depuis l'acquisition des signaux RMN pour faire la reconstruction des images par l'utilisation d'une transformée de fourrier et son inverse.

Le troisième chapitre se portera sur la création d'une interface graphique en vue d'effectué la simulation et la reconstruire des images fantôme tête de Shepp Logan.

Et enfin un dernier chapitre, quatrième chapitre permettra de présenter et d'interpréter des résultats obtenus par les deux simulateurs graphique développée sous Matlab 7.10.

Tout ceci sera clôturé par une conclusion générale.

## Chapitre I. Généralités de l'imagerie par résonance magnétique

### I.1 Introduction :

Le phénomène de résonance magnétique nucléaire a été mis en évidence par Rabi en 1939. Les premières expériences de résonance magnétique nucléaire RMN dans la matière condensée ont été réalisées en 1945, simultanément par Bloch, de l'université de Stanford, et Purcell, du MIT, qui reçurent tous deux le prix Nobel de physique en 1952 pour leurs travaux. La RMN devint rapidement un outil de spectroscopie très utile pour l'analyse chimique des matériaux, grâce aux travaux de Proctor et Yu en 1950, qui montrèrent que la fréquence de résonance d'un noyau variait en fonction de son environnement moléculaire. En 1971 Damadian parvenait à mettre en évidence une différence de temps de relaxation longitudinal (T1) entre un échantillon de tissu sain et de tissu tumoral [1]. Bien qu'à l'époque, cette découverte fut accueillie avec scepticisme par la communauté scientifique, elle laissa entrevoir le potentiel extraordinaire de la RMN comme outil de diagnostic. C'est Lauterbur, de l'université de New York, qui réalisa en 1973 la première image par RMN [1], représentant une coupe transversale de deux tubes d'eau. L'idée de base nécessaire à la réalisation d'une image était relativement simple : puisque la fréquence de résonance d'un noyau est proportionnelle au champ magnétique, en faisant varier spatialement ce champ magnétique, on fait également varier spatialement la fréquence de résonance, ce qui permet de localiser dans l'espace le signal RMN mesuré. Enfin, les premières expériences sur un sujet humain furent produites par Mansfield de l'université de New York, en 1976 [2] (coupe de doigt). En 1980, l'imagerie par RMN est introduite dans le domaine médical, sous une forme proche de l'IRM clinique que nous connaissons aujourd'hui. Dans ce chapitre nous allons essayer de donner quelque notion concernant la technologie de l'IRM et l'obtention du signal RMN.

### I.2 Scanner d'IRM

Un scanner IRM est constitué principalement de trois composants essentiels à s'avoir un aimant principal, une bobine de gradient de champ magnétique, une bobine radio fréquences (RF) **Figure I.1** [3].



**Figure I.1:** Scanner IRM

L'IRM est basée sur la détection des propriétés magnétiques des protons contenus dans les molécules d'eau du sujet étudié. En effet, la concentration en eau des tissus varie d'un organe à l'autre, ou bien avec son état physiologique [2]. Dans le but d'estimer la quantité de protons dans les tissus, le sujet est placé dans un champ magnétique  $\vec{B}_0$  de forte intensité. Soumis à ce champ magnétique, les protons s'alignent suivant la direction de  $\vec{B}_0$ . Cet alignement est alors perturbé par une brève impulsion de radiofréquence, qui est un champ magnétique  $\vec{B}_1$  perpendiculaire à  $\vec{B}_0$  et oscillant à une fréquence donnée, appelée fréquence de Larmor (42.56 MHz/T). Quand  $\vec{B}_1$  est supprimé, les protons retournent à leur état précédent dans un mouvement oscillant. Le mouvement de ces dipôles induit un faible champ magnétique qui est enregistré par l'antenne de réception IRM. Ce signal de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) est la somme  $S$  de toutes les contributions de chaque proton [3]. Si  $\vec{B}_0$  est homogène, tous les protons oscillent à la même fréquence et il est alors impossible de discriminer les protons dans un espace 3D. Dans le but d'obtenir cette information, il est nécessaire de superposer un gradient de champ magnétique  $\vec{G}(x, y, z)$  à  $\vec{B}_0$  suivant les trois coordonnées de l'espace. Ainsi, chaque proton se trouvant à une position donnée  $(x, y, z)$  oscille à une fréquence différente une fois que  $\vec{B}_1$  a été supprimé.

En présence de  $\vec{G}$ , le signal  $S$  peut être récupéré par l'antenne IRM.

### I.3 Origine du signal de RMN : moments cinétique et magnétique nucléaire

Pour comprendre le phénomène de RMN, on peut considérer un échantillon de tissu biologique. Cet échantillon peut être décomposé successivement en ses différents constituants : les molécules, les atomes puis le noyau atomique et ses électrons en orbite. Les noyaux atomiques ont un rayon fini ( $\approx 10^{-14}$  m), une masse finie ( $\approx 10^{-27}$  kg) et une charge électrique ( $\approx 10^{-19}$  Coulomb). Les noyaux atomiques qui ont un nombre pair de protons et de neutrons n'ont pas de moment magnétique. Les autres noyaux atomiques possèdent un moment angulaire ou cinétique  $J$  généralement appelé spin [4]. Le moment cinétique possède un certain nombre de valeurs observables définies par :

$$J = m_l * \hbar \text{ Equation I.1}$$

Avec  $\hbar$  la constante de Planck divisée par  $2\pi$  et  $m_l$  appelé nombre quantique magnétique.  $m_l$  peut prendre  $2I+1$  valeurs parmi :

$$m_l = -I, -I+1, I \dots \text{ Equation I.2}$$

Dans le cas de l'IRM, on s'intéresse au noyau de l'hydrogène  $^1\text{H}$  avec  $I=1/2$  car il est abondant dans le corps humain (70% de la masse corporelle est composée d'eau).

Dans ce cas, on dit que  $^1\text{H}$  est un système à spin-1/2. Il faut aussi savoir que les noyaux sont dits actifs d'un point de vue RMN seulement si  $I$  est différent de zéro. Du fait que les noyaux à spin non nul sont des particules chargées animées d'un mouvement de rotation autour de leur propre axe, cela crée un moment magnétique nucléaire  $\vec{\mu}$  :

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{j} \text{ Equation I.3}$$

Où  $\gamma$  est le rapport gyromagnétique en rad /s /T

En l'absence de champ magnétique extérieur, le spin d'un noyau est orienté dans une direction aléatoire. Ainsi, si l'on considère un ensemble de spins dans ces conditions, l'aimantation résultant de cet ensemble est nulle [5].

#### I.3.1 Application du champ magnétique statique :

Lorsque l'on place un spin dans un champ magnétique statique  $\vec{B}_0$  intense que l'on considérera orienté selon l'axe  $\vec{Z}$ , le moment magnétique nucléaire est soumis à un couple  $\vec{N}$  tel que :

$$\vec{N} = \vec{B}_0 \times \vec{\mu} \text{ Equation I.4}$$

De plus, d'après les lois fondamentales de la dynamique, on sait que :

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \vec{N} \quad \text{Equation I.5}$$

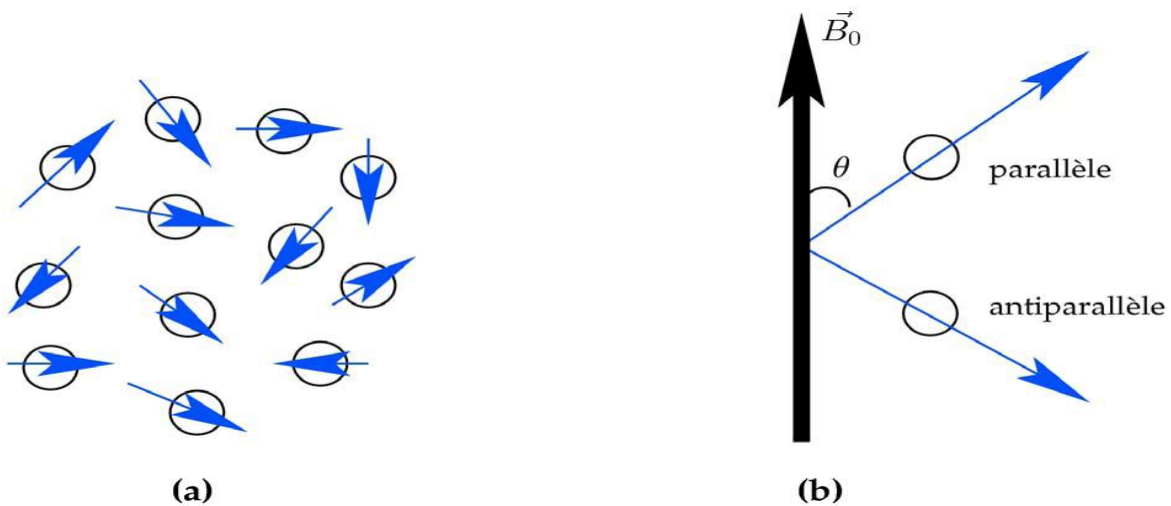
Ainsi, en utilisant les relations **Equation** (I.3), (I.4) et (I.5) on peut donner l'équation de mouvement de  $\mu$  (équation de Bloch pour un spin isolé) :

$$d\vec{\mu} / dt = \gamma \vec{\mu} \times \vec{B}_0 \quad \text{Equation I.6}$$

La solution de cette équation est un mouvement de précession du moment magnétique  $\mu$  autour de la direction de  $B_0$ . De plus, le spin nucléaire et  $B_0$  forme un angle  $\theta$  appelé angle de précession. On a donc :

$$\begin{cases} \mu_{xy}(t) = \mu_{xy}(0) \exp\{-J\gamma B_0 t\} \\ \mu_z(t) = \mu_z(0) \end{cases} \quad \text{Equation I.7}$$

**Avec**  $\mu_{xy}(t) = \mu_x(t) + j \mu_y(t)$ ,  $\mu_{xy}(0)$  et  $\mu_z(0)$  les conditions initiales. Plus précisément la précession du spin peut se faire de façon parallèle et antiparallèle à  $B_0$  (voir Figure I.2)



**Figure I.2 :** Moments magnétiques nucléaires (a) pointant dans une direction aléatoire (b) dans la direction du champ magnétique statique.

On peut montrer que les spins pointant dans la direction parallèle sont plus nombreux que ceux dans la direction antiparallèle [6]. Cette dernière **Equation I.7** fait ressortir la fréquence de précession du spin nucléaire :

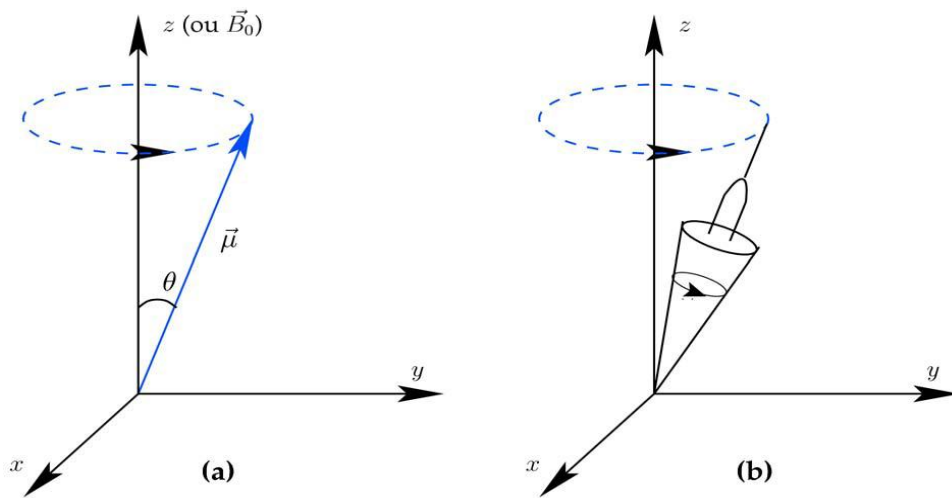
$$\omega_0 = 2 \pi f_0 = \gamma \cdot B_0 \quad \text{Equation I.8}$$

On appelle cette équation **I.8** de Larmor et  $f_0$  la fréquence de Larmor. La **Figure I.3a** représente un spin isolé soumis à un champ magnétique  $B_0$ . La **Figure I.3b** représente une analogie généralement faite avec la toupie.

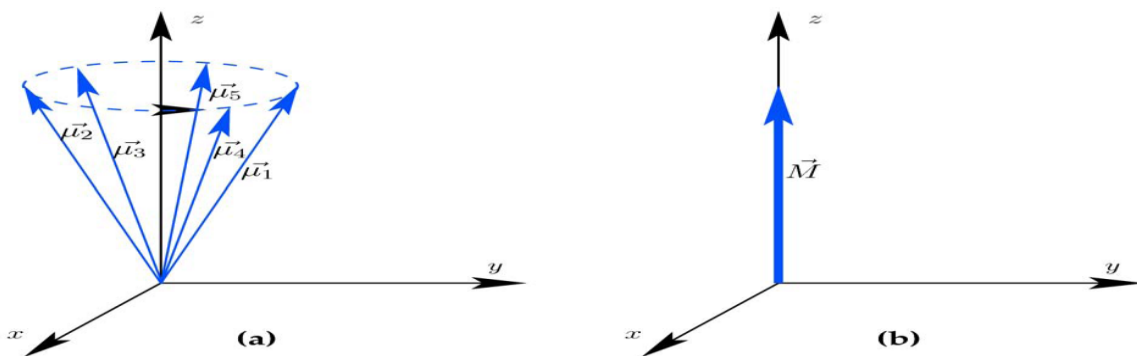
### I.3.2 Aimantation résultante

Lors d'une expérience d'IRM, ce n'est pas un seul spin qui est considéré mais l'ensemble des spins d'un volume. Ainsi, l'aimantation résultante  $\vec{M}$  est la somme des aimantations spins dans le volume considéré :

$$\vec{M} = \sum_{n=0}^{N-1} \vec{\mu}_n \quad \text{Equation I.9}$$



**Figure I.3 :** Le mouvement de précession d'un spin isolé  $\mu$  autour d'un champ magnétique externe  $\vec{B}_0$  (a) est similaire au mouvement de précession d'une toupie soumis à la gravité (b).



**Figure I.4 :** Représentation simplifiée d'un ensemble de spins (a) et de la magnétisation résultante (b).

La **Figure I.4** est un exemple représentant un ensemble de spins et la magnétisation qui en résulte. Lorsqu'un échantillon est placé dans le champ statique  $B_0$ , l'aimantation est dite à l'état d'équilibre thermique. Il est possible de calculer cette magnétisation initiale [1].

La magnétisation résultante à l'état d'équilibre a une composante unique selon l'axe z, noté  $M_0 = (0, 0, M_0)$ . Ce comportement est représenté sur la **Figure I.4.b**

Jusque là, on ne peut pas encore parler du phénomène de résonance magnétique nucléaire. Effectivement, quand les spins des échantillons sont à l'équilibre, la magnétisation résultante  $M$  est parallèle au champ statique  $B_0$  et ce champ statique étant très élevé (1.5 ou 3 T) par rapport à la magnétisation  $M$ , il est donc impossible de mesurer une image de  $M$  dans ces conditions. La solution est de perturber la magnétisation grâce à un champ magnétique radiofréquence RF  $B_1$ .

Le champ  $B_1$  est perpendiculaire au champ magnétique  $B_0$  [5]. C'est une composante de l'onde hertzienne produite par l'émetteur d'énergie radiofréquence. Il est orienté classiquement dans le référentiel fixe selon  $Ox$  ou  $Oy$ . Il oscille de part et d'autre de l'origine à la fréquence imposée par l'émetteur. Ce champ magnétique variable d'excitation est appliqué de manière séquentielle pendant l'acquisition de l'image. La durée de l'application est de quelques microsecondes à quelques millisecondes. La fréquence de rotation de ce champ magnétique variable est donnée par la relation de Larmor et dépend de la valeur du champ magnétique principal et de la nature des noyaux explorés.

### I.3.3 Equation de Bloch

Le comportement de la magnétisation résultante  $M$  lorsque l'on applique un champ RF est décrit quantitativement par l'équation de Bloch [7]. Dans le contexte de l'IRM, cette équation peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} - \frac{M_x \vec{x} + M_y \vec{y}}{T_2} - \frac{(M_z \vec{z} - M_0)}{T_1} \quad \text{Equation I.11}$$

Cette équation fait intervenir les temps de relaxation longitudinale et transversale, respectivement,  $T_1$  et  $T_2$  qui seront détaillés plus tard [7].

### I.3.4 Repère tournant

Dans cette partie, on introduit un outil mathématique très pratique en IRM, il s'agit du repère tournant. Un repère tournant est un système de coordonnées 3D dont le plan transversal tourne dans le sens horaire à une certaine fréquence angulaire  $\omega$ . Pour le distinguer du repère traditionnel statique, on notera  $(x', y', z')$  les axes du repère tournant et  $(\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}')$  les vecteurs unitaires de direction. Ainsi, pour passer du repère statique au repère tournant, la transformation suivante est utilisée:



$$\begin{cases} \vec{x}' = \cos(\omega t) \vec{x} - \sin(\omega t) \vec{y} \\ \vec{y}' = \sin(\omega t) \vec{y} + \cos(\omega t) \vec{x} \\ \vec{z}' = \vec{z} \end{cases} \quad \text{Equation I.12}$$

Ainsi, on peut très facilement montrer que la magnétisation  $\vec{M}' = (M_{x'}, M_{y'}, M_{z'})$  dans le repère tournant peut s'écrire en fonction de

$\vec{M} = (M_x, M_y, M_z)$  de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} M_{x'} \\ M_{y'} \\ M_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\omega t) & -\sin(\omega t) & 0 \\ \sin(\omega t) & \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad \text{Equation I.13}$$

La fréquence angulaire  $\omega$  du repère tournant peut être prise égale à la fréquence de Larmor  $\omega_0$

Dans le repère tournant, le champ RF peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} B_{1,x'} \\ B_{1,y'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\omega t) & -\sin(\omega t) \\ \sin(\omega t) & \cos(\omega t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{1,x} \\ B_{1,y} \end{pmatrix} \quad \text{Equation I.14}$$

Avec  $\omega$  la fréquence angulaire du repère tournant. Dans beaucoup de cas, on peut considérer  $\omega = \omega_0 = \omega_{rf}$ . Maintenant, on peut exprimer l'équation de Bloch dans ce repère tournant. On obtient :

$$\frac{\partial \vec{M}'}{\partial t} = \gamma \vec{M}' \times \vec{B}_{eff} - \frac{M_x \vec{x}' + M_y \vec{y}'}{T_2} - \frac{(M_z \vec{z}' - M_0)}{T_1} \quad \text{Equation I.15}$$

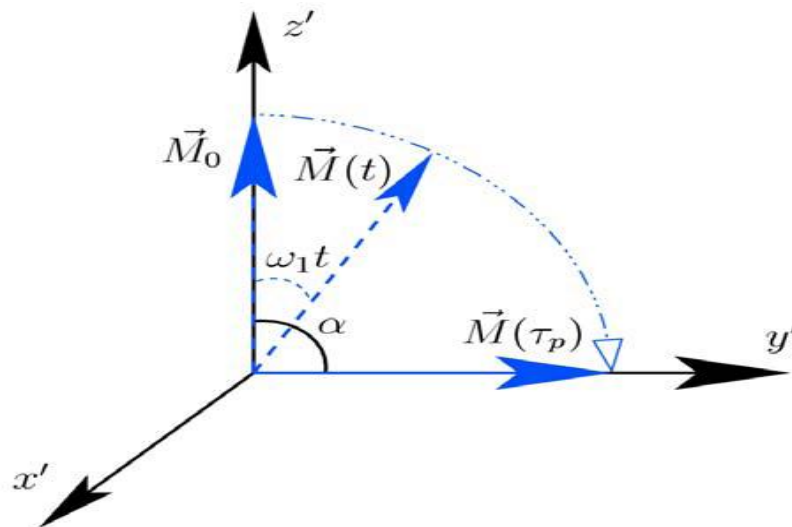
Avec

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}' + \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \quad \text{Equation I.16}$$

Le champ  $\vec{B}'$  représente le champ magnétique vu par la magnétisation au moins composé de  $B_0$  et/ou  $B_1$  exprimés dans le repère tournant. Le champ  $\vec{\omega} = -\omega \vec{z}$  est un champ fictif utile pour simplifier le comportement de  $M'$  [2].

#### I.4 Relaxation

Lors de l'interruption de l'application du champ radiofréquence, l'énergie absorbée par les protons est redistribuée : c'est ce qui est appelé la redistribution d'énergie. Cette redistribution de l'énergie sera réalisée simultanément avec le retour de l'aimantation vers sa position d'équilibre appelé relaxation de l'aimantation [7].



**Figure I.5 : Relaxation**

Le système, à la fin de l'impulsion radiofréquence, retourne donc dans son état d'équilibre. Ce retour a pour origine d'une part un retour à la répartition initiale des moments magnétiques, et d'autre part un retour à une répartition aléatoire des phases. Lors de l'excitation, bascules et modification de phases s'effectuent simultanément ce qui a pour conséquence le fait que la spirale décrite par  $\vec{M}$  s'inscrit sur une sphère.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M}' \times \vec{B}_{eff} - \frac{M_x \vec{x}' + M_y \vec{y}'}{T_2} - \frac{(M_z \vec{z}' - M_0)}{T_1} \quad \text{Equation I.17}$$

En ce plaçant dans le cas  $\omega = \omega_0$  pour le repère tournant et en arrêtant l'impulsion RF, on a  $\vec{B}_{eff} = 0$ . Par conséquent, on peut donc écrire l'équation de Bloch sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{dM_z'}{dt} = -\frac{M_z' - M_0}{T_1} \\ \frac{dM_{x'y'}}{dt} = -\frac{M_{x'y'}}{T_2} \end{cases} \quad \text{Equation I.18}$$

La résolution de cette équation donne :

$$\begin{cases} M_z'(t) = M_0 \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \right) + M_z'(0) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \\ M_{x'y'}(t) = M_{x'y'}(0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \end{cases} \quad \text{Equation I.19}$$

Avec  $M_z'(0)$  et  $M_{x'y'}(0)$  sont les magnétisations juste après l'impulsion RF. A l'équilibre thermique, on a  $M_z'(0) = 0$  et  $M_{x'y'}(0) = M_{0y}(0)$  donc on aura :

$$\begin{cases} M_z'(t) = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right) \\ M_{x'y'}(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \end{cases} \quad \text{Equation I.20}$$

Pour faire apparaître le phénomène de relaxation et de précession de la magnétisation transversale  $M_{xy}$  dans le repère fixe (**Figure I.6a**), il faut réécrire l'**Equation I.19** dans le même repère. Dans ce cas, on a  $z = z'$  et  $M_z'(t) = M_z(t)$  ; par contre la magnétisation transversale dans le repère fixe  $M_{xy}(t)$  s'écrit :

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \exp(-j\omega_0 t) \quad \text{Equation I.21}$$

elle fait apparaître la décroissance exponentielle en  $T_2$  ainsi que le phénomène de précession autour de  $B_0$ . Cette dernière **Equation I.21** fait aussi clairement apparaître le fait que la durée de précession dépend de  $T_2$ , et que l'amplitude de  $\vec{M}$  n'est pas préservée à cause de ces phénomènes de relaxation.

