





Principes de base de la résonance magnétique nucléaire



Physique	Physique moderne	Physique quantique	
Chimie	Chimie analytique	Résonance magnétique nucléaire	
Biologie	Techniques d'imagerie en biologie		
science appliquée	Médecine	Système nerveux	
science appliquée	Médecine	Radiologie et diagnostic par ultrasons	Imagerie par résonance magnétique (MRT)
 Niveau de difficulté	 Taille du groupe	 Temps de préparation	 Délai d'exécution
difficile	-	10 procès-verbal	45+ procès-verbal

PHYWE
excellence in science

Informations générales

Application

PHYWE
excellence in science

Mise en place de l'unité de formation MRT

La spectroscopie de résonance magnétique nucléaire est largement utilisée pour déterminer la structure des molécules organiques en solution et étudier la physique moléculaire, les cristaux ainsi que les matériaux non cristallins. La RMN est également utilisée de manière routinière dans les techniques d'imagerie médicale avancées, telles que l'imagerie par résonance magnétique (IRM).

Autres informations (1/2)

Connaissances
préalablesPrincipe
scientifique

La relation est exprimée comme suit : $\nu = \frac{e\hbar}{h}