Pendant la relaxation deux phénomènes différents interviennent ce qui conduit à 2 types de relaxation : la relaxation longitudinale et la relaxation transversale [1].

#### I.4.1 Relaxation longitudinale

D'après la **Figure I.5**, on observe que la composante de  $\vec{M}$  parallèle au champ magnétique principal  $B_0$  retourne à sa valeur initiale, en fonction du temps  $t$ , selon une croissance exponentielle en  $1 - e^{-t/T_1}$ , expression où  $T_1$ , appelé temps de relaxation longitudinale représenté sur la **Figure I.6** ; ce  $T_1$  représente le délai nécessaire à la récupération de 0,63 de la valeur initiale [7]. Dû à des bascules des moments magnétiques restituant l'énergie reçue durant l'excitation, ce phénomène est considéré comme une émission stimulée (émission analogue à celle des lasers) provoquée par l'agitation thermique du milieu environnant. Cette agitation, en effet, en modifiant continuellement la position des moments magnétiques élémentaires des atomes environnants, en particulier ceux des atomes d'hydrogène de l'eau dont les molécules sont soumises à des rotations désordonnées, émet en permanence du rayonnement électromagnétique. La forme du spectre de fréquence de cette émission dépend des propriétés physico-chimiques du milieu, en particulier de sa viscosité et des liaisons entre l'eau et les macromolécules. Par ailleurs, l'émission stimulée dépend de la hauteur présentée

par le spectre pour la fréquence de résonance, en sorte que la valeur de T1 est variable d'un tissu à l'autre [8].

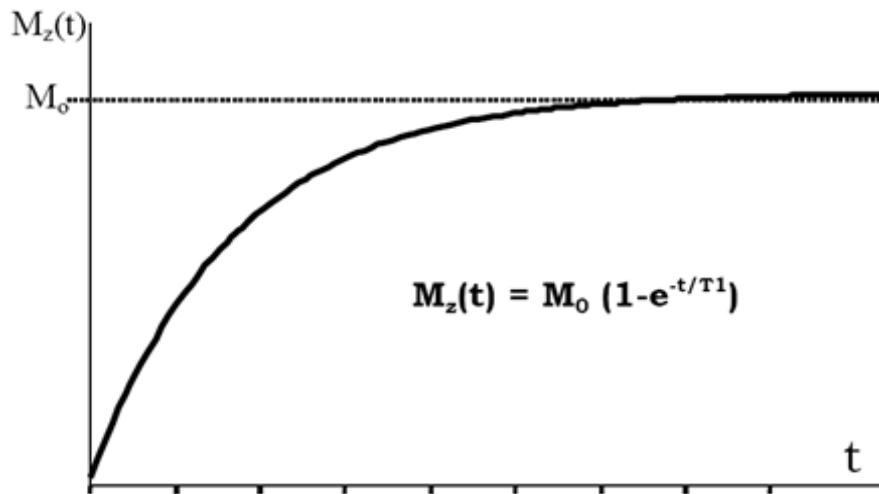


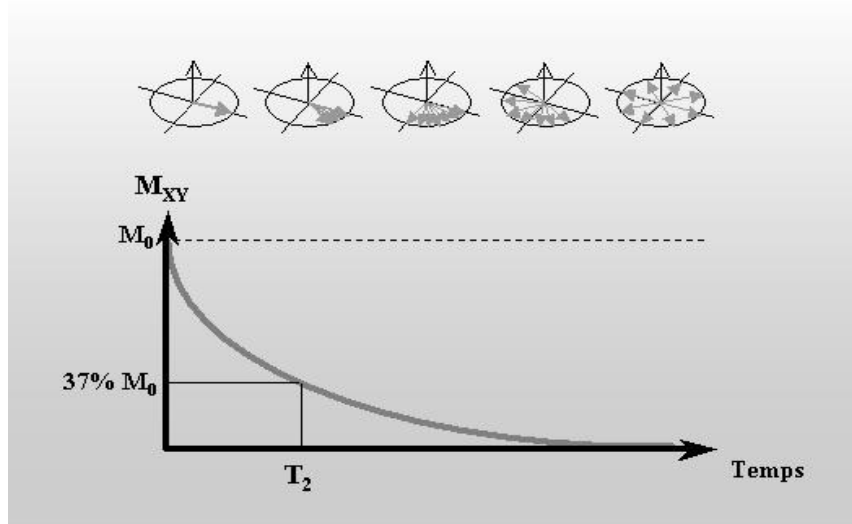
Figure I.6 : Relaxation longitudinale

#### I.4.2 Relaxation transversale

Par ailleurs, l'agitation moléculaire contribue aussi à un autre phénomène : théoriquement les moments magnétiques devraient tous tourner de façon cohérente autour de l'axe  $z$ , c'est-à-dire avec une différence de phase constante. L'agitation moléculaire va faire que les atomes ne vont pas être dans un environnement physico-chimique constant et donc leur fréquence de Larmor va elle aussi ne pas être parfaitement égale à la fréquence de Larmor théorique. Par conséquent, les différents moments magnétiques vont avoir tendance à se désynchroniser. Cela se traduit par une diminution du signal lié à leur rotation synchrone au cours du temps, dit temps de relaxation T2 [7].

Ce temps T2 mesure la disparition de l'aimantation transversale, c'est-à-dire de l'aimantation résultant du fait que les moments magnétiques sont synchrones dans leur rotation dans le plan transversal, perpendiculaire à  $B_0$ , où ils ont été amenés par l'onde excitatrice oscillante  $B_1$ . Là encore, il s'agit d'un phénomène qui suit une loi exponentielle (décroissante cette fois) représenté sur la **Figure I.7**.

$$M(t) = M_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \quad \text{Equation I.22 : relaxation transversale}$$

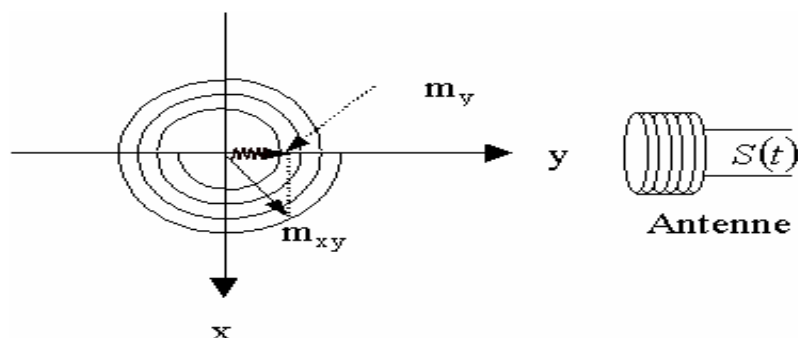


**Figure I.7 : Relaxation transversale**

Les temps de relaxation T1 et T2 jouent un rôle très important dans l'IRM puisqu'ils dépendent des propriétés physico-chimiques des tissus. L'image de résonance magnétique étant constituée par la répartition de l'un de ces paramètres ou de l'une de leurs combinaisons, on peut comprendre tout l'intérêt d'une imagerie qui est liée à la constitution même des tissus et non simplement à leur densité.

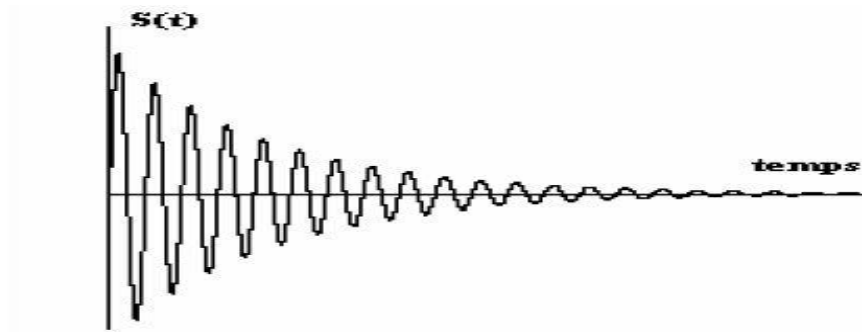
### I.5 Signal RMN

L'enregistrement s'effectue pendant cette phase, à l'aide de la composante transversale  $M_{xy}$  de  $\vec{M}$ . La rotation de celle-ci fait apparaître un signal électrique d'induction dans une boucle conductrice convenablement disposée, de la même façon que la rotation d'un aimant engendre un courant alternatif dans la bobine d'un générateur électrique.



**Figure I.8 : Antenne**

On obtient, de la sorte, un signal de fréquence  $\omega_0$ , appelé signal de précession libre ou FID (free induction decay) dont l'amplitude, proportionnelle à la concentration locale des protons, décroît exponentiellement, comme  $M_{xy}$ , en  $e^{-t/T_2}$ .



**Figure I.9 Signal perçu par l'antenne**

Au bout d'un certain temps de décroissance, les tissus caractérisés par un  $T_2$  long présentent un signal plus important que ceux caractérisés par un  $T_2$  court; ce qui donne une image contrastée en  $T_2$ .

Alors qu'une image en  $T_2$  s'obtient simplement par la méthode précédente, à partir d'une impulsion  $90^\circ$  ayant fait passer toute l'aimantation  $M$  sous forme transversale, une image pondérée en  $T_1$  nécessite une opération plus complexe. En effet, l'aimantation longitudinale  $M_z$  ne participant pas à la précession, il lui est impossible de se manifester directement par un courant d'induction. Cette difficulté est contournée en deux temps : une première impulsion, soit de  $90^\circ$  (séquence saturation récupération), soit de  $180^\circ$  (séquence inversion récupération), est suivie d'un délai  $t$  durant lequel  $M_z$  repousse en  $1 - e^{-t/T_1}$ ; puis une deuxième impulsion, de  $90^\circ$  (pour la deuxième séquence) place la composante  $M_z$  en position transversale. L'amplitude à l'origine du signal de précession libre, recueillie de la même façon que précédemment, étant d'autant plus importante que  $M_z$  repousse rapidement ; c'est-à-dire que  $T_1$  étant court, la pondération s'obtient donc en  $T_1$ .

Ainsi selon la façon dont elles sont agencées, les impulsions peuvent conduire à des images en  $T_1$ , en  $\rho$  ou en  $T_2$ . L'affichage des paramètres définissant une image fait appel à la notion de séquence d'impulsion. Une séquence d'impulsion définit l'enchaînement, la durée et la nature des impulsions radiofréquences qui génèrent la composante transversale de l'aimantation déterminant l'intensité du signal de la résonance magnétique et par conséquent l'intensité du pixel en imagerie [2]. Les séquences fondamentales seront définies et expliquées

dans le **chapitre II** où seront détaillés les phénomènes de séquence écho de spin et d'écho de gradient.

### **I.6 Conclusion**

Ce premier chapitre a mis en évidence les bases de l'imagerie par résonance magnétique. Il a évoqué également son fonctionnement et quelques notions incontournables à la formation de l'image, comme le phénomène de relaxation (la relaxation longitudinale et transversale) et l'obtention du signal RMN sans quoi il ne peut pas y avoir d'image. Dans le chapitre suivant nous allons essayer de mettre en avant en donnant plus de détails à quelque technique utilisée lors de la formation d'image.

## Chapitre II. Reconstructions des images IRM

### II.1 Introduction

Les séquences d'enregistrement permettent de créer une image dont le contraste va dépendre d'une combinaison entre le temps de relaxation spin-réseau, le temps de relaxation spin-spin et la densité de protons. Selon le choix des paramètres d'acquisition, il est possible d'obtenir des images très différentes, dont l'une donnera une plus forte intensité à la substance grise du cerveau et une autre à la substance blanche par exemple. Avant de construire l'image IRM, il est important d'utiliser la séquence appropriée à l'application que l'on veut en faire afin d'optimiser le contraste choisi. Les séquences d'enregistrement sont classées en termes d'imagerie. On peut ainsi distinguer l'imagerie classique de l'imagerie rapide ou de l'imagerie ultra-rapide [5].

Une séquence d'impulsions (ou d'acquisition) est l'ensemble des impulsions RF et de gradients pour acquérir les données en IRM. Il existe deux grandes familles de séquences en IRM, celle des échos de spin (ou spin écho) et celle des échos de gradients (ou gradient écho ou parfois gradient recalled echo) [1]. Dans ce chapitre on va détailler ces deux séquences tout en mettant l'accent sur leurs importance et inconvénient sur la qualité, et le temps d'acquisition de l'image.

### II.2. séquence Echo de Spin

La séquence écho spin est particulièrement fondamentale en IRM. Elle permet d'obtenir différents types de pondération ( $T_1$ ,  $T_2$  et en densité de protons  $\rho_0$ ) en changeant les deux paramètres fondamentaux à savoir le temps d'écho TE et le temps de répétition TR. Cette séquence est composée d'une impulsion d'excitation suivie d'une autre impulsion RF dite de refocalisation. Dans la plupart des cas, l'angle de bascule est de  $90^\circ$  pour l'excitation et de  $180^\circ$  pour la refocalisation [2].



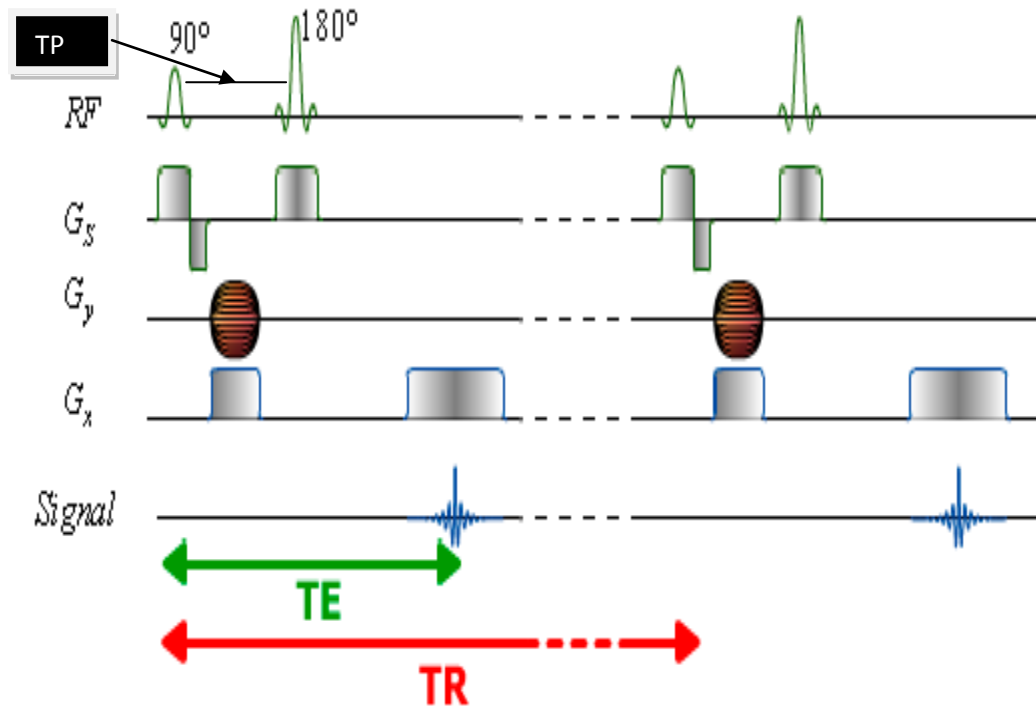


Figure II.1: Séquence écho de spin

La **Figure II.1** décrit l'expérience de base d'une séquence de écho de spin avec ces deux paramètres de réglage, le temps d'écho **TE** et le temps de répétition **TR**.

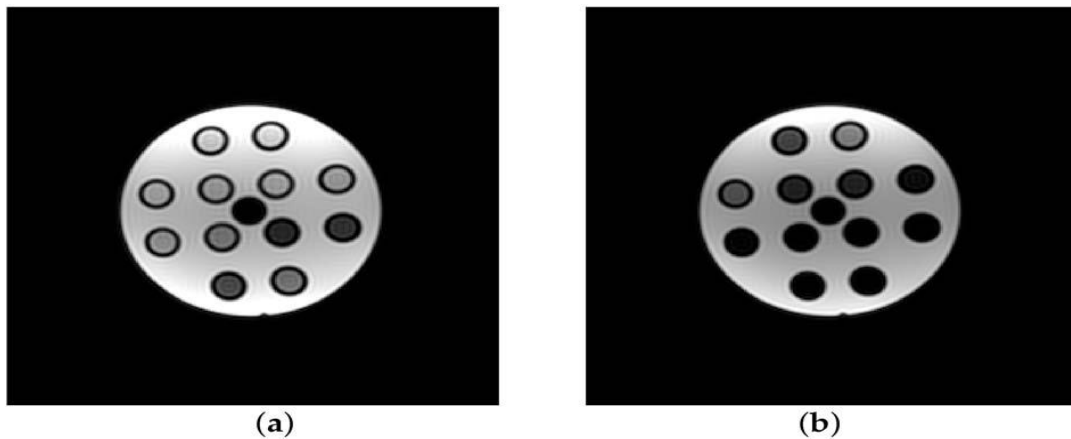
- **Le temps d'écho (TE) :** Durée qui sépare le milieu de l'onde RF d'excitation et le milieu du temps de lecture.
- **Le temps de répétition (TR) :** Intervalle de temps séparant deux impulsions excitatrices successives.

### II.2.1 Techniques basées sur l'écho de spin

La séquence Echo de Spin (SE) exploite le processus de relaxation pondéré en T2. Les séries d'impulsions sont:  $90^\circ$ -TP- $180^\circ$  (TP est le temps séparant l'application des deux impulsions RF). Cette série d'impulsion est choisie afin d'éliminer l'influence du champ magnétique externe non homogène  $B_0$ . Dans la réalité, il est impossible de créer un champ magnétique homogène à 100% sur le volume imagé. En IRM, ceci a comme conséquence un effet supplémentaire de déphasage des spins en raison de l'inhomogénéité du champ magnétique principal. Les protons subissent un déphasage plus rapide en raison du cumul des champs magnétiques produits par leurs voisins T2 et par la variation spatiale du champ

externe  $B_0$ . Ce cumul des deux processus de déphasage en parallèle donne un  $T2^*$  mesurable plus court que  $T2$  propre du tissu. On élimine l'effet de l'inhomogénéité de  $B_0$ , en utilisant la méthode Echo Spin (SE). Quand le moment magnétique est placé dans le plan  $XY$  par l'impulsion  $90^\circ$ , les deux processus de déphasage ont lieu dans la période de temps  $TP$ . L'application de l'impulsion  $180^\circ$  refocalise les dipôles élémentaires. Cette refocalisation serait parfaite si les seuls effets de déphasage étaient liés au champ magnétique externe. Le signal écho Spin est un signal IRM pondéré en  $T2$ . Le choix approprié de la valeur de  $TR$  et de  $TE$  peut aider à commander le contraste  $T1$  ou  $T2$  de l'image.

Ce Temps  $TP$  joue un rôle important dans la maîtrise du contraste de l'image, que nous avons déjà défini. Par ailleurs, la formation d'une image nécessitant l'acquisition de plusieurs signaux, la séquence d'acquisition est répétée plusieurs fois avec une période d'application de la séquence égale à  $TR$ . Le détail de la séquence est donné dans la (**Figure II.1**) [10].



**Figure II.2** : Exemple d'images faites avec une séquence écho de spin sur des tubes ayant différentes caractéristiques, le temps de répétition  $TR$  étant fixé à 2000 ms et (a)  $TE = 8$  ms et (b)  $TE = 70$  ms [1].

### II.3 Séquence Echo de Gradient

La séquence écho de gradient est formée en utilisant une inversion du gradient de lecture. En imagerie par écho de gradient conventionnelle, seule la partie de refocalisation de la trajectoire de l'espace  $k$  est mesurée en considérant que le déphasage du signal aussi bien que le codage de phase a été exécuté avant l'acquisition des données [1].

#### II.3.1 Technique basée sur l'écho de gradient

Les séquences d'écho de gradient ont été développées pour faire de l'imagerie rapide et sont très répandues en 3D. Contrairement aux échos de spin, ces séquences n'utilisent pas d'impulsion de refocalisation mais juste une impulsion d'excitation  $\propto$  généralement inférieure à  $90^\circ$ . A la place, on crée l'écho en changeant le signe du gradient d'encodage de fréquence. Pour ce faire, on ajoute un gradient de déphasage appelé aussi encodage de phase de signe opposé avant le gradient d'encodage de fréquence.

L'écho de gradient se produit lorsque le gradient de lecture compense entièrement l'encodage de phase. De façon générale, pour les séquences d'écho de gradient, l'écho apparaît lorsque que le moment d'ordre zéro des gradients s'annule [1].

$$\int_0^{TE} Gx(t)dt = 0 \text{ Equation II.1}$$

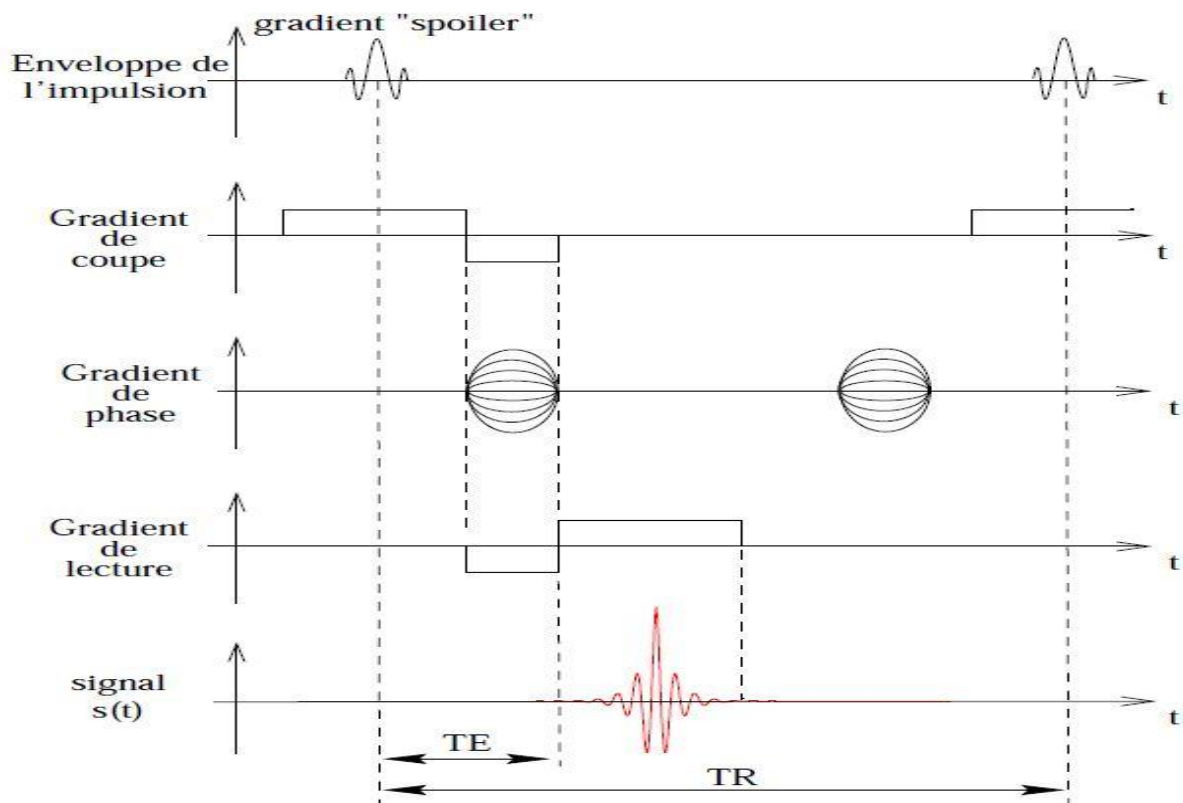
L'équation **II.1** représente le moment d'ordre zéro de gradient  $Gx$ .

L'idée de base des échos de gradient est de basculer l'aimantation avec un angle de bascule faible pour créer une magnétisation transversale non négligeable, sans jamais inverser la magnétisation transversale. Ainsi, avec ces séquences pas besoin d'utiliser des périodes d'attente longues TR à cause de la repousse en T1. Ce phénomène permet d'utiliser des temps de répétition TR très courts, de l'ordre de quelques millisecondes. Lorsqu'un ensemble de spins est perturbé par une rapide succession d'impulsions RF, la magnétisation transversale va atteindre un état d'équilibre dynamique au bout d'un nombre fini d'impulsions. Il existe deux grandes familles de séquences en état d'équilibre dynamique : celles dont l'état d'équilibre est dit incohérent et celles dont il est dit cohérent. Dans le premier cas, on considère que la magnétisation transversale est nulle avant chaque nouvelle impulsion RF et seule la

magnétisation longitudinale contribue au signal du cycle suivant après la prochaine impulsion RF. Dans le second cas, les magnétisations longitudinale et transversale vont contribuer au signal du cycle suivant [11].

Il existe plusieurs solutions pour s'assurer que la magnétisation transversale est nulle avant la prochaine impulsion RF. La technique la plus simple mais la moins efficace est d'utiliser un TR plus grand que T2. Une autre solution est d'utiliser un spoiler qui est un gradient puissant appliqué à la fin d'une séquence pour déphaser la magnétisation transversale résiduelle de telle sorte qu'elle puisse être considérée comme nulle pour un voxel donné. La solution la plus couramment utilisée est la technique dite de RF spoiling. Cette technique consiste à exciter les spins selon un axe différent pour plusieurs excitations, de telle sorte que l'axe soit le plus différent possible entre chaque nouvelle excitation [4].

Une séquence d'écho de gradient spoilé est représentée à la (**Figure II.3**).



**Figure II.3:** Séquence Echo de gradient spoilé [1]

Quel que soit le choix de la séquence d'acquisition en imagerie rapide, le contraste dépend du choix des paramètres d'acquisition tels que les temps d'écho et de répétition et l'angle de rotation  $\alpha$ .

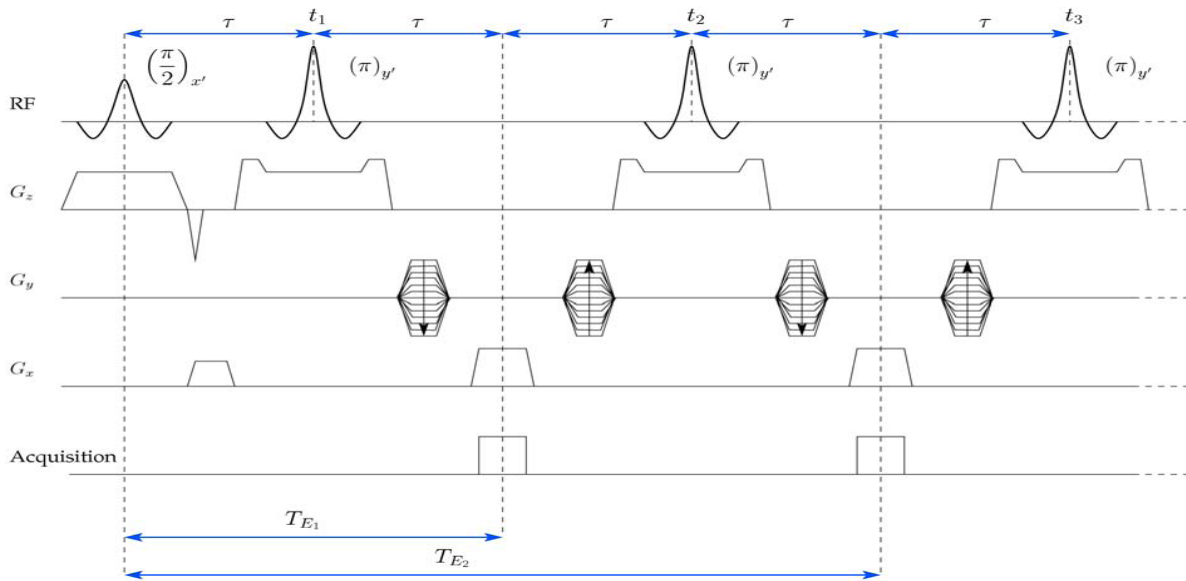
### II.4 Comparaison des deux séquences de bases :

- La séquence écho de spin permet de s'affranchir des inhomogénéités du champ magnétique, mais nécessite deux impulsions sélectives, une de  $90^\circ$  et l'autre de  $180^\circ$ , en présence du gradient de sélection de coupe, ce qui limite la durée minimum du temps d'écho. L'impulsion de  $90^\circ$  dans la séquence ES annule la composante longitudinale, ce qui ne permet pas d'utiliser des temps de répétition très courts. Le contraste est variable en fonction du choix du temps de répétition et du temps d'écho.
- La séquence écho de gradient, par contre, est sensible aux inhomogénéités du champ magnétique  $B_0$ . Il peut y avoir des problèmes dans l'utilisation de cette séquence en cas de présence aux voisinages du plan de coupe de l'objet. Cette séquence ne nécessite qu'une impulsion sélective, ce qui permet des temps d'écho plus courts. Elle permet surtout d'utiliser de petits angles d'excitation, qui n'annulent pas la composante longitudinale et autorisent ainsi des temps de répétition très courts, permettant l'accès à l'imagerie rapide. Le contraste est variable, en fonction du temps de répétition et du temps d'écho, mais aussi en fonction de l'angle de basculement  $\alpha$ .

### II.5 Séquence dérivée

#### II.5.1 Fast Spin Echo

Les échos de spin rapides ou Fast Spin Echo (FSE) retrouvés souvent sous le nom de RARE (Rapid Acquisition with Relaxation Enhancement) est une séquence d'imagerie rapide composée d'une impulsion d'excitation  $\pi/2$  suivi d'un train d'impulsions de refocalisation pour produire autant d'échos de spin qu'il y a d'impulsions de refocalisation [1]. La particularité de cette séquence est que chaque écho d'un même train est encodé en phase de façon différente et permet de former une image. De cette manière, le temps d'acquisition est réduit de façon considérable par rapport à une séquence écho de spin traditionnelle (section II.1). C'est une séquence qui est parfaitement acceptée dans le milieu médical pour le diagnostic.

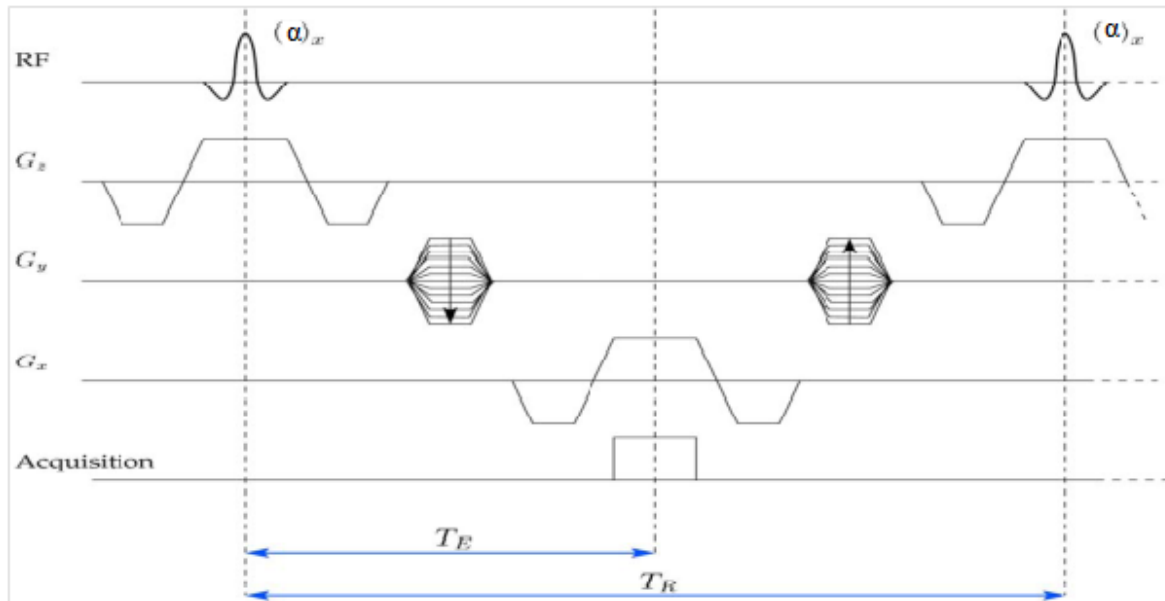


**Figure II.4 :** Description d'une séquence d'écho de spin rapide (ou Fast Spin Echo)

Du fait de l'utilisation de multiples impulsions de refocalisation, les séquences FSE introduisent une forte pondération T2 car chaque écho du train sera pondéré par un facteur en expo  $(-t/T_2)$ . Cependant, elles permettent également une bonne pondération en T1 et en  $\rho_0$ . L'avantage de cette séquence est qu'elle est assez peu sensible aux effets off-résonance comme les inhomogénéités du champ statique  $B_0$  et les variations de susceptibilité magnétique des tissus.

### II.5.2 Balanced Steady State Free Precession

Les séquences Balanced Steady State Free Precession (BSSFP) font partie de la famille des échos de gradient. Elles sont caractérisées par un temps de répétition TR très petit et souvent inférieur à T2. Voir la (**Figure II.5**) pour donner un ordre de grandeur, TR est souvent de l'ordre de 5ms. Le principe est d'appliquer des impulsions RF de faible angle de bascule dans une direction donnée ( $\alpha < \pi/2$ ) pour tous les TR. Si ces conditions sont respectées on peut observer que les magnétisations longitudinale et transversale entrent dans un état d'équilibre (ou Steady state). Contrairement aux échos de gradient spoilés, la dispersion de la magnétisation transversale doit être évitée de manière à garder la cohérence de phase. Par conséquent, il faudra veiller à ce que la phase accumulée par les isochromates soit la même de TR en TR.



**Figure II.5:** Description d'une séquence de type BSSFP avec le moment d'ordre zéro des gradients annulés et  $TE = TR/2$ .

## II.6 Détection du signal RMN

Suite à ce qui a été dit au chapitre I, nous savons qu'en plaçant un objet dans un champ magnétique externe  $\vec{B}_0$ , puis en le stimulant avec un autre champ magnétique oscillant, on peut induire un magnétisme détectable sous la forme d'un moment magnétique tournant : c'est le phénomène de RMN. La détection et la conversion en signal électrique de ce moment magnétique constituent un phénomène complexe.

La précession de l'aimantation transversale est détectée à l'aide de deux antennes orthogonales (suivant les directions  $x$  et  $y$  respectivement), pour lesquelles la fréquence du signal de référence va être ajustée à celle de l'onde porteuse de l'excitation RF. Les phases des signaux de référence sont choisies telles que l'une soit égale à celle de l'onde porteuse de l'excitation RF et l'autre orthogonale à celle-ci. Les fréquences mesurées sont distribuées autour de  $f_0$  [12].

Le signal RMN appelé ici  $S(t)$  est l'association de deux composantes qui ne sont que les deux composantes de l'aimantation transversale dans le référentiel tournant. L'une de ces composantes  $M_x(t)$  est en phase avec l'excitation et l'autre  $M_y(t)$  est orthogonale à celle-ci.

Le signal RMN est généralement représenté sous la forme complexe suivante :

$$S(t) = M_x(t) + i M_y(t) = M_{xy0} e^{i(2\pi f_0 t + \Phi)} \quad \text{Equation II.2}$$

Où  $M_{xy0}$  et  $\Phi$  représentent respectivement l'amplitude et la phase du signal.

### II.7 Du signal RMN à l'image IRM

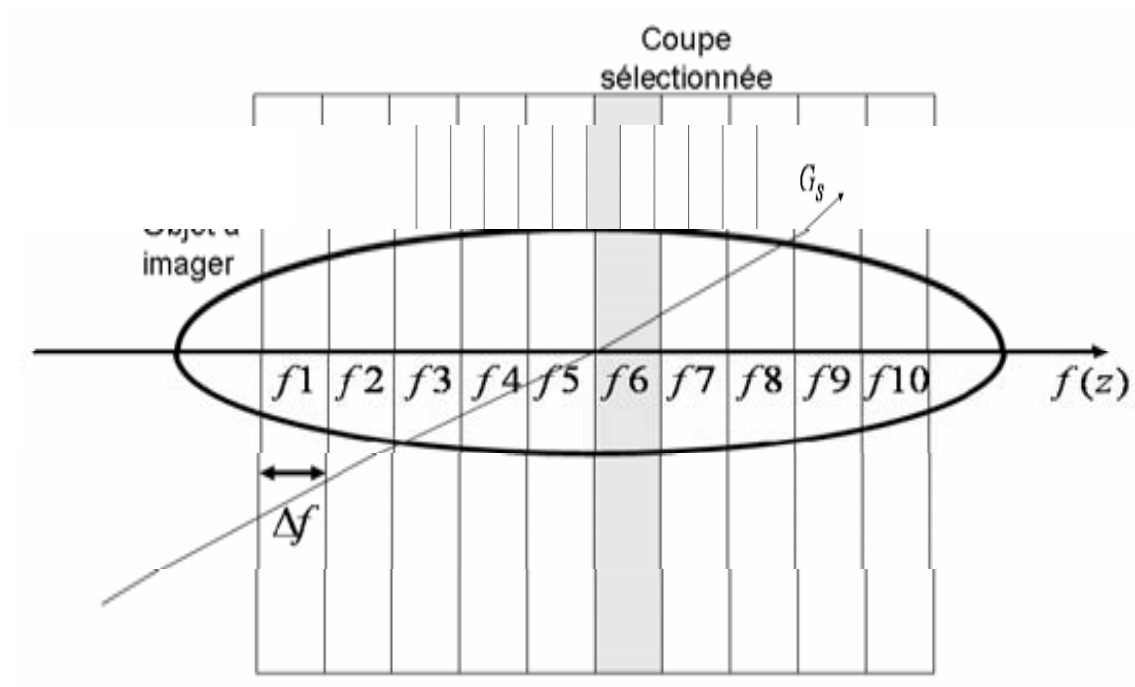
Le signal FID, signal de RMN, est la somme de deux signaux locaux provenant de l'ensemble de l'objet imagé. L'objectif, dans le cadre de l'imagerie, est d'avoir les signaux en fonction de leur position spatiale. La capacité de distinction de ces signaux est par conséquent nécessaire. Pour ce faire, il existe en l'occurrence deux méthodes permettant la localisation spatiale des signaux : l'excitation sélective et l'encodage spatial, qui reposent sur l'utilisation de gradients linéaires de champ magnétique. Ces gradients superposent, au champ statique homogène, une composante de champ magnétique orientée dans la même direction que le champ statique, deux autres composantes orientés dans un plan perpendiculaire dont leurs amplitudes  $s$  varient linéairement dans la direction du gradient appliqué. Pour un champ magnétique donné, les conditions de résonance imposent aux protons une seule fréquence de précession [8].

**L'excitation sélective** permet de sélectionner une coupe à l'intérieur d'un volume d'intérêt. A cet effet, on a besoin d'un gradient linéaire de champ magnétique appelé gradient de sélection de coupe et d'une impulsion RF. Par convention, la direction de sélection de coupe est la direction (Oz). Pour une position  $z$ , la fréquence de Larmor est donnée par l'équation :

$$f(z) = f_0 + \frac{\gamma}{2\pi} z \cdot G_s \quad \text{Equation II.3}$$

L'impulsion RF, appliquée pendant le gradient de sélection de coupe, permet de sélectionner une coupe comme il est montré sur la (**Figure II.6**)





**Figure II.6** : Sélection d'une coupe dans un volume par impulsion RF sélective de largeur de bande  $\Delta f$ , couplée à un gradient de champ magnétique d'intensité  $G_s$

La largeur de la bande  $\Delta f$ , l'impulsion RF et la valeur (pente) du gradient  $G_s$  définissent l'épaisseur de la coupe. En pratique, la bande passante de l'impulsion RF n'est pas modifiée. L'épaisseur de coupe est imposée par la valeur du gradient. L'épaisseur de coupe minimale est déterminée par la valeur maximale que l'on peut imposer au gradient de sélection de coupe comme il est indiqué dans la relation suivante :

$$\Delta Z_{min} = \frac{2\pi\Delta f}{\gamma G_s} \quad \text{Equation II.4}$$

Le profil spectral de l'impulsion RF utilisée pour la sélection de coupe est d'une grande importance. Elle doit idéalement être de forme rectangulaire pour exciter de façon homogène tous les spins de la coupe. Un profil fréquentiel rectangulaire implique une impulsion temporelle de durée infinie, ce qui n'est pas réalisable en pratique. Par conséquent, on utilisera en pratique, une impulsion de durée finie. Dans ce cas, la réponse fréquentielle n'est plus rectangulaire. Ceci peut être la cause d'inductions des effets d'interférences entre les coupes adjacentes [4].

**L'encodage** : une fois qu'une partie de l'objet a été excitée par l'impulsion sélective, l'information spatiale peut être encodée dans le signal durant la précession. Le signal émis par l'objet étant un signal exponentiel complexe, l'information spatiale peut être encodée de deux

façons, en phase et en fréquence, qui seront d'une part l'encodage en fréquence selon la direction ( $Ox$ ) et d'autre part l'encodage en phase selon ( $Oy$ ).

L'encodage en fréquence rend la fréquence du signal émis par l'objet dépendante de manière linéaire de sa position spatiale selon l'équation :

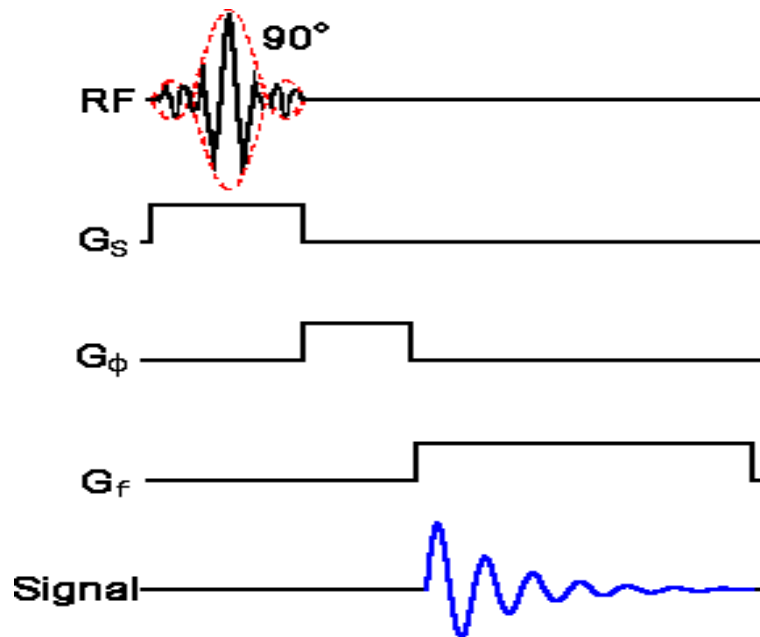
$$f(x) = f_0 + \frac{\gamma}{2\pi} \cdot G_x \cdot x \quad \text{Equation II.5}$$

$G_x$  Représente l'intensité du gradient de fréquence. Celui-ci est également appelé gradient de lecture car il est appliqué pendant l'enregistrement du signal. L'encodage en fréquence permet de découper l'objet suivant la direction horizontale  $x$ , afin d'avoir une grille dans laquelle les signaux locaux vont être restitués, il faut effectuer également un découpage de l'objet suivant la direction verticale  $y$ . Il s'agit de l'encodage en phase ; Il permet le découpage en lignes, avec chacune de ces lignes ayant une phase  $\Phi(y)$  donnée par l'équation suivante:

$$\Phi(y) = \gamma \cdot G_y \cdot y \cdot \tau_y \quad \text{Equation II.6}$$

Où  $G_y$  et  $\tau_y$  représentent respectivement l'intensité et la durée d'application du gradient de phase. Il est appliqué avant l'encodage en fréquence [2].

La meilleure façon de comprendre une séquence d'imagerie est d'examiner le diagramme temporel. Le diagramme temporel d'une séquence d'imagerie possède des entrées radiofréquences (une impulsion de  $90^\circ$ ), des gradients de champ magnétique (une impulsion de gradient de sélection de coupe, une impulsion de gradient de codage de phase, une impulsion de gradient de codage de fréquence) et une sortie (le signal temporel enregistré (FID)).



**Figure II.7** : Diagramme temporel d'une séquence d'imagerie [9].

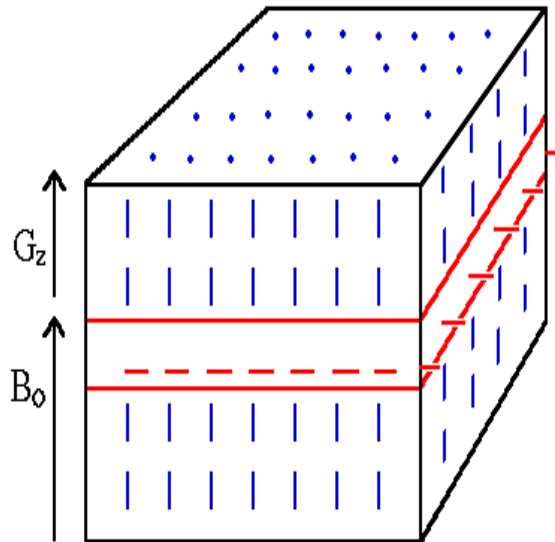
L'amplitude et la durée des trois gradients de champ magnétique sont représentées dans la (**Figure II.7**). Le premier événement à produire dans cette séquence d'imagerie est le gradient de sélection de coupe. Il est appliqué en même temps que l'impulsion RF. L'impulsion RF sélectionnée est une fonction de forme sinc modulée avec des impulsions RF. Une fois que l'impulsion RF est sélectionnée et le gradient de sélection de coupe est désactivé, un gradient de codage de phase sera activé. Lorsque le gradient de codage de phase est désactivé le gradient de codage de fréquence sera activé et le signal FID (signal de précession libre) sera enregistré.

Cette séquence d'impulsion est habituellement répétée 128 ou 256 fois ou plus, pour recueillir toutes les données nécessaires afin de produire une image. Chaque fois que la séquence est répétée, l'amplitude du gradient de codage de phase change. L'amplitude varie dans des étapes comprises entre la valeur maximale et la valeur minimale du gradient.

Le gradient de sélection de coupe est toujours appliqué perpendiculairement au plan de coupe. Si le gradient de codage de fréquence est appliqué le long de l'axe x dans un plan de l'image, le gradient de codage de phase est appliqué le long de l'axe y.

Prenons comme exemple un cube de spins (**Figure II.8**) placé dans un champ magnétique ; il est composé de plusieurs éléments de volume chacun ayant son propre vecteur aimantation. Nous avons besoin de sélectionner une coupe à travers ce cube dans le plan XY. Le champ magnétique  $B_0$  est appliqué le long de l'axe Z.

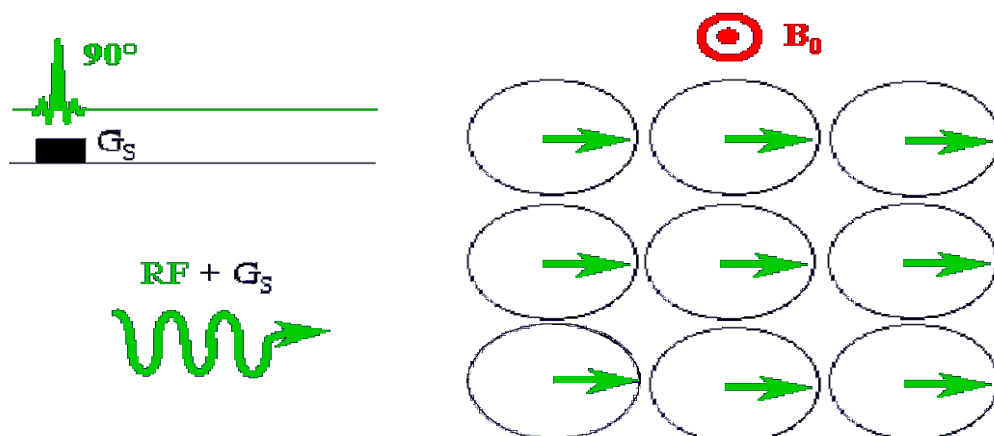
Le gradient de sélection de coupe est appliqué le long de l'axe Z. L'impulsion RF fait tourner les paquets de spin satisfaisant la condition de résonance, situés dans le plan XY dans cet exemple.



**Figure II.8 :** Cube de spins placés dans un champ magnétique [9].

On suppose maintenant que le plan de coupe contient un ensemble de 3x3 vecteurs d'aimantations nettes.

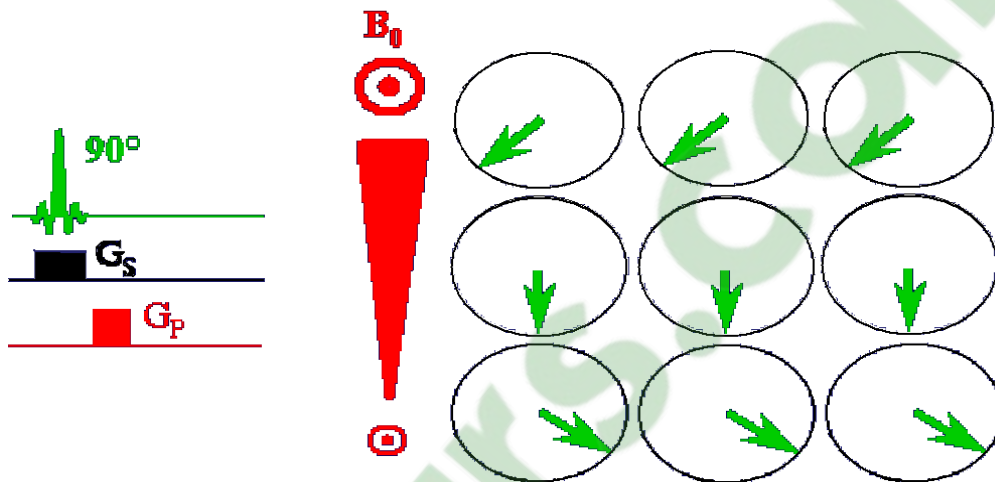
En appliquant une impulsion  $90^\circ$  avec un gradient de sélection de coupe, les vecteurs dans le plan XY (**Figure II.9**) tournent à la fréquence de Larmor. Si tous les spins sont soumis à la même intensité du champ magnétique, ils précessent donc à la même fréquence.



**Figure II.9:** Sélection d'une impulsion  $90^\circ$  avec un gradient de sélection de coupe [9].

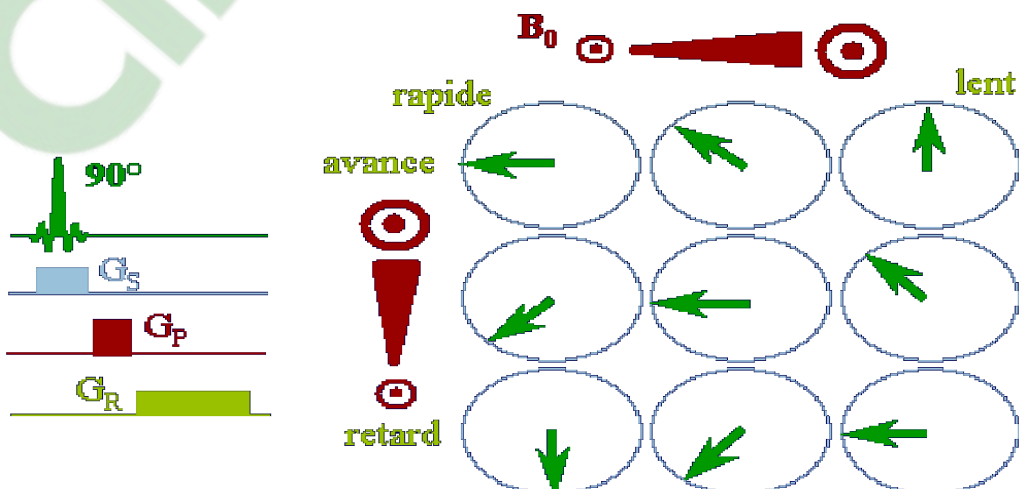
Le gradient de codage de phase est appliqué après le gradient de sélection de coupe. On suppose qu'il est appliqué sur l'axe X, les spins le long de l'axe X commencent à tourner à différentes fréquences de Larmor, ils se trouvent à différentes positions (**Figure II.10**).

Lorsque le gradient de codage de phase est désactivé, les vectrices aimantations nettes tournent toujours avec le même rythme, mais avec des phases différentes.



**Figure II.10 : Sélection du gradient de codage de phase.**

L'amplitude et la durée de l'impulsion du gradient de codage de phase détermine la phase. Lorsque l'impulsion du gradient de codage de phase est désactivée, l'impulsion du gradient de codage de fréquence est activée selon l'axe Y (**Figure II.11**). Ce dernier permet la précession des paquets de spins, cette précession dépend de la position des spins le long de l'axe Y. Donc, chaque vecteur aimantation parmi les neuf vecteurs est caractérisée par son propre angle de phase et sa fréquence de précession.



**Figure II.11 : Sélection du gradient de codage de fréquence.**

Nous pouvons déterminer la phase et la fréquence du signal d'un vecteur aimantation net situé dans l'un des neuf vecteurs (l'espace 3x3) en appliquant une simple transformée de Fourier.

Prenons comme exemple, un vecteur aimantation situé à une position  $(X,Y) = (2,2)$ , son signal FID correspond à une onde sinusoïdale de fréquence 2 et de phase 2. Une transformée de Fourier donne un pic à la fréquence 2 et à la phase 2. Malheureusement une transformée de Fourier unidimensionnelle est incapable de faire ceci pour deux vecteurs dans la matrice 3x3 situés à différentes directions de codage de phase. Il doit y avoir un gradient de codage de phase dans chaque position de la direction du gradient de phase.

Pour obtenir une image dépend de la position des spins, nous appliquons la transformée de Fourier au signal FID (free induction decays).

### II.8 Formation de l'espace K

Cette section permet d'expliquer la reconstruction des images IRM à partir de l'espace  $k$  partiel.

Le sujet doit être immobile pendant l'acquisition pour éviter que l'image ne soit perturbée par ses mouvements, qui pourraient survenir lors d'un temps d'acquisition très long, raison pour laquelle en imagerie cardiaque, par exemple, les acquisitions sont faites en apnée et synchronisées à l'électrocardiogramme. Par ailleurs pour imager des organes en mouvement ainsi que pour le confort du sujet, l'acquisition des données en IRM conventionnelle ne couvre qu'une partie seulement de l'espace  $k$ . Une des questions cruciales et d'actualité en IRM est donc celle de la réduction du temps d'acquisition des données en conservant une bonne qualité des images. Dans cette optique, des techniques d'imagerie rapide ont été élaborées pour permettre l'acquisition des données en fonction de séquences d'imagerie de plus en plus rapides et d'autres techniques ont été proposées afin de diminuer la quantité d'information nécessaire à la reconstruction : c'est l'acquisition partielle de l'espace  $k$  [5].

Afin de décrire plus formellement le processus d'acquisition-reconstruction, plusieurs notions sont introduites : on note  $S(G_x, G_y, t)$  le signal mesuré pendant l'application de gradients par les bobines de gradients. La densité de protons dans la tranche sélectionnée est notée  $\rho(x, y)$ , avec  $(x, y) \in \Omega$  ( $\Omega$  est le support dans lequel la densité de protons est non nulle). Le signal recueilli lors d'une expérience IRM est décrit par une équation de la forme [3] :

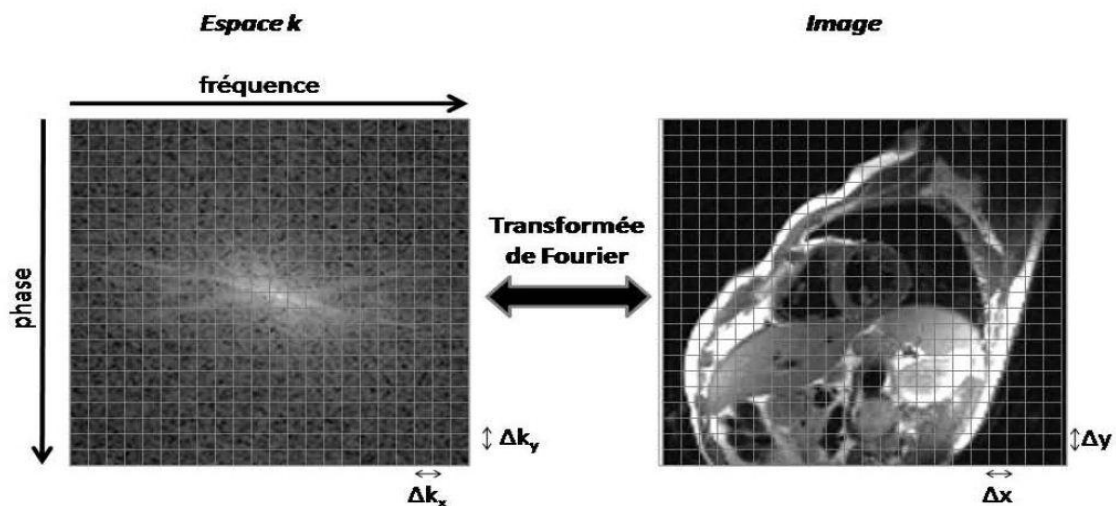
$$s(G_x, G_y, t) = \iint_{\Omega} \rho(x, y) e^{-i2\pi(k_x x + k_y y)} dx dy \quad \text{Equation II.7}$$

Les variables d'encodages  $k_x$  et  $k_y$  dépendent du gradient de phase  $G_y$  appliqué pendant la durée  $\tau$ , juste avant l'acquisition, et du gradient de fréquence  $G_x$  appliqué pendant l'acquisition, telle que le montre l'**Equation II.8**

$$\begin{cases} k_x = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_x(t') dt' = \frac{\gamma}{2\pi} G_x t \\ k_y = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_y(t') dt' = \frac{\gamma}{2\pi} G_y \tau \end{cases} \quad \text{Equation II.8}$$

L'**Equation II.7** fait apparaître la relation particulière liant le signal IRM à la densité de protons (l'image) par une transformée de Fourier 2D. Pour reconstruire  $\rho$  à partir du signal mesuré  $S$ , il est nécessaire de réaliser une série d'expériences, en faisant varier les amplitudes des gradients  $G_x$  et  $G_y$  de façon à parcourir l'espace formé par  $(k_x, k_y)$ . Cet espace est également appelé espace  $k$  ou espace de Fourier. Les propriétés d'un signal et de sa transformée de Fourier sont bien connues en traitement du signal [3].

En particulier, puisque l'acquisition IRM se fait par un processus séquentiel, discret, on sait que l'acquisition d'une matrice de taille donnée permettra de reconstruire une image de même dimension à l'aide d'une simple transformée de Fourier 2D (**Figure II.12**).



**Figure II.12** Dualité entre l'espace  $k$  et l'espace image

L'acquisition d'une image en IRM consiste à parcourir l'espace  $k$  grâce aux gradients de phase et de fréquence. L'acquisition dite cartésienne est la plus répandue et consiste à acquérir séquentiellement les différentes lignes de phase (**Figure II.12**). Dans ce cas, la reconstruction consistera à faire une simple transformée de Fourier 2D. Il est possible de faire des

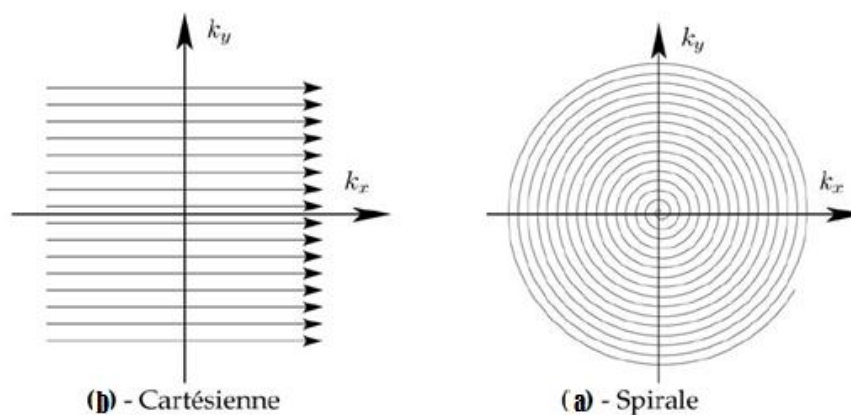
acquisitions en 3D. Pour cela, il faut faire une sélection de coupe épaisse et ajouter un deuxième encodage de phase appelé encodage de partition dans la direction  $z$  afin d'encoder la troisième direction de la même façon, tout en gardant le formalisme de l'espace  $k$ .

L'IRM étant une technique d'imagerie relativement lente, un certain nombre de techniques ont été proposées pour accélérer l'acquisition.

Parmi ces techniques, une technique consiste à échantillonner l'espace  $k$  différemment. Une des approches très répandues est d'échantillonner l'espace  $k$  à partir du centre et d'aller vers l'extérieur avec une trajectoire de spirale [1].

Cette trajectoire peut-être utilisée en single shot (acquisition de tout l'espace  $k$  avec une seule excitation) ou en multi-shot et faisant plusieurs spirales entrelacées (**Figure II.13.b**).

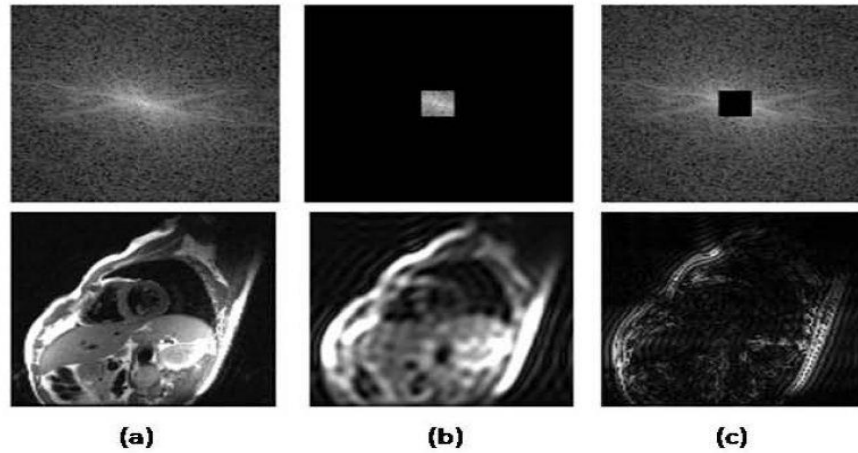
Une trajectoire très populaire et très souvent utilisée en IRM est la trajectoire cartésienne. Elle consiste donc à balayer l'espace  $k$  afin d'obtenir l'information image codée en fréquence spatiale. Différentes techniques peuvent être adoptées, la plus simple d'entre elles étant le balayage séquentiel, ligne par ligne. Il faut s'avoir que l'encodage de Fourier est très efficace, dans le sens où il peut être vu comme un moyen de compresser de façon native le contenu de l'image acquise (**Figure II.13.a**).



**Figure II.13**

L'énergie du signal se trouve concentrée au milieu de l'espace  $k$ , et l'acquisition de quelques données centrales (premiers coefficients de la décomposition Fourier) permet déjà de reconstituer une image basse résolution (**Figure II.14**). La périphérie de l'espace  $k$  représente quant à elle les hautes fréquences spatiales, c'est-à-dire les contours de l'image [3].





**Figure II.14** : Espace k pleines résolutions (a), reconstruction des basses fréquences uniquement (b), et des hautes fréquences uniquement (c) [3].

Il est possible d'acquérir également des images 3D, en appliquant la sélection de coupe sur une tranche plus épaisse, et en ajoutant un gradient de phase dans la troisième direction. Le formalisme décrivant le processus de reconstruction est alors similaire à ce qui vient d'être décrit, mais avec une dimension supplémentaire.

## II.9 Conclusion

Ce chapitre a mis en relief les différentes séquences de bases utilisées en IRM (écho de spin, écho de gradient, etc.). En outre, il est fait mention de quelques séquences dérivées et l'accent est mis sur l'encodage de phase de fréquence. Enfin, quelques détails sont donnés sur l'espace k et la transformée de Fourier. Dans le chapitre suivant, nous tenterons de développer une interface graphique permettant de créer une image fantôme en utilisant les deux séquences afin de comprendre et de réaliser la différence dans les temps d'acquisitions et la qualité de l'image.

## Chapitre III. Développement des interfaces graphiques sous matlab

### III.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de développer des interfaces graphiques sous environnement matlab, version 7.10, afin de simuler la reconstruction de l'image numérique tête de type Shepp Logan, et de comprendre en mieux le mécanisme de reconstruction de l'image IRM par l'utilisation des deux séquences de base évoquées dans le chapitre précédent : la séquence écho de spin et celle d'écho de gradient afin de comprendre et de connaître leurs différences en temps d'acquisition, de contraste et de qualité de l'image.

### III.2 Définition

Une interface graphique est un dispositif physique ou logique entre deux systèmes ou deux parties d'un même système, défini par la spécification de caractéristiques appropriées et permettant des échanges d'informations.

Une interface graphique permet de contrôler une application interactivement avec la souris, plutôt que par lancement des commandes au clavier.

### III.3 Contexture d'une interface graphique sous Matlab

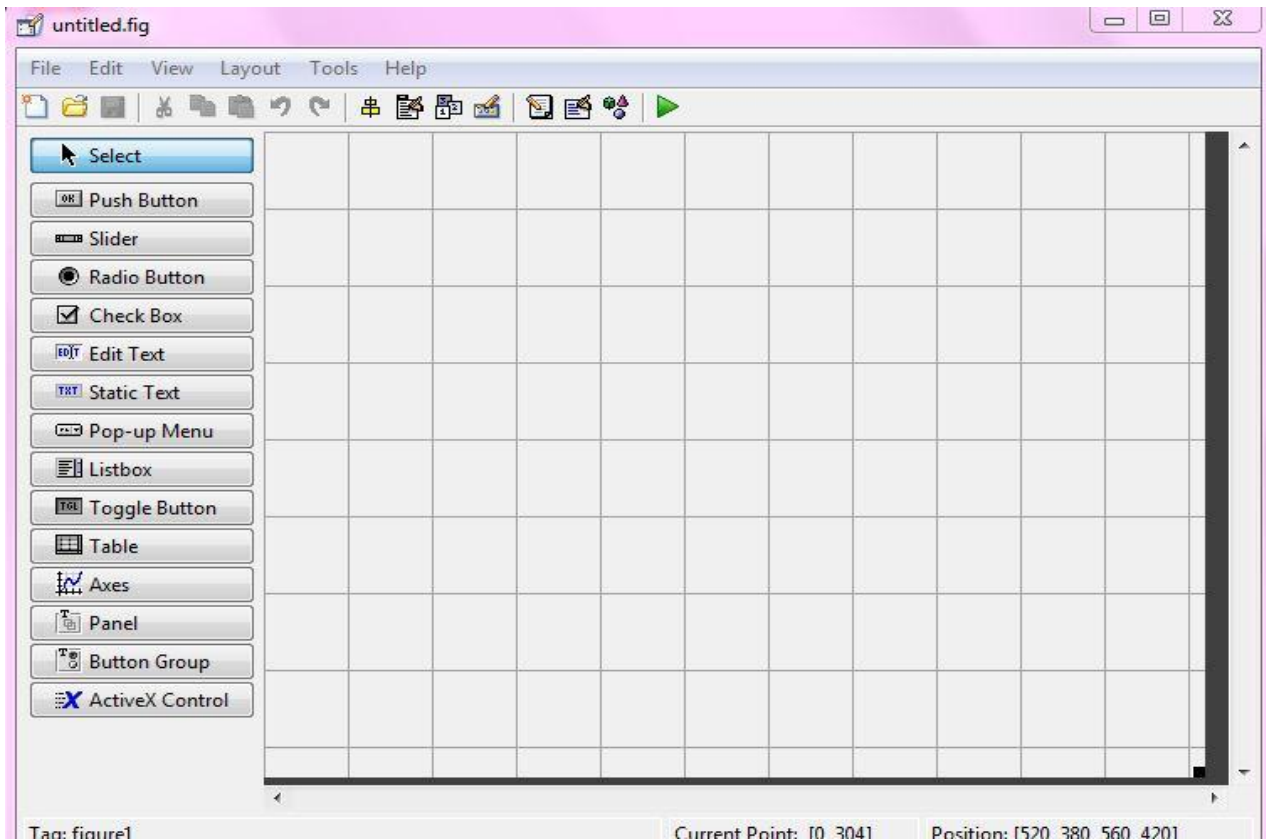
Une interface graphique sous matlab comprend des menus, des boutons, des "ascenseurs", des cases à cocher, des listes de choix, des zones de texte.

#### III.3.1 Présentation du GUIDE

Matlab est enrichi d'un outil "Guide" avec lequel on peut créer et personnaliser les interfaces graphiques de ses propres applications de façon visuelle intuitive. Le concepteur voit à tout instant l'application telle qu'elle apparaîtra à l'utilisateur lorsqu'elle sera opérationnelle.

L'invocation de l'éditeur se fera à l'aide de la commande guide qui présente à l'écran une fenêtre principale contenant les outils de création (panneau de contrôle) et une fenêtre vierge pour la création de l'interface (**Figure III.1**). Le GUI (Graphical User Interface) permet de créer des interfaces où le créateur choisit plusieurs types d'objets (boutons, edit box, listbox.....) appelés handles. Ensuite, il doit réaliser la programmation pour obtenir l'interaction qu'il souhaite avoir entre ces différents objets.

La première étape est la création d'un GUI en tapant le mot clé GUIDE dans la fenêtre de commande Matlab. Voici la fenêtre de départ :



**Figure III.1 : Fenêtre de GUI**

### III.3.2 Présentation de quelque contrôle

Il existe plusieurs contrôles sur matlab, parmi les quelles on peut citer : les boutons-poussoirs, les zones de textes, les frames, les axes ...etc.

#### ➤ Bouton- poussoir (pushbutton)

Connu sous l'appellation bouton de commande. Il contient généralement des textes ok ou annule. Une action précise s'exécute dès que l'utilisateur effectue un clic sur le bouton (**Figure III.2**).



**Figure III.2 :pushbutton**

➤ **Zones de textes**

On distingue deux types de zone de texte : une zone pour le texte statique une autre pour le texte éditable.

❖ **Zone de texte statique**

Une désignation que l'utilisateur ne peut modifier, est utilisée pour afficher un texte. Il s'agit normalement d'un titre ou d'une brève explication. La valeur de cette zone ne peut être modifiée par l'utilisateur.



**Figure III.3 : Zone de Texte**

❖ **Zone de texte éditable**

C'est une zone que l'utilisateur peut modifier. Elle représente un véritable éditeur de texte.

➤ **Cadre ou frame**

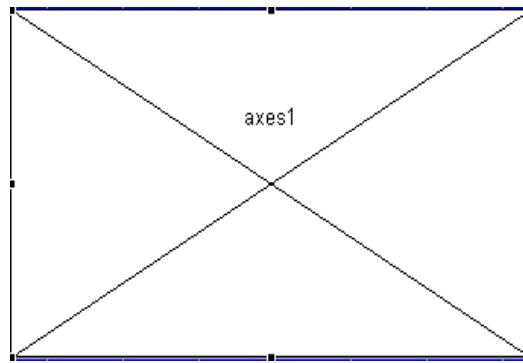
Ce sont des rectangles que l'on dessine autour de différents objets pour les repartir en groupes logiques dans un but d'esthétique ou de fonctionnalité (**Figure III.5**).



**Figure III.4 : Cadre ou frame**

➤ **Axes**

Les objets **Axes** sont créés par la fonction AXES. Ce sont les zones de traçages des graphiques 2D ou 3D. Les résultats de calcul ou de simulation y sont affichés et peuvent y être manipulés (zoom, rotation...) (**Figure III.5**).



**Figure III.5 : Axe**

Les quatre contrôles décrits précédemment seront utilisés tout au long de ce travail, nonobstant la multitude de commandes de Matlab.

La création de ces contrôles sur la fenêtre de Gui se fait tout simplement de la façon suivante :

- On sélectionne à l'aide de la souris le contrôle désiré sur la fenêtre principale avec un simple clic ;
- En amenant le pointeur de la souris sur la fenêtre de travail, un simple clic à l'endroit choisi permet de créer le contrôle. Il est possible après de modifier sa position et sa taille selon le même principe que la plupart des outils de dessin ;
- Un double clic sur le contrôle permet d'invoquer l'éditeur de propriétés qui facilite la modification et la mise à jour des propriétés des objets graphiques.

A la création du GUI matlab, un code est généré automatiquement et l'interface est enregistrée sous deux fichiers portant le même nom mais dont les deux extensions sont **.fig.** et **.m.** Le premier contient la définition des objets graphiques. Le second contient les lignes de code qui assurent le fonctionnement de l'interface graphique.

Pour chaque objet, dans le fichier .m est déclarée une fonction Callback précédée du nom de l'objet (modifiable grâce au champ Tag dans ses propriétés). Le code introduit dans cette fonction correspond à l'événement qui va se produire lors de l'action de la souris ou du curseur sur l'objet.

```
function Demarrer_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
run IRMG1;
```

Maintenant, comme application nous allons utiliser l'image fantôme de type Shepp Logan pour la reconstruction des images IRM en passant par les deux séquences qui sont écho de spin et écho de gradient.

### III.4 Le fantôme de type Shepp Logan

Le fantôme de type Shepp Logan a été créé comme une norme pour l'image (CT) de tomographie par ordinateur pour la simulation de la reconstruction de la tête. Le fantôme est également utilisé fréquemment pour des simulations de reconstruction de l'espace k d'image IRM. Cependant, alors que la version de CT comporte des propriétés d'atténuation de rayonnement de la tête, la version d'IRM du fantôme se base sur la densité des tissus et les deux temps de relaxation.

Le fantôme bidimensionnel de Shepp-Logan a été développé dans les années 1974 [10] en tant qu'outil pour simuler la reconstruction d'image de la tête pour la tomographie par ordinateur 2D reconstruit par des projections. Le modèle employait, à l'origine, dix ellipses de taille et d'intensité variable. La région optionnelle est également désirable pour évaluer la reconstruction à la résolution de l'image.

L'acquisition des images tridimensionnelles 3D a permis à Shepp en 1980 [11] de développer le fantôme 2D de Shepp-Logan en 3D en utilisant 17 ellipsoïdes comprenant 6 nouveaux dispositifs anatomiques (les oreilles, les yeux, le nez, et la bouche...etc). Ces derniers n'étaient pas pris en compte dans le fantôme 2D.

Il y a eu beaucoup d'intérêt pour le développement des outils de simulation pour évaluer l'acquisition des images et des techniques de reconstruction. Le fantôme fournit une alternative réaliste à haute résolution.

En IRM les intensités d'image sont typiquement liées à la densité de protons de l'eau et des temps de relaxation de T1 ou de T2 selon la technique d'acquisition des images.

Dans notre travail, on s'intéresse à l'image fantôme tête de type Shepp Logan 2D de la **(Figure III.7)**. Elle se compose de dix ellipses de tailles et d'intensité différentes fournis par le **tableau III.1**.

Le principal avantage dans l'utilisation du fantôme tête dans la simulation du programme de la reconstruction est que cette dernière a une structure similaire à celle de la tête humaine. Donc, on peut tester les algorithmes sur cette tête pour obtenir des résultats similaires aux

résultats réels sur un patient, sans risque de faire mal à ce dernier. De plus, la tête de type Shepp Logan est un bon exemple dans la formation d'image IRM en utilisant la transformée de Fourier.



Figure III.6 : Image fantôme

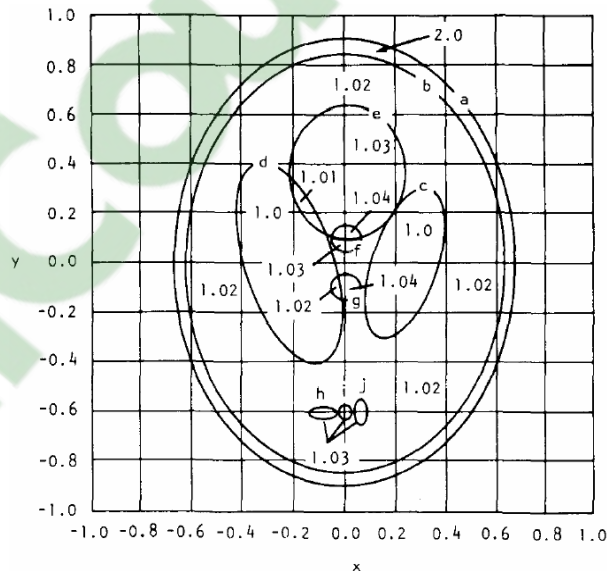


Figure III.7 : Différents ellipses de l'image fantôme 2D

Les nouvelles méthodes de reconstruction pour des données de la formation d'image de résonance magnétique IRM ont suscité récemment, beaucoup d'intérêts dans le domaine. En effet, les méthodologies modernes d'acquisition exigent l'introduction de la transformée de Fourier et son inverse afin d'avoir un arrangement d'une bonne reconstruction de l'image.

Voici un tableau donnant les paramètres utilisés afin de construire une image fantôme.

Intensité	Axe mineur	Axe majeur	Coordonnée du centre	Angle de rotation
1	0.6900	0.9200	(0, 0)	0
-0.8	0.6624	0.8740	(0, 0.0184)	0
-0.2	0.1100	0.3100	(0.22, 0)	$\frac{\pi}{10}$
-0.2	0.1600	0.4100	(-0.22, 0)	$-\frac{\pi}{10}$
0.1	0.2100	0.2500	(0, -0.35)	0
0.1	0.0460	0.0460	(0, 0.1)	0
0.1	0.0460	0.0460	(0, -0.1)	0
0.1	0.0230	0.0460	(-0.08, -0.605)	0
0.1	0.0230	0.0230	(0, 0.606)	0
0.1	0.0230	0.0460	(0.06, 0.605)	0

**Tableau III.1.** Valeurs utilisées dans la reconstruction de l'image fantôme.

Pour reconstruire et simuler cette image, nous avons développé deux interfaces graphiques permettant d'effectuer les différentes modifications des paramètres de reconstruction.

### III.4.1 Interface : Séquence Echo de Spin

Premièrement, nous avons créé une interface qui permet de reconstruire une image fantôme en utilisant la séquence écho de spin.

Grâce au logiciel matlab notamment le guide, cette interface est composée de plusieurs objets.





**Figure III.8 :** Interface écho de spin

Quant l'utilisateur fait entrer les valeurs de temps de relaxation, le temps d'écho, le temps de répétition et le nombre de voxels, ceux-ci sont récupérés grâce aux codes permettant de reconstruire l'image fantôme (*cf. Annexe...*).

Pour reconstruire l'image, il faut tout d'abord retrouver l'aimantation en passant par le code suivant :



```

global P handles
global E handles
[P,E]=phantom;
global rho handles
rho = E(:,1)';
global nellipses handles
nellipses = length(rho);
global times1 handles
times1=cputime;
global NV2 handles
NV2=NV*NV;
global FOV
global x handles
x=linspace(-FOV,FOV,NV2);
global y handles
y=linspace(-FOV,FOV,NV2);
global N1
global N2
global img handles
img=zeros(NV,N1+N2);
global M handles
M = zeros(3,N1+N2);

global A
global B
global Rflip handles
global Rrefoc handles
global img2 handles
global Gx handles
global Gy handles
global dbh handles
global g1
global db
global s handles
global dT
global rgyro
for is=1:NV2
    Gx(is)=rgyro*g1*x(is);
    Gy(is)=rgyro*g1*y(is);
    dbh=zrot(rgyro*db*dT);
    M(:,1)=[0;0;1];
    Rflip = yrot(pi/2);
    Rrefoc = xrot(pi);
    A=A*dbh;
    M(:,2)=A*Rflip*M(:,1)+B;
    for f=3:(N1+1)
        A=A*zrot(Gy(is)); %Gradient de phase
        M(:,f) = A*M(:,f-1)+B;
    end
    M(:,N1+2)=A*Rrefoc*M(:,N1+1)+B;
    for f=2:N2-1
        A=A*zrot(Gx(is)); %Gradient de fréquence
        M(:,f+N1+1) = A*M(:,f+N1)+B;
    end
    img(is,N1:N1+N2)=M(1,N1:N1+N2)+i*M(2,N1:N1+N2);
end

```

Ce code est inséré dans l'interface grâce à la fonction callback qui se fait tout simplement en faisant un double clic sur le pushbutton c.-à-d. bouton reconstruction de l'image, et on insert

le programme dans le callback. Il faut noter que chaque bouton contient des fonctions différentes donc des callbacks différents.

### III.4.2 Interface : Echo de gradient

Cette interface permet de reconstruire l'image fantôme en utilisant la séquence écho de gradient qui est une méthode de reconstruction plus rapide que la précédente.

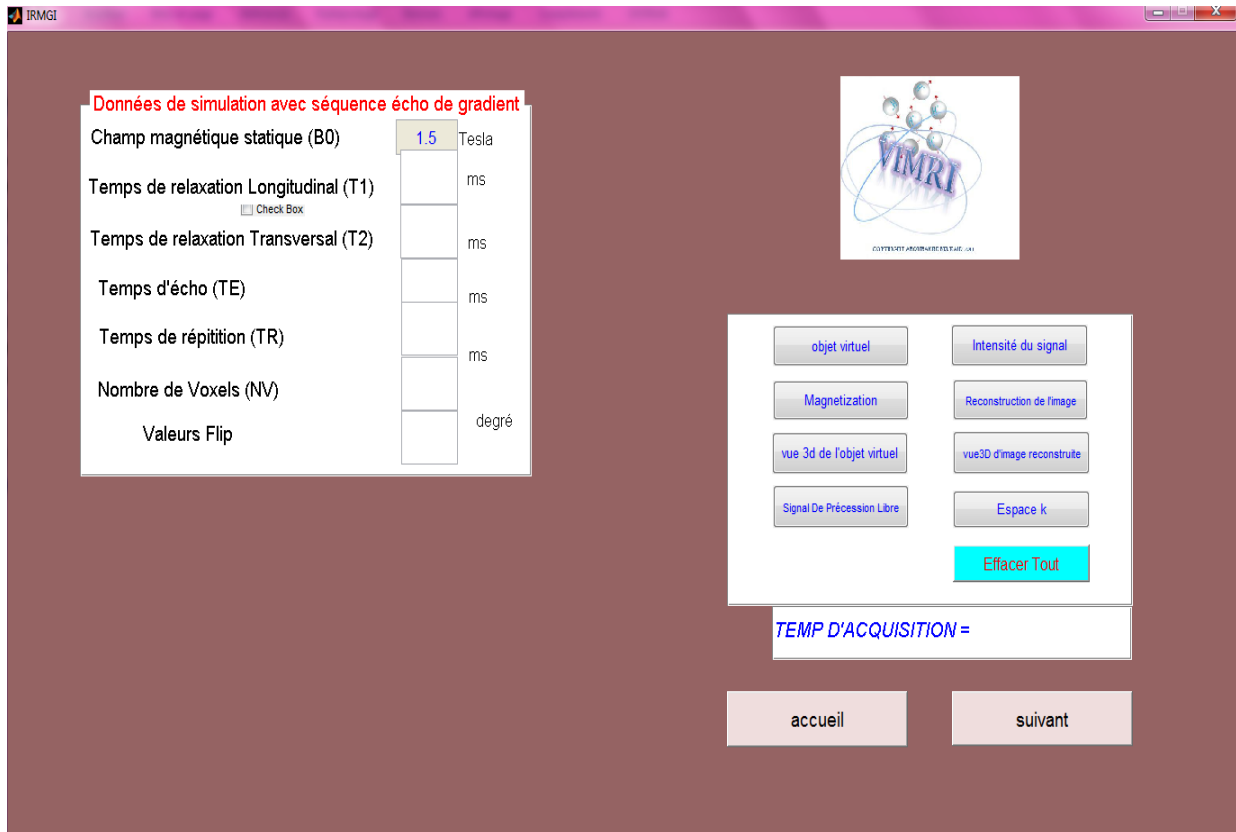


Figure III.9 : Interface écho de gradient

La procédure de construction de l'interface écho de gradient est identique à celle de l'interface écho de spin en ce qui concerne l'insertion des codes ; cependant, il y a une différence entre les deux codes de construction de l'image fantôme.

Le code utilisé dans la séquence écho de gradient est le suivant :

```
global N1;
global flip;
global N2;
global TE handles
%TE=str2double(get(hObject, 'String'));
global TR handles
%TR=str2double(get(hObject, 'String'));
global T1 handles
%T1=str2double(get(hObject, 'String'));
global T2 handles
df = 0;      % Hz off-resonance.
dT = 1;
% radians.
Ntr = round(TR/dT);
Nex = 10;    % 20 excitations.

M = [0;0;1];
Rflip = yrot(flip);
[A1,B1] = freeprecess(dT,T1,T2,df);

M(1,Nex*Ntr)=0; % Allocate to record all M's.
                % Not necessary, but makes program faster.

Mcount=1;
for n=1:Nex
    M(:,Mcount) = Rflip*M(:,Mcount);

    for k=1:Ntr
        Mcount=Mcount+1;
        M(:,Mcount)=A1*M(:,Mcount-1)+B1;
    end;
end;

time = [0:Mcount-1]*dT;
O= time;
G1= M(1,:);
G2=M(2,:);
G3=M(3,:);
axes(handles.axes1);
plot(O,G1,'b-',O,G2,'r--',O,G3,'g-.');
legend('M_x','M_y','M_z');
xlabel('Time (ms)');
ylabel('Magnetization');
```

Ce code aussi est inséré dans l'interface grâce à la même fonction callback.

Maintenant pour reconstruire l'image fantôme à partir des aimantations en passant par les deux séquences, on appliquera une transformée de Fourier afin d'avoir les données sur un espace k.

### Méthode de calcul utilisé dans l'espace k afin de reconstruire l'image fantôme

Dans cette partie, on va expliquer la théorie analytique d'espace k de la représentation des ellipses 2D dans l'espace k. Dans la pratique de l'IRM, l'échantillonnage de l'espace k est approprié au niveau de gris, et reconstruit l'image après exécution de discrétisation de la Transformée de Fourier.

Après démodulation, le signal IRM obtenu est :

$$S(\vec{k}(t)) = \int m(\vec{r}) e^{-i2\pi\vec{k}(t)\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad \text{Équation III.1}$$

Où  $r$  est le vecteur de déplacement des spins,  $k(t)$  représente la trajectoire d'espace  $k$  :

$$\vec{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \vec{G}(\tau) d\tau \quad \text{Équation III.2}$$

Et  $m(r)$  représente la magnétisation du fantôme composé de la superposition des ellipses :

$$m(\vec{r}) = \sum_i m_i(\vec{r}) \quad \text{Équation III.3}$$

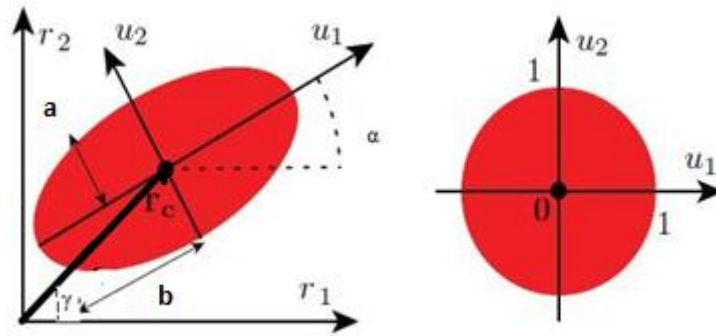
L'image fantôme, dans le plan de Fourier, est obtenue ligne par ligne par une double progression à la fois horizontale et verticale définissant les coordonnées en  $x$  et en  $y$  de chaque point.

- Balayage horizontal en  $x$  lectures d'une même ligne de tous  $K_x$ . Dans notre cas, nous allons utiliser 32 ; 64 et 128 à cause de la faible performance de notre ordinateur, mais il faut noter que dans la pratique ces bits peuvent varier de 128 ; 256 ; etc. ;
- Balayage vertical en  $y$ , passage d'une ligne à la suivante par incrémentation pour obtenir successivement les lignes de l'image. Il peut varier aussi de la même manière que celui du balayage horizontal. A chaque fois, on renouvelle l'échantillonnage de l'ensemble des  $K_x$  pour un  $K_y$  différent.

Ce double balayage séquentiel horizontal et vertical représente la trajectoire de l'acquisition des données dans le plan de Fourier.

Pour la trajectoire cartésienne de l'espace  $k$ , l'image résultante peut être calculée à partir du signal RMN en utilisant une transformée de Fourier (FT) (**Equation III.1**).

Pour faire ces calculs, on doit passer par les projections de chaque ellipse. Considérant par exemple l'ellipse de la (**Figure III.10**) :



**Figure III.10** présentation de l'ellipse

Cette ellipse possède un repère tournant (U1, U2), un point d'origine et une angle de rotation  $\alpha$  par rapport au repère fixe (**Figure III.10**).

L'angle  $\gamma$  est l'angle choisi entre le vecteur de translation (O,  $r_c$ ) et le repère fixe. Considérant cette ellipse comme un disque unité et en passant par la transformée de Fourier inverse, l'image peut être calculé comme suite :

$$I(\vec{r}) = \int S(\vec{k}(t)) e^{i2\pi\vec{k}(t).\vec{r}} d\vec{k} \quad \text{Équation III.4}$$

$$I = e^{(-j2\pi.Kr. \sqrt{x_0^2+y_0^2}.\cos(\gamma-kphi))}. \rho. a. b. bess \quad \text{Équation III.5}$$

Avec :

a le petit axe de l'ellipse, b le grand axe, kr et kphi représentent le module et l'argument de l'espace k,  $\rho$  la densité des spins,  $x_0$  et  $y_0$  sont les coordonnées du centre de l'ellipse.

$$\text{Et} \quad bess = \frac{J_1(2\pi.akphi(akphi.kr).kr(akphi.kr))}{akphi(akphi.kr).kr(akphi.kr)} \quad \text{Équation III.6}$$

Avec  $J_1$  est la fonction de Bessel première espèce (Annexe).

$$\text{Et} \quad akphi = \sqrt{(a^2. \cos^2(kphi - \alpha)) + (b^2. \sin^2(kphi - \alpha))} \quad \text{Équation III.7}$$

Donc, l'espace k permet de recueillir les données brutes; les données étant acquises dans le domaine fréquentiel et stocké dans le plan de fourrier. La reconstruction de l'image fantôme est donnée par la double transformée de Fourier inverse.

### **III.5 Conclusion :**

Cette partie de notre travail consistait à donner les procédures de développement des deux simulateurs sous environnement matlab en vue de la reconstruction des images fantômes par utilisation des deux types de séquence de base appliquée en IRM. Dans le chapitre suivant nous allons effectués des simulations avec ces deux séquences afin de maitre en évidence leurs différences.

## Chapitre IV. Application

### IV.1 Introduction

Le présent chapitre nous permet d'exploiter l'interface graphique créée dans le chapitre précédent en vue de reconstruire et de simuler des images IRM tête de type Shepp Logan en appliquant la séquence d'écho de gradient et celle écho de spin. Ces séquences sont représentées par leurs diagrammes temporels dont le codage spatial utilise les deux types de gradients : le gradient de lecture et le gradient de phase.

### IV.2 Présentation et structures des simulateurs

Ces simulateurs numériques sont conçus autour des interfaces utilitaires graphiques qui consistent à simuler et à reconstruire des images fantômes tête de type Shepp Logan utilisées en IRM comme une image de référence dans le diagnostic à partir de l'espace k. La séquence utilisée dans le premier simulateur est celle d'écho de spin et celle utilisée dans la deuxième interface est la séquence d'écho de gradient.

L'interface est développée sous le logiciel Matlab7.10 en utilisant le Guide, sur un ordinateur core\_2\_duo avec une RAM de 3 GHz. Nous avons dans un premier temps mis en place une interface d'accueil présentée par la **Figure IV.1**. Elle est munie d'un bouton démarrer permettant l'accès au premier simulateur appelé **Simulateur écho de gradient**, et celui-ci aussi est muni de deux boutons : précédent et suivant qui le lient à l'interface d'accueil et le simulateur suivant nommé **simulateur écho de spin**. Nous allons, dans un premier temps, faire la simulation avec le simulateur écho de spin, puis dans un second temps, avec le simulateur écho de gradient tout en essayant de mettre en évidence les paramètres les plus importants lors de la reconstruction de l'image fantôme, des pondérations, des contrastes et des temps d'acquisitions. A terme, une comparaison et une interprétation des images obtenues avec les deux simulateurs sont réalisées.



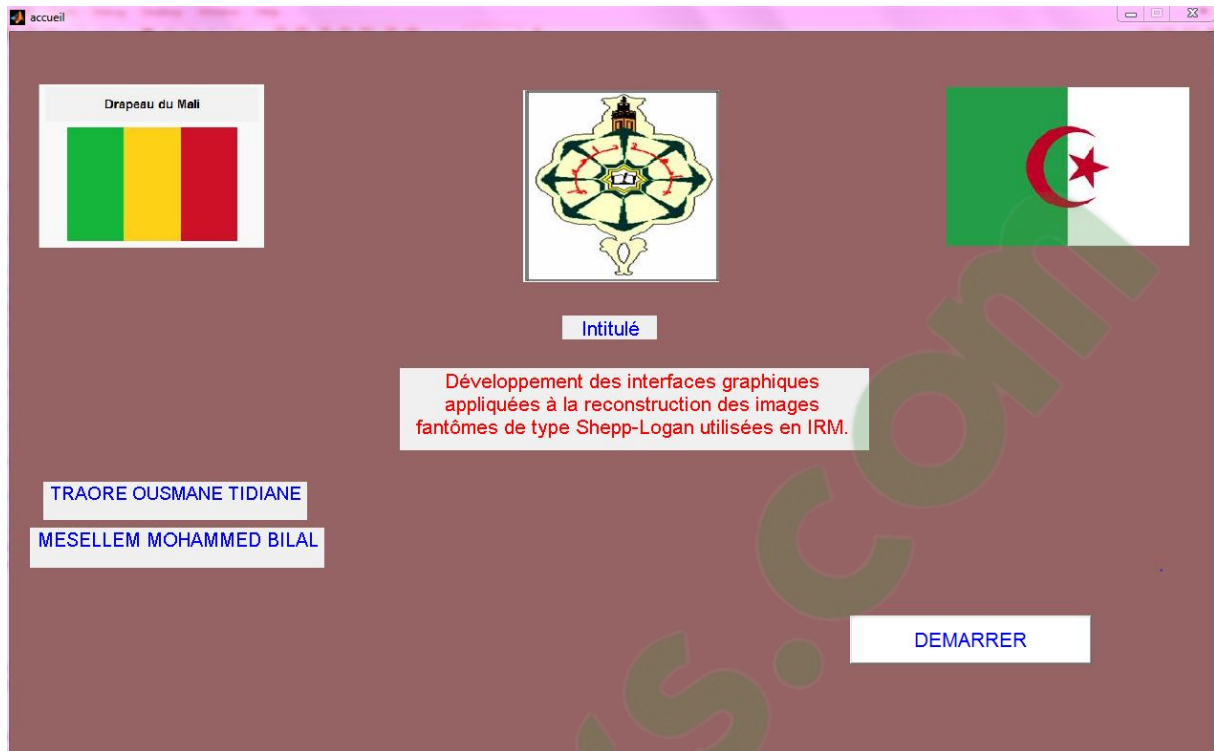


Figure IV.1 : Interface d'accueil

### IV.3 Simulateur écho de spin

Cette première interface écho de spin représentée par la **Figure IV.2** est constituée de plusieurs paramètres d'entées à savoir :

- ❖ **Le temps d'échos (TE)** : durée qui sépare le milieu de l'onde RF d'excitation et le milieu du temps de lecture.
- ❖ **Le temps de répétition (TR)** : intervalle de temps séparant deux impulsions excitatrices successives de  $90^\circ$ .
- ❖ **Le temps de relaxation longitudinale (T1)** : le temps de relaxation spin-réseau.
- ❖ **Le temps de relaxation transversale (T2)** : le temps de relaxation spin-spin.
- ❖ **Nombre de voxel (NV)** : le nombre de pixel qui définit la taille de l'image.



**Figure IV.2** Simulateur écho de spin

Cette interface est munie de plusieurs boutons permettant la visualisation de :

- l'objet virtuel : c'est l'image source,
- le tracé de l'image virtuelle en 3D,
- le signal de précession libre (signal FID),
- l'intensité du signal,
- l'espace k,
- l'image reconstruite en vue 3D,
- l'image IRM pondérée en T1, en T2 ou en densité protonique : celle-ci peut être obtenue en jouant sur le temps d'écho (TE), le temps de répétition (TR) et le nombre de voxels (NV) choisi par l'utilisateur.

#### IV.4 Application

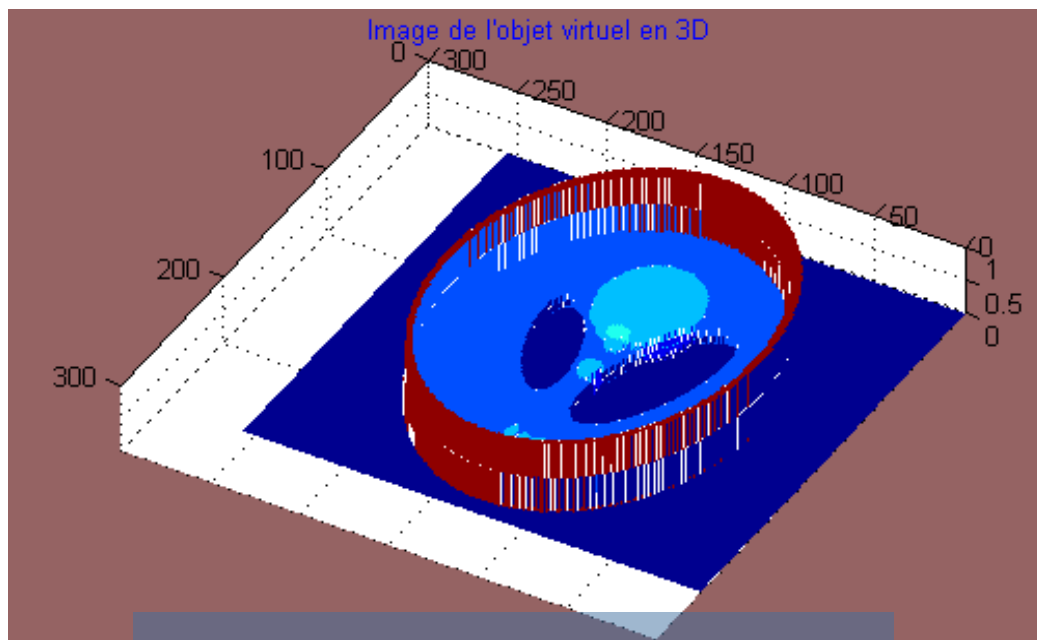
Pour les différentes applications, nous avons considéré les valeurs suivantes dans un premier temps :

**Données de Simulation avec séquence d'écho de spin**

Champ magnétique statique (B0)	<input type="text" value="1.5"/>	Tesla
Temps de relaxation Longitudinal (T1)	<input type="text" value="894"/>	ms
<input type="checkbox"/> Check Box		
Temps de relaxation Transversal (T2)	<input type="text" value="100"/>	ms
Temps d'écho (TE)	<input type="text" value="15"/>	ms
Temps de répétition (TR)	<input type="text" value="447"/>	ms
Nombre de Voxels (NV)	<input type="text" value="32"/>	

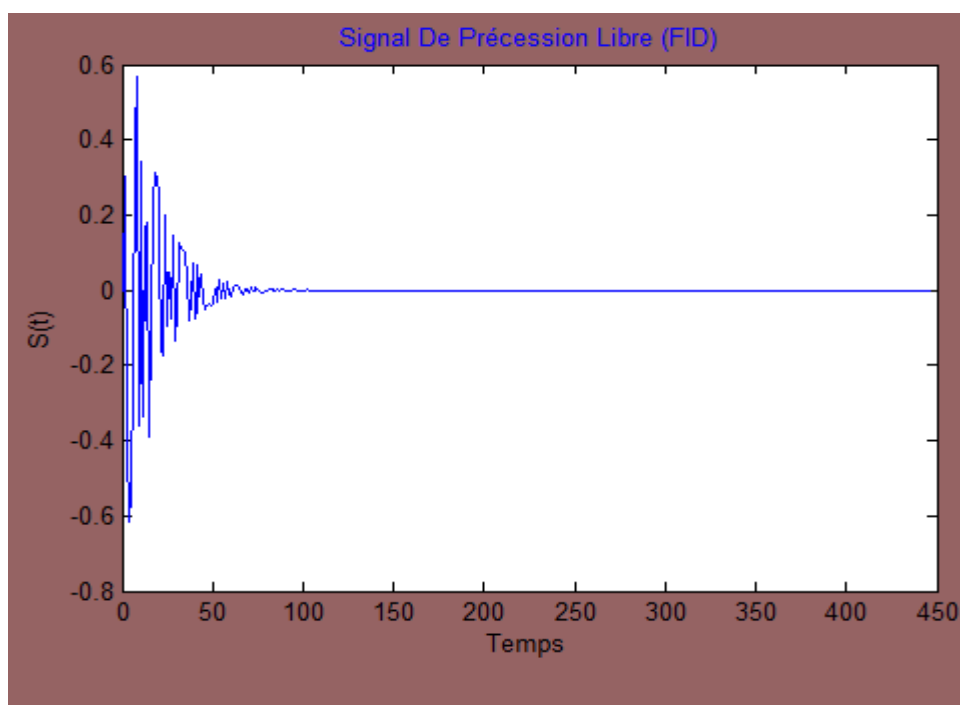
Les résultats obtenus sont les suivants :

- **L'image virtuelle vue en 3D :**



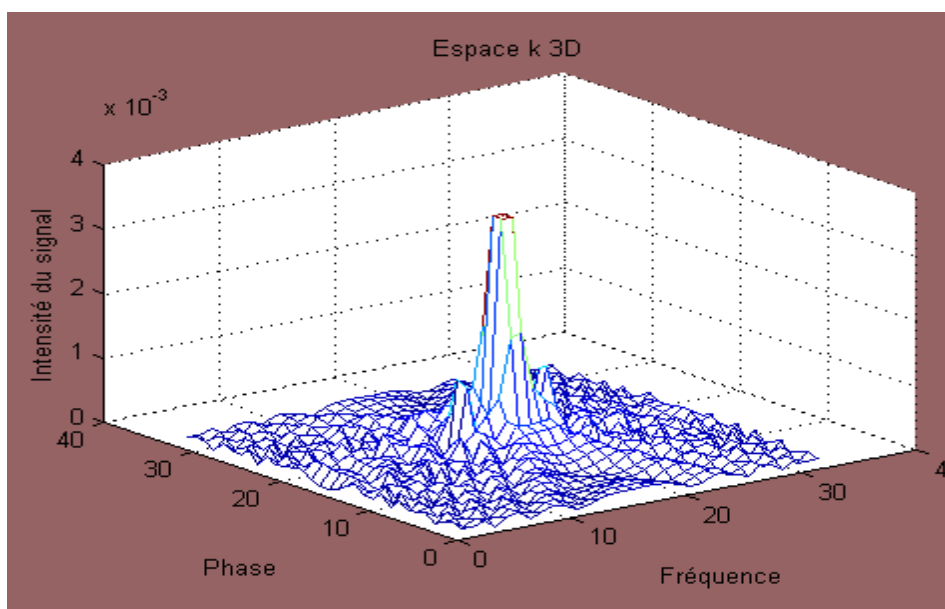
**Clicours.COM**  
Figure IV.3 : Image de l'objet virtuel vue en 3D

- **Le signal de précession libre :**



**Figure IV.4 :** Signal de précession libre

- **L'intensité du signal :**



**Figure IV.5 :** Intensité du signal

- L'espace K

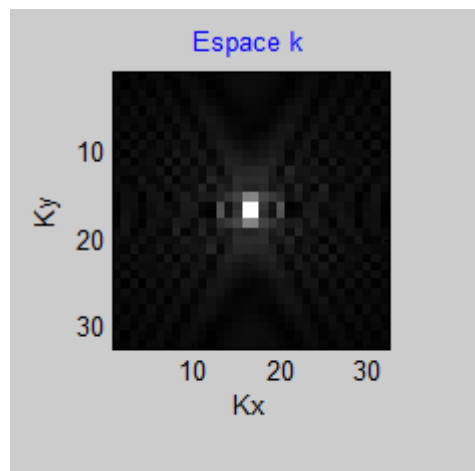


Figure IV.6 : Espace k

- Image reconstruite vue en 3D

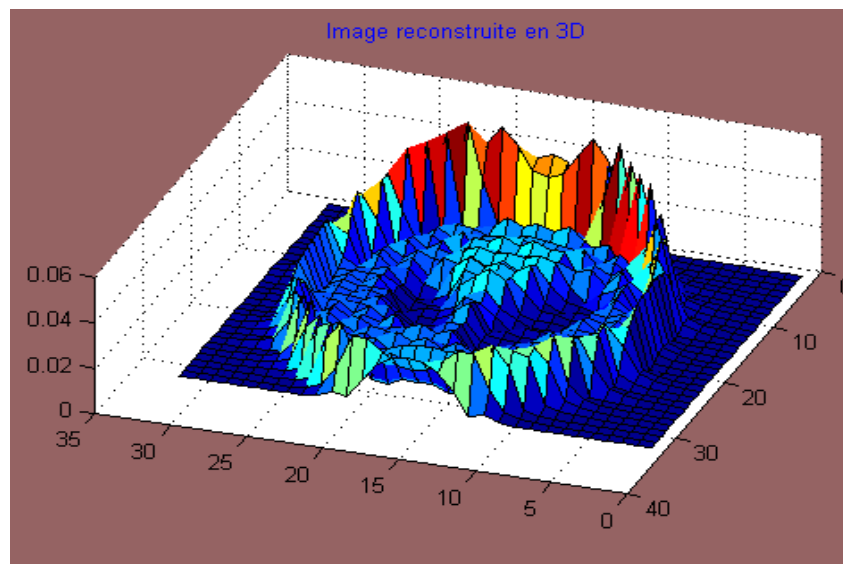
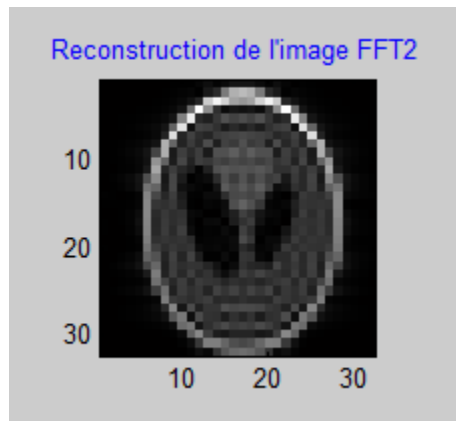


Figure IV.7 : Image reconstruite vue en 3D

- **Image reconstruite**



**Figure IV.8** : Image reconstruite

Dans l'image reconstruite de la **Figure IV.8**, le temps d'acquisition est de 11.90 sec en utilisant un nombre de voxels  $NV= 32$ .

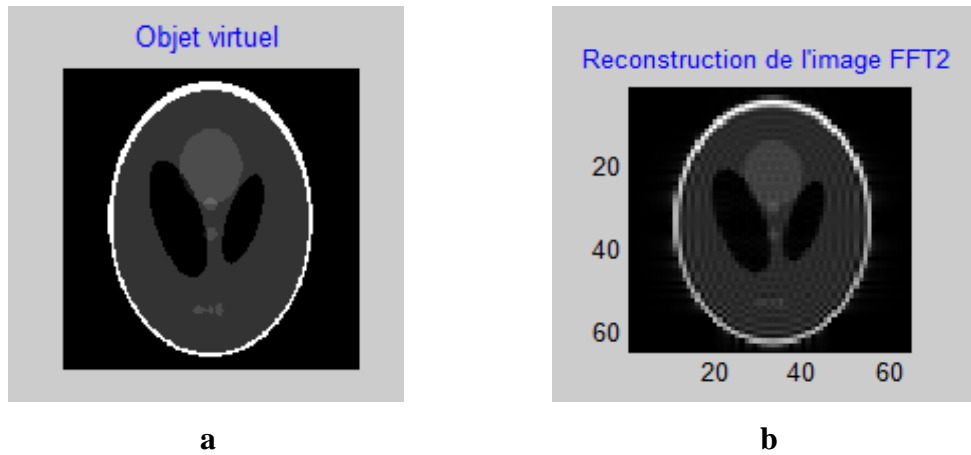
Cette image de la **Figure IV.8** nous révèle deux paramètres très importants qui sont la résolution spatiale et le contraste.

#### **IV.4.1 La résolution spatiale (RS)**

On peut considérer dans un premier temps, que la résolution spatiale (RS) correspond à la "finesse" de l'image, c'est-à-dire à la taille du plus petit détail que l'on peut détecter. La résolution spatiale dépend donc de la taille du voxel qui est égale à la taille du pixel multipliée par l'épaisseur de coupe ( $e$ ).

Pour améliorer la RS il faut donc diminuer la taille du voxel, c'est-à-dire diminuer la taille du pixel et l'épaisseur ( $e$ ) du plan de coupe, ce qui a pour conséquence d'augmenter le temps d'acquisition et par la suite la qualité de l'image est meilleure.

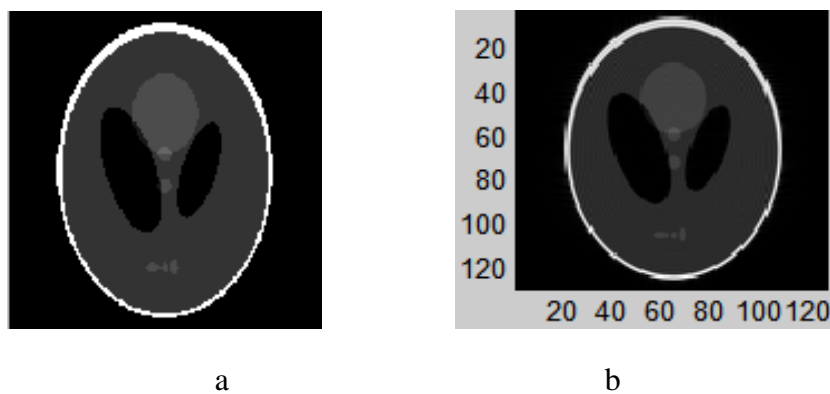
On fait varier le nombre de voxel : prenons le nombre 64 (au lieu du nombre 32 pris précédemment). Le temps d'acquisition pour réaliser l'image de la **Figure IV.9** est donc de 115.09 sec.



**Figure IV.9 :** Reconstruction d'une image tête de type shepp logan (64 voxels)

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (64voxels).

En prenant 128 comme nombre de voxels et tout en gardant identiques les autres paramètres comme dans les précédentes simulations (nombre de voxels 32 ; 64), nous constatons que le temps d'acquisition de l'image passe à 1286 Sec (**Figure IV.10.b**).



**Figure IV.10 :** Reconstruction de l'image de tête de type Shepp Logan

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (128voxels).

### Comparaison

Suite à la reconstruction de ces image fantômes par variation du nombre de voxels de 32 ; 64 et 128, nous remarquons que la qualité de l'image augmente au fur et à mesure et idem aussi pour leurs temps d'acquisition.

#### IV.4.2 Contraste

Les séquences d'IRM sont pondérées en T1, T2 et  $\rho$  où T1, T2 et  $\rho$  sont respectivement le temps de relaxation spin-réseau, le temps de relaxation spin-spin et la densité protonique.

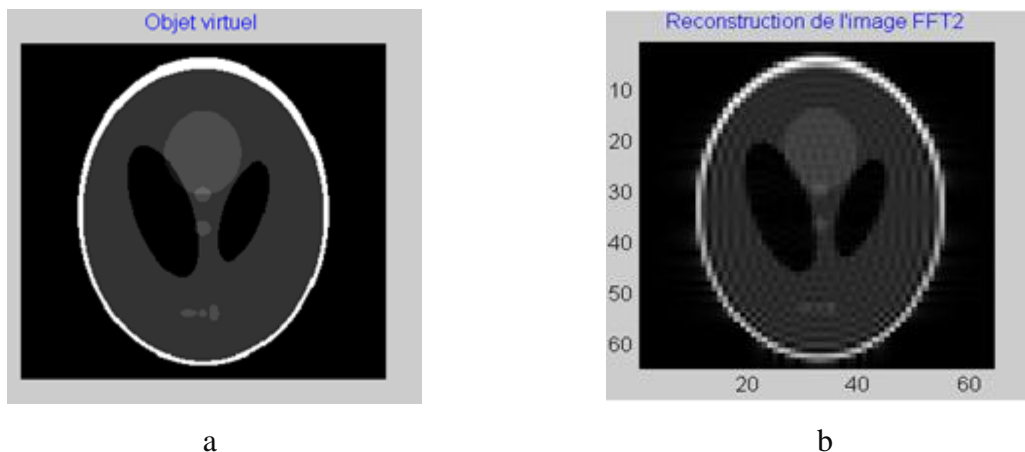
##### IV.4.2.1 Pondération T1

Les paramètres de la pondération :

- temps d'écho : TE = 10 à 20 ms (*ms = millisecondes*).
- temps de répétition : TR = 400 à 600 ms.

En utilisant un temps de répétition court et un temps d'écho court (neutralisant les différences de temps T2), on obtient un contraste d'image pondérée en T1. En pondération T1 sur le cerveau, la substance blanche apparaît plus claire que la substance grise. Le liquide céphalo-rachidien, situé entre la substance grise et l'os, apparaît quant à lui nettement plus foncé.

Les paramètres de séquence, TR= 0.5 T1 et TE $\ll$ T2, conduisent à une image pondérée en T1.



**Figure IV.11** : Reconstruction d'une image pondérée en T1.

a. Image source.

b. Image reconstruite pondérée en T1 (64 voxels).

Comme application nous avons considéré les valeurs suivantes :

TR= 447 ms, TE = 15 ms, T1=500 ms, T2=100 ms et NV (nombre de voxel)=64.

Le temps d'acquisition pour reconstruire l'image de la **Figure IV.11.b** est de 111.946 Sec

##### IV4.2.2 Pondération T2

Les paramètres de la pondération :

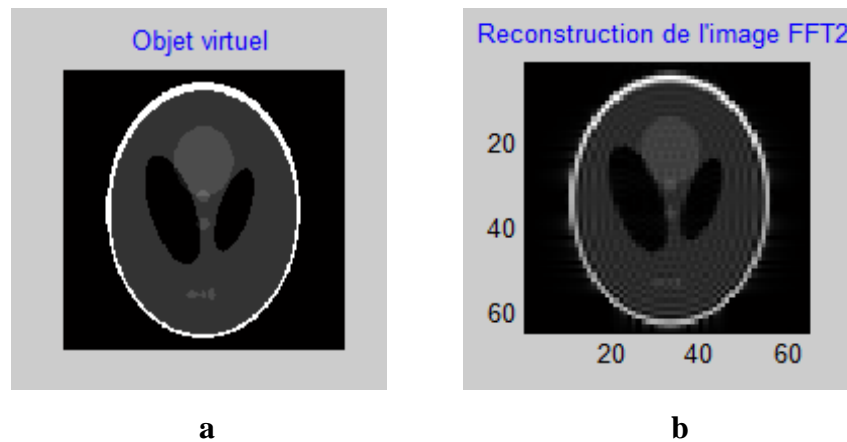
- temps d'écho : TE > 80 ms
- temps de répétition : TR > 2000 ms



## Chapitre IV. Application

En utilisant un temps de répétition long (neutralisant les différences de temps T1) et un temps d'écho long, on obtient un contraste d'image dite pondérée en T2 ou pondération « tissulaire ». L'eau et l'œdème apparaissent en hypersignal.

Les paramètres de séquence,  $TR = 2.5 T1$  et  $TE = T2$ , conduisent à une image pondérée en T2



**Figure IV.12 :** Reconstruction d'une image pondérée en T1.

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64 voxels).

Nous avons considéré les valeurs suivantes :

$TR = 2000$  ms,  $TE = 90$  ms,  $T1 = 100$  ms,  $T2 = 500$  ms et  $NV$  (nombre de voxel) = 64.

Le temps d'acquisition de la reconstruction de cette image (**Figure IV.12.b**) est de 483.416 Sec.

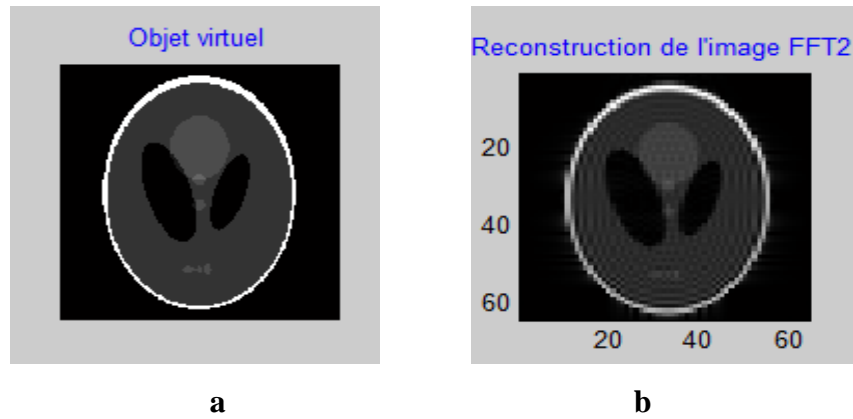
### IV.4.2.3 Pondération $\rho$ (Densité protonique)

Les paramètres de la pondération :

- temps d'écho :  $TE = 10$  à  $20$  ms
- temps de répétition :  $TR > 2000$  ms

En utilisant un temps de répétition long (2000 ms à 3000 ms) et un temps d'écho court (inférieur à 30 ms), on obtient un contraste d'image de pseudo densité protonique (Tissus > liquide > graisse). En utilisant un temps de répétition plus long (5000ms) et un temps d'écho court (inférieur à 30 ms), on obtient un contraste d'image de vraie densité protonique (Liquide > Tissus > graisse).

La **Figure IV.13** correspond à une image pondérée en densité de proton  $\rho$  :



**Figure IV.13 :** Reconstruction d'une image pondérée en  $\rho$ .

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en  $\rho$  (64 voxels).

Nous avons considéré les valeurs suivantes :

TR = 2000ms et TE = 15ms, T1 = 800ms, T2 = 600ms, NV = 64

Le temps d'acquisition de la reconstruction de cette image (**Figure IV.13.b**) est de 497.347 Sec.

#### IV.4.2.4 Interprétation

Après une étude des différentes pondérations nous n'arrivons pas à percevoir leurs influences sur les images reconstruites. Cela est dû à la non utilisation d'une image réelle. En effet, nos simulations ont été faites sur une image fantôme, ce qui ne permettrait pas la mise en relief des effets des pondérations sur les images reconstruites. En observant des images réelles obtenues grâce aux trois pondérations T1, T2 et  $\rho$  [13] comme illustrées par la **Figure IV.14**, on remarque que :

- dans une pondération T1, la substance blanche est blanche, tandis que la substance grise est grise ;
- dans une pondération T2, les contrastes sont inversés c.-à-d. la substance blanche apparaît plus foncée alors que la substance grise est blanche ;
- la pondération  $\rho$  est la combinaison des pondérations T1 et T2.

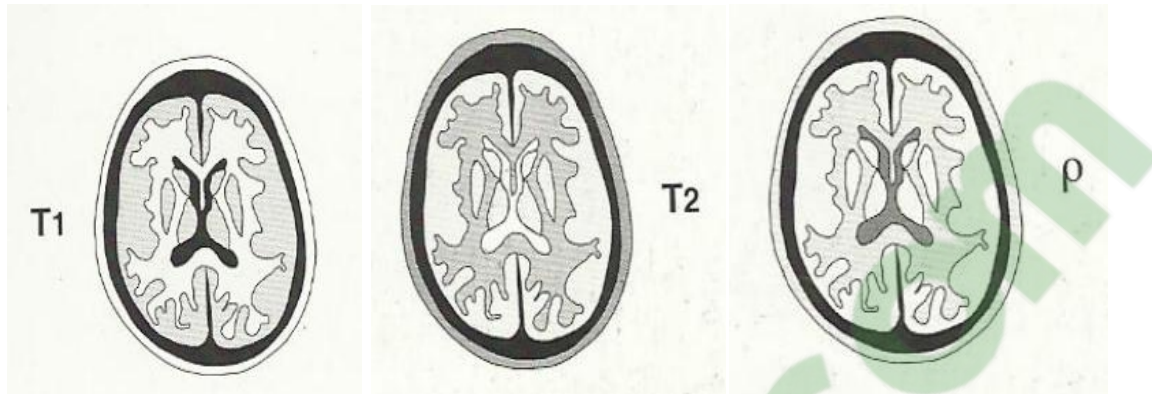


Figure IV.14 : Image donnée avec les trois pondérations

#### IV.5 Simulateur écho de gradient

Cette interface écho de gradient (Figure IV.15) est constituée pratiquement par les mêmes paramètres que la précédente ; en outre, elle comporte un autre paramètre appelé angle flip.



Figure IV.15 : Simulateur écho de gradient

### IV.6 Application

Pour différentes applications concernant ce simulateur, on a considéré les valeurs suivantes dans un premier temps :

Données de simulation avec séquence écho de gradient		
Champ magnétique statique (B0)	1.5	Tesla
Temps de relaxation Longitudinal (T1)	894	ms
<input type="checkbox"/> Check Box		
Temps de relaxation Transversal (T2)	100	ms
Temps d'écho (TE)	8	ms
Temps de répétition (TR)	100	ms
Nombre de Voxels (NV)	32	
Angle Flip	20	degré

Les résultats obtenus sont :

- L'image de l'objet virtuel en vue 3D

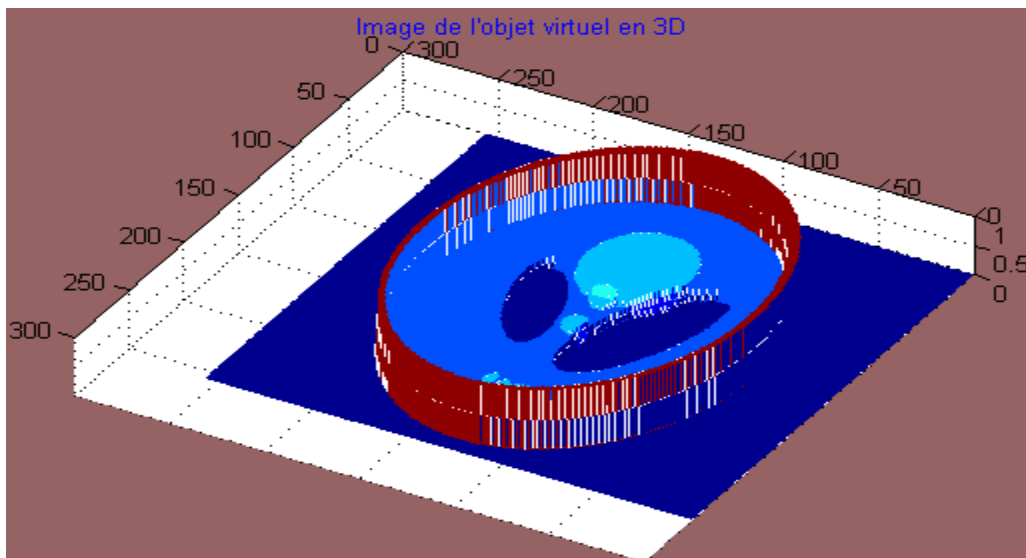


Figure IV.16 : Image de l'objet virtuel en vue 3D

- **Les aimantations**

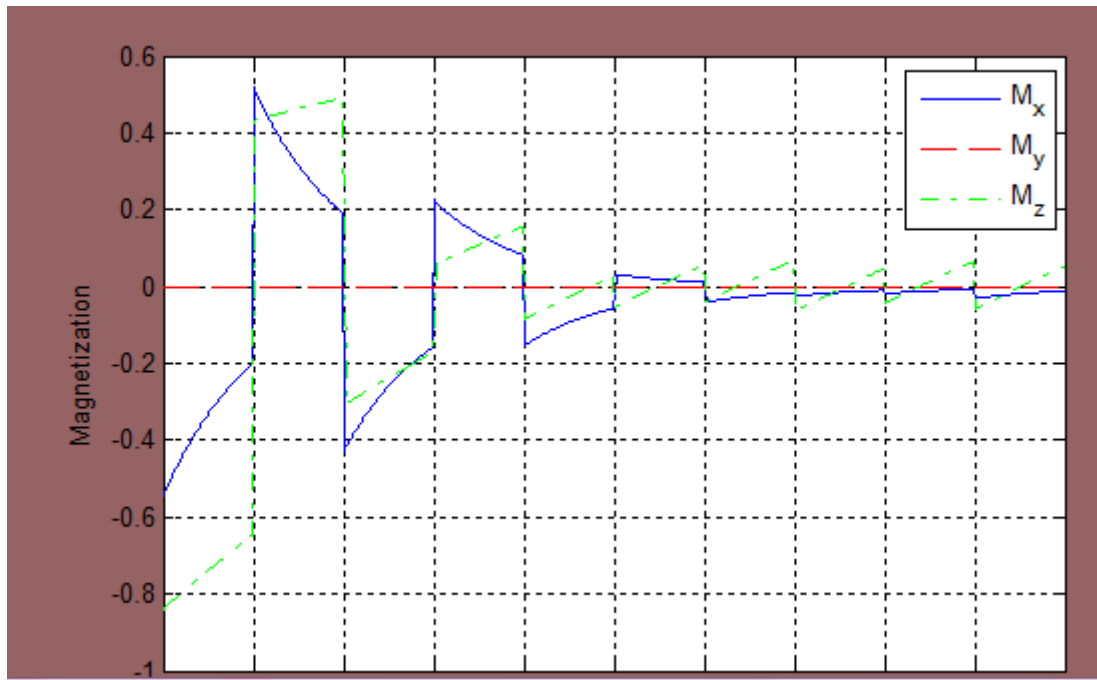


Figure IV.17 : Aimantations

- **L'intensité du signal**

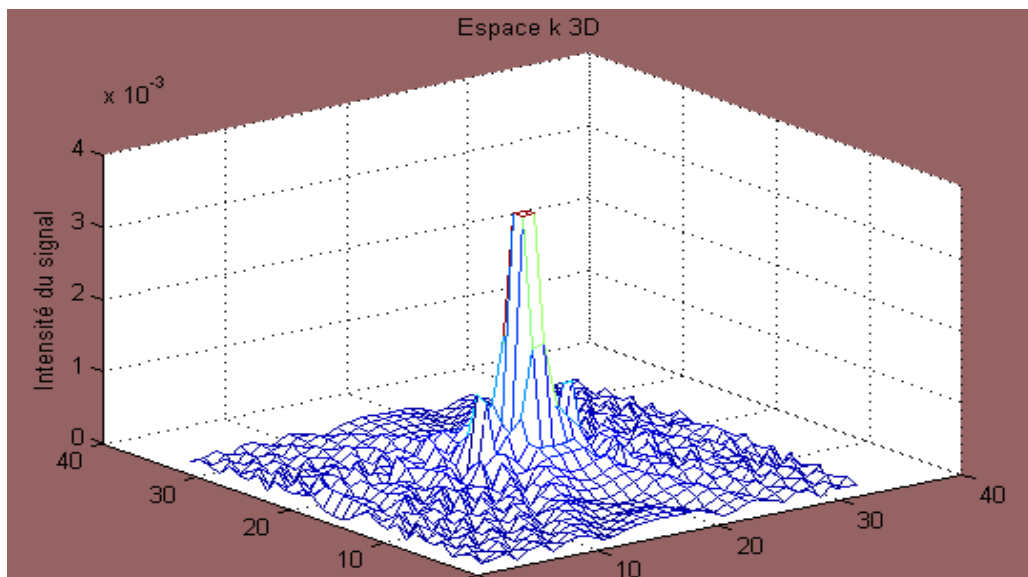


Figure IV.18 : Intensité du signal

- L'espace k

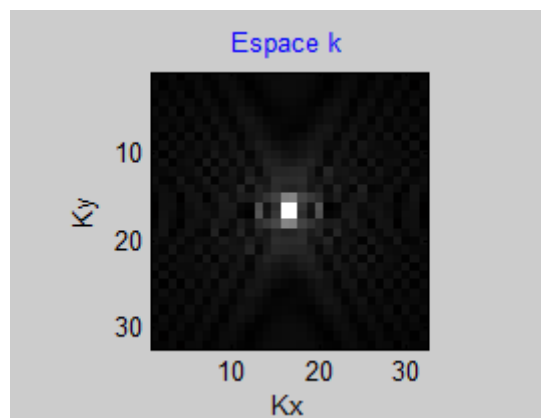


Figure IV.19 : Espace k

- L'image reconstruite en vue 3D

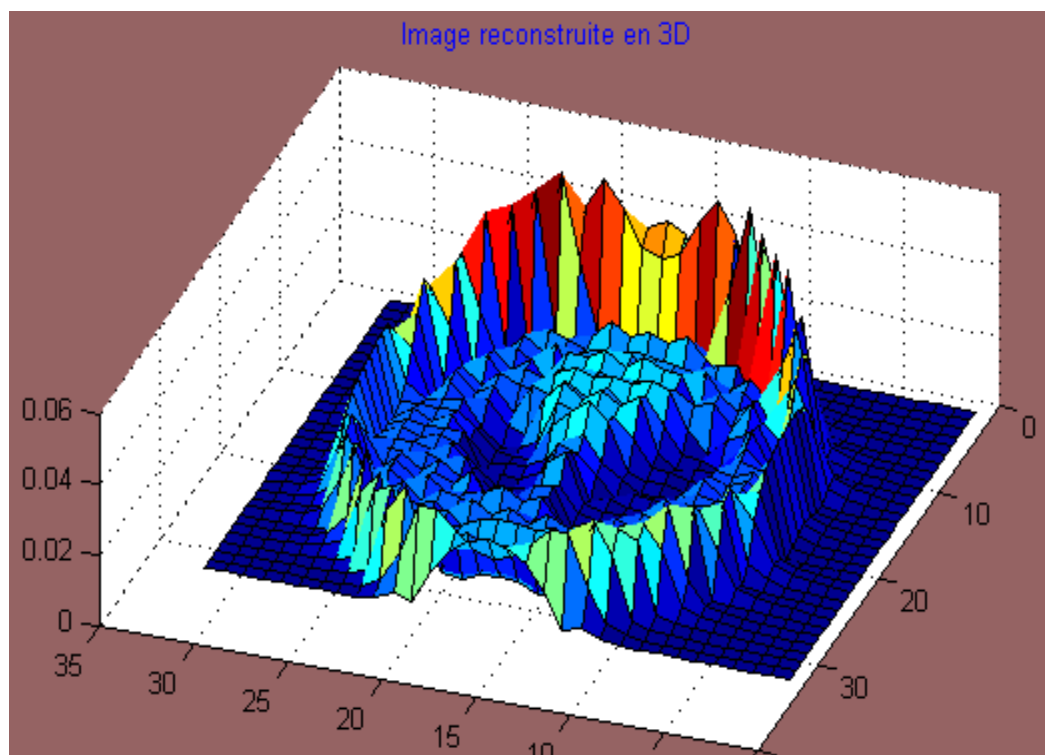
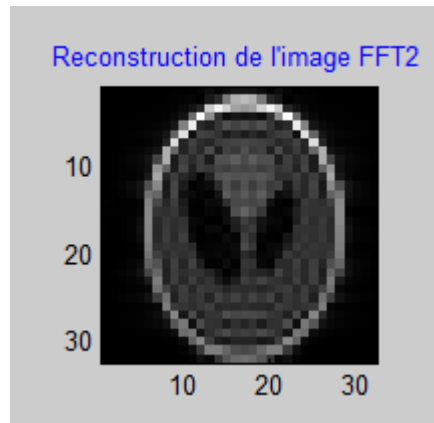


Figure IV.20 : Image reconstruite en vue 3D

- **L'image fantôme reconstruite**



**Figure IV.21 : Image fantôme reconstruite**

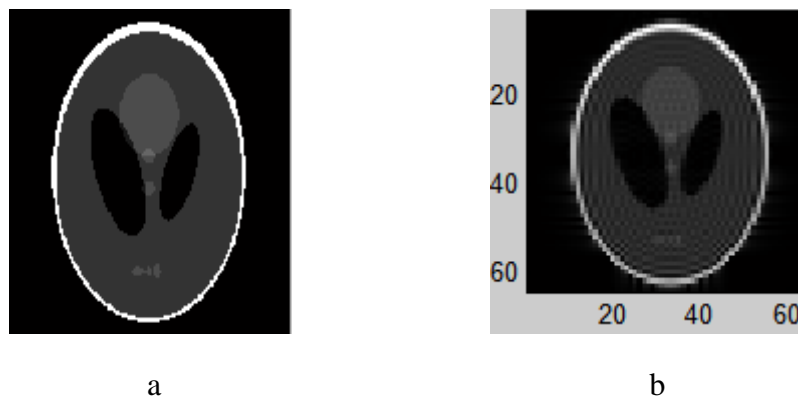
Dans l'image reconstruite de la **Figure IV.21**, le temps d'acquisition est de 2.9172 Sec en utilisant un nombre de voxel  $NV= 32$ .

#### **IV.6.1 Etude de la résolution spatiale et du contraste**

Nous allons essayer aussi à travers cette simulation d'écho de gradient de faire une étude de la résolution spatiale et du contraste de l'image en faisant varier le TR, flip et le TE.

##### **IV.6.1.1 Résolution spatiale**

En augmentant le nombre de voxel à 64, on obtient l'image de la **Figure IV.22.b**.

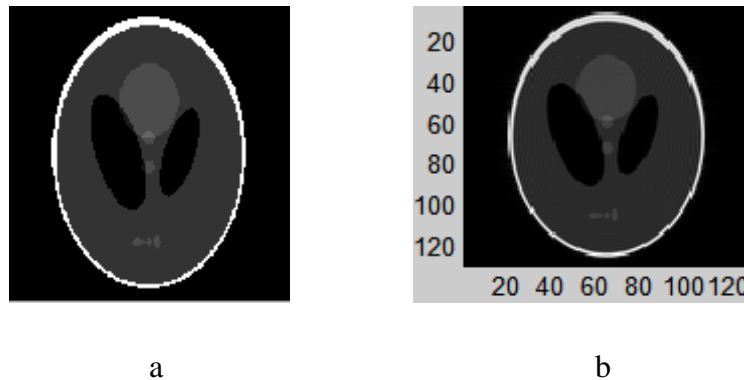


**Figure IV.22 : Reconstruction de l'image de tête de type Shepp Logan**

- Image source.
- Image reconstruite (64voxels)

Le temps d'acquisition est de 26.451 Sec.

Lorsqu'on augmente le nombre de voxel à 128, on obtient l'image de la **Figure IV.23.b**.



**Figure IV.23** : Reconstruction de l'image de tête de Shepp Logan

- a. Image source.
- b. Image reconstruite (128voxels)

Le temps d'acquisition est de 289,741sec.

#### **Comparaison :**

Nous remarquons la même chose comme dans la séquence précédente : lorsque le nombre de voxels augmente la qualité de l'image augmente, il en est de même pour le temps d'acquisition.

#### **IV.6.1.2 Contraste de l'image**

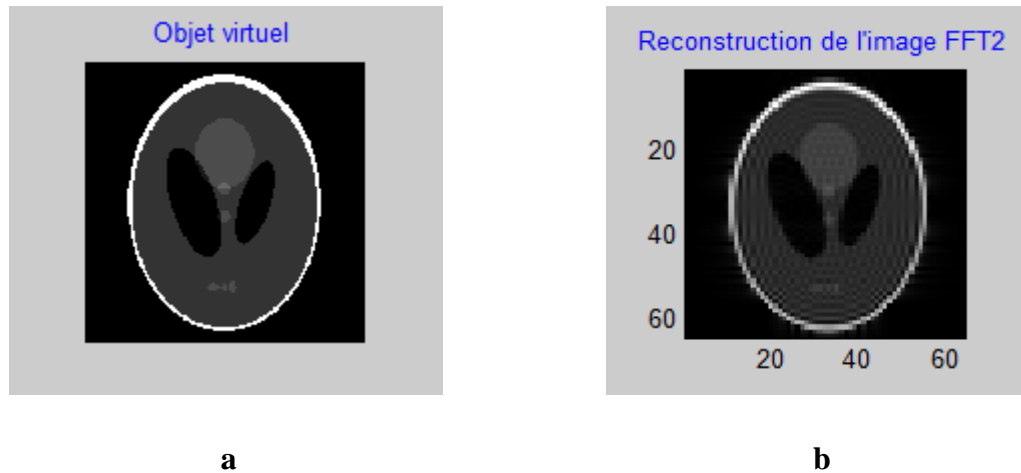
Cette partie nous permet de comprendre la différence de pondération de l'image par l'utilisation de la séquence écho de gradient en jouant sur deux temps : le temps d'écho TE et le temps TR.

##### **➤ Pondération T1 :**

Dans cette application nous avons considéré les valeurs suivantes :

TR= 100 ms, TE = 8 ms, T1=500 ms, T2=200 ms et NV (nombre de voxel)=64, Flip=70.





**Figure IV.24 :** Reconstruction d'une image pondérée en T1.

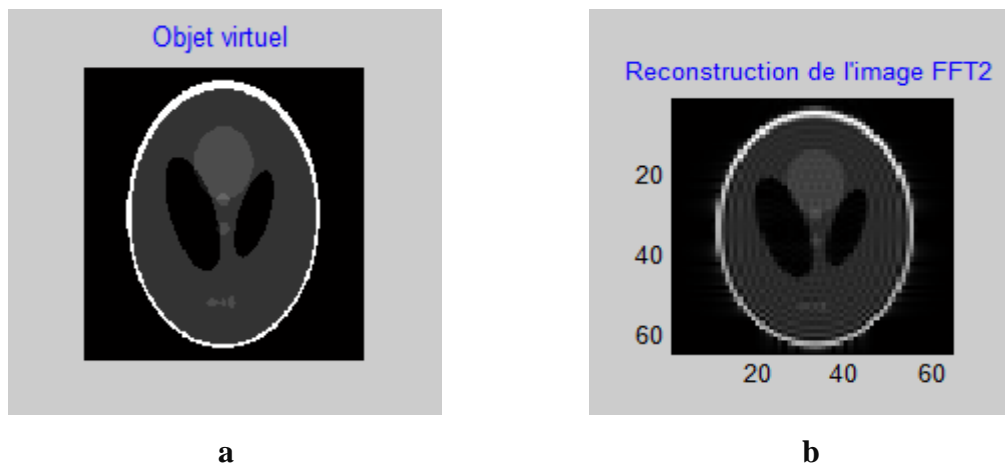
- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64voxels).

La reconstruction de l'image est donnée par la **Figure IV.24 b**. Le temps d'acquisition est de 51.6831 Sec.

➤ **Pondération T2 :**

Dans cette application nous avons considéré les valeurs suivantes :

TR= 2000 ms, TE = 60 ms, T1=200 ms, T2=800 ms et NV (nombre de voxel)=64, Flip=75.



**Figure IV.25 :** Reconstruction d'une image pondérée en T2.

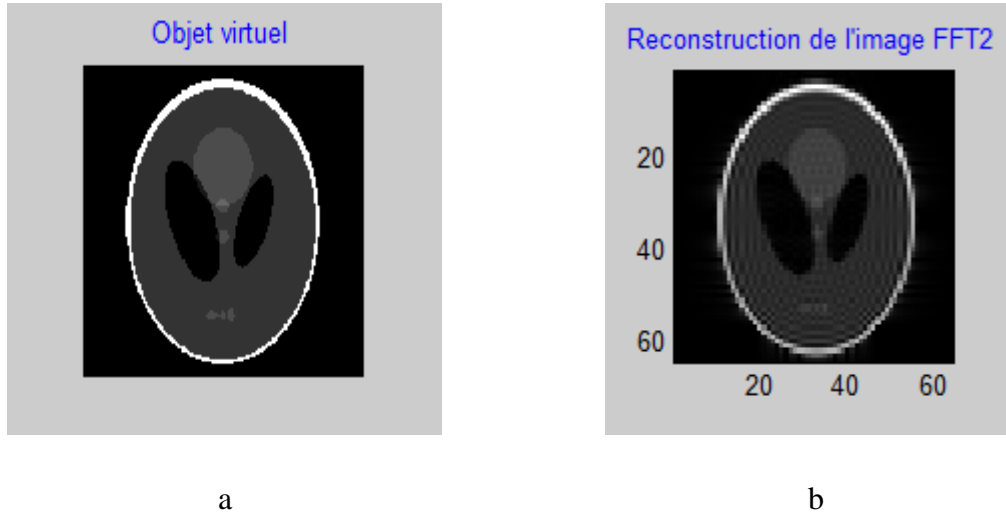
- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en T2 (64voxels).

Le temps d'acquisition pour reconstruire l'image de la **Figure IV.25.b** est de 51.4959 Sec.

➤ **Pondération  $\rho$  (Densité protonique) :**

Ces différentes valeurs ont été utilisées pour cette application :

TR= 196 ms, TE = 100 ms, T1=800 ms, T2=200 ms et NV (nombre de voxel)=64, Flip=80.



**Figure IV.26 :** Reconstruction d'une image pondérée en  $\rho$ .

- a. Image source.
- b. Image reconstruite pondérée en  $\rho$  (64voxels).

Le temps d'acquisition pour reconstruire l'image de la **Figure IV.26.b** est de 60.4959 Sec.

➤ **Interprétation :**

L'influence des pondérations n'est pas visible à ce niveau à cause du même problème rencontré dans le paragraphe de l'étude des différentes pondérations dans la séquence écho de spin. Pour la même raison, cette influence des pondérations est mise en exergue à travers deux images réelles pondérées en T1 et T2 empruntées à **Kastler et al. (2003)**. Nous remarquons bien qu'il y a une différence entre les deux images ; laquelle différente est similaire à celle obtenue par les images pondérées de la séquence précédente.



## **Conclusion générale et perspectives**

### **Conclusion générale et perspectives**

Au terme de cette modeste contribution à la création d'interfaces graphiques appliquées à la reconstruction des images fantômes tête de type Shepp Logan utilisées en IRM, il convient de récapituler les résultats obtenus et de proposer quelques perspectives de recherche.

Au cours de ce projet de fin d'étude, nous avons étudié et expliqué d'une manière succincte le principe de l'imagerie par résonance magnétique.

Après nous nous sommes intéressés au principe de l'acquisition et de la transformation des signaux RMN en image par une étude des deux séquences de base de l'IRM.

Pour ce faire, nous avons développé deux interfaces graphiques sous Matlab.7.10 en vue de simuler et de reconstruire des images fantômes tête de type Shepp Logan avec les séquences d'écho de spin et d'écho de gradient.

On a achevé ce travail en effectuant des applications pour montrer et expliquer l'importance des différences entre ces deux séquences de base de reconstruction des images IRM.

Dans ce premier travail, nous avons mis l'accent sur la reconstruction des images fantôme de type Shepp Logan; il serait souhaitable de pouvoir développer des interfaces graphiques permettant la reconstruction des images réelles afin de pouvoir identifier les différents organes.

## Références bibliographiques

- [1] B. Fernandez - Techniques Adaptatives pour l'Imagerie par Résonance Magnétique des Organes en Mouvement. Thèse Doct. Automatique et Trait. Signal. Univ. Henry Poincaré. Nancy. 209 p. 2010.
- [2] F. Odille - Imagerie Adaptative en IRM : utilisation des informations de mouvements physiologiques pour l'optimisation des processus d'acquisition et de reconstruction. Thèse Doct. Automatique et Trait. Signal. Univ. Henry Poincaré. Nancy. 230 p. 2007.
- [3] J. A. Yankamjiwa - Reconstruction d'Image de Résonance Magnétique à partir de l'espace  $k$  partiel. Thèse Doc. Image & Syst. Inst. Nat. Sc. App. Lyon. 191 p. 2007
- [4] E. Chouzenoux - Modélisation du Problème Direct en Tomographie Axiale. Thèse Master ASP. Trait. Signal. Ecole Min. Nantes & Univ. Nantes. 102 p. 2007.
- [5] W. Dou - Segmentation d'Image multi-spectrale basée sur la fusion d'Information : Application aux images IRM. Thèse. Doc. Trait. Signal & Image. Univ. Caen. 199 p. 2006.
- [6] B. Kastler, Vetter, D. ; Patay, Z. & Germain, P. (Eds.) - Comprendre l'IRM. Manuel d'auto-apprentissage. 5<sup>ème</sup> édit. Ed. Masson. Paris. 328 p. 2003.
- [7] Assemblal, M. H.-E. - Traitement et analyse d'images IRM de diffusion pour l'estimation de l'architecture locale des tissus. Thèse. Doc. Informatique et application. Univ. Caen/Basse-Normandie. Caen. 213 p. 2010
- [8] Haziza, N. - Conception d'une électronique de réception numérique modulable pour l'acquisition multi-antennes en IRM. Thèse. Doc. Univ. Paris-Sud. Paris. 181 p. 2001.
- [9] Mezraoui, O. & Lachachi, M. M - Développement d'un logiciel de recalage des images monomodales : application à des images IRM. Mém. Master Electronique biomédicale. Univ. A. B. B. Tlemcen. 75 p. 2011.

## Référence bibliographiques

- [10] Shepp, L. A. & Logan, B. F. - The fourier reconstruction of a head section. IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-21, pp. 21-43. 1974
- [11] Shepp, L. A. - Computerized tomography and nuclear magnetic resonance. J Comput Assist Tomogr, vol. 4, pp. 94-107. 1980
- [12] Damadian, R. - Tumor detection by nuclear magnetic resonance. Science, **171** (976): 1151–1153. 1971. En ligne: [<http://sante-guerir.notrefamille.com/sante-a-z/quest-ce-que-l-irm> o108204.html].
- [13] Lauterbur, P.C. - Image Formation by Induced Local Interactions : Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance. Nature, **242**: 190 – 191. 1973
- [14] Mansfield, P. & Maudsley, A. A. - Planar spin imaging by NMR. Journal of Physics C: Solid State Physics, 9 (Aug.), L409 – L412. 1976

**Annexe :****Annexe I :** programme de l'interface écho de spin

```

function varargout = VIMRI(varargin)
gui_Singleton = 1;
gui_State = struct('gui_Name',    mfilename, ...
                  'gui_Singleton', gui_Singleton, ...
                  'gui_OpeningFcn', @VIMRI_OpeningFcn, ...
                  'gui_OutputFcn', @VIMRI_OutputFcn, ...
                  'gui_LayoutFcn', [] , ...
                  'gui_Callback', []);
if nargin && ischar(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
end
if nargin
    [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
end
function VIMRI_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)
handles.output = hObject;
guidata(hObject, handles);

clear all,clc
function varargout = VIMRI_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)

varargout{1} = handles.output;
global db handles
db = 5e-2;
global rgyro handles
rgyro = 42.6e6;
global dT handles
dT = 1;
global df handles
df=20e3;
global NEX handles
NEX=1;
global g1 handles
g1= 5e-1;
global FOV handles
FOV = 0.24;
global phi handles
phi = 2*pi*df*dT/1000;

axes(handles.axes4);
cla;
global mm handles
mm=imread('3.jpg');
imshow(mm)

```

```

function b0_Callback(hObject, eventdata, handles)

b0=str2double(get(hObject, 'String'));
function b0_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end
function T1_Callback(hObject, eventdata, handles)

global T1 handles
T1=str2double(get(hObject, 'String'));

global dT
global E1 handles
E1 = exp(-dT/T1);
function T1_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end
function T2_Callback(hObject, eventdata, handles)
global T2 handles
T2=str2double(get(hObject, 'String'));
global dT
global E2 handles
E2 = exp(-dT/T2);
global E1
global phi
global A handles
A = [E2 0 0;0 E2 0;0 0 E1]*zrot(phi);
global B handles
B = [0 0 1-E1]';
function T2_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end
function TE_Callback(hObject, eventdata, handles)
global TE handles
TE=str2double(get(hObject, 'String'));
global dT
global N1 handles
N1 = round(TE/2/dT);
function TE_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
end

```



```
function TR_Callback(hObject, eventdata, handles)
global TR handles
TR=str2double(get(hObject, 'String'));
global TE dT
global N2 handles
N2 = round((TR-TE/2)/dT);
function TR_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
set(hObject,'BackgroundColor','white');
end
```

```
function NV_Callback(hObject, eventdata, handles)
global NV handles
NV=str2double(get(hObject, 'String'));
global P handles
global E handles
[P,E]=phantom;
global rho handles
rho = E(:,1)';
global nellipses handles
nellipses = length(rho);
global times1 handles
times1=cputime;
global NV2 handles
NV2=NV*NV;
global FOV
global x handles
x=linspace(-FOV,FOV,NV2);
global y handles
y=linspace(-FOV,FOV,NV2);
global N1
global N2
global img handles
img=zeros(NV,N1+N2);
global M handles
M = zeros(3,N1+N2);
```

```
global A
global B
global Rflip handles
global Rrefoc handles
global img2 handles
global Gx handles
global Gy handles
global dbh handles
global g1
global db
global s handles
```

```

global dT
global rgyro
for is=1:NV2
    Gx(is)=rgyro*g1*x(is);
    Gy(is)=rgyro*g1*y(is);
    dbh=zrot(rgyro*db*dT);
    M(:,1)=[0;0;1];
    Rflip = yrot(pi/2);
    Rrefoc = xrot(pi);
    A=A*dbh;
    M(:,2)=A*Rflip*M(:,1)+B;
    for f=3:(N1+1)
        A=A*zrot(Gy(is)); %Gradient de phase
        M(:,f) = A*M(:,f-1)+B;
    end
    M(:,N1+2)=A*Rrefoc*M(:,N1+1)+B;
    for f=2:N2-1
        A=A*zrot(Gx(is)); %Gradient de fréquence
        M(:,f+N1+1) = A*M(:,f+N1)+B;
    end
    img(is,N1:N1+N2)=M(1,N1:N1+N2)+i*M(2,N1:N1+N2);
end
global times2 handles
times2=cputime-times1;

img2=sum(img,2);
img2=img2(:,ones(nellipses,1)); %échantillonnage

global res handles
res = FOV/NV;
global Kmax handles
Kmax = 1/(2*res);
global ky handles
ky = linspace(-Kmax,Kmax, NV);
ky = ky(ones(NV,1),:);
global kx handles
kx = permute(ky, [2,1]);
global me handles
global ne handles
[me,ne] = size(E);
global a handles
a = FOV/2 * E(:,2)';
global b handles
b = FOV/2 * E(:,3)';
global x0 handles
x0 = FOV/2 * E(:,4)';
global y0 handles
y0 = FOV/2 * E(:,5)';
alpha = pi*E(:,6)/180;
global mk handles

```

```

global nk handles
[mk,nk] = size(kx);
kx = kx(:);
ky = ky(:);
global k handles
k = kx + j*ky;
global klen handles
klen = length(kx);

% Calcule de l'angle du vecteur du centre d'ellipse dans l'espace des réels.
global gamma handles
gamma = atan2(y0, x0);
global te handles
te = sqrt(x0.^2 + y0.^2);
% Replier toute l'ellipse définissant les vecteurs au nombre de valeurs de l'espace k
gamma = gamma(ones(klen,1),:);
te = te(ones(klen,1),:);
alpha = alpha(ones(klen,1),:);
rho = rho(ones(klen,1),:);
a = a(ones(klen,1),:);
b = b(ones(klen,1),:);
% Calcule de l'angle et du module des vecteurs de l'espace k
global kphi handles
kphi = angle(k);
global kr handles
kr = abs(k);
% Replié les vecteurs de l'espace k au nbre d'ellipse
kr = kr(:,ones(1,nellipses));
kphi = kphi(:,ones(1,nellipses));
% Calcul de certaines valeurs
global pi2 handles
pi2 = 2*pi;
global cose handles
cose = cos(gamma - kphi);
% Projection des angles
global sind handles
sind = sin(kphi - alpha);
global cosd handles
cosd = cos(kphi - alpha);
global akphi handles
akphi = sqrt(a.^2 .* cosd.^2 + b.^2 .* sind.^2);
global knz handles
knz = (akphi.*kr ~=0);
global bess handles
bess = ones(size(akphi.*kr));
bess(knz) = besselj(1,pi2.*akphi(knz).*kr(knz)) ./ (akphi(knz).*kr(knz));
global Sk handles
Sk = exp(-j*pi2.*kr.*te.*cose).*rho.*a.*b.*bess;

Sk = sum(Sk,2);

```

```

Sk = reshape(Sk, mk,nk);
Sk=imrotate(Sk,-90);
w= hamming(NV);
w=w(:,ones(1,NV));
global Skh handles
Skh=Sk.*w;
w1=medfilt2(abs(Sk));
global Skm handles
Skm=Sk.*w1;
function NV_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc && isequal(get(hObject,'BackgroundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'))
set(hObject,'BackgroundColor','white');
end
function pushbutton1_Callback(hObject, eventdata, handles)
global Sk
axes(handles.axes1);
mesh(abs(Sk));
title('Espace k 3D')
xlabel('Fréquence')
ylabel('Phase')
zlabel('Intensité du signal')
function pushbutton2_Callback(hObject, eventdata, handles)
global P
figure(2);subplot(2,2,1);imshow(P);
title('Objet virtuel','color','b')
axis image
function pushbutton3_Callback(hObject, eventdata, handles)
global Sk
figure(2);subplot(2,2,2);imagesc((abs(Sk)))
xlabel('Kx'),ylabel('Ky')
title('Espace k','color','b')
colormap(gray)
axis image
function pushbutton4_Callback(hObject, eventdata, handles)
global Sk
global times2
m=imread('1.jpg');
axes(handles.axes2);
imshow(m)
set(handles.text12,'string',times2)
set(handles.text13,'string','Sec')
global I handles
I = fftshift(fft2(Sk));
figure(2);subplot(2,2,3);imagesc(abs(I))
title('Reconstruction de l''image FFT2','color','b')
colormap(gray)
axis image

function pushbutton5_Callback(hObject, eventdata, handles)

```

```

global M TR
axes(handles.axes1);
plot(1:TR,M(1,:)+i*M(2,:))
xlabel('Temps');ylabel('S(t)')
title('Signal De Précession Libre (FID)','color','b')
function pushbutton7_Callback(hObject, eventdata, handles)
global I
figure(2);subplot(2,2,4);imagesc(medfilt2(abs(I)))
title('Image Avec Filtre Median','color','b')
colormap(gray)
axis image.
function pushbutton11_Callback(hObject, eventdata, handles)
global Skh
figure(2);subplot(2,2,4);imagesc(abs(fftshift(fft2(Skh))))
title('Image Avec Filtre de Hamming','color','b')
axis image
function pushbutton12_Callback(hObject, eventdata, handles)
global P
axes(handles.axes1);
mesh(P);view(30,100)
title('Image de l'objet virtuel en 3D','color','b')
function pushbutton13_Callback(hObject, eventdata, handles)
global I
axes(handles.axes1);
surf(abs(I),view(200,60))
title('Image reconstruite en 3D','color','b')
function pushbutton9_Callback(hObject, eventdata, handles)
clear T1 T2 TE TR NV;clc
close (2)
function pushbutton15_Callback(hObject, eventdata, handles)
run IRMGII;
function pushbutton14_Callback(hObject, eventdata, handles)
run accueil;

```

## Annexe II : Fonction de Bessel

La fonction de Bessel de première espèce est obtenue en résolvant l'équation de Bessel de première espèce

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2k}}{k! (n+k)!}$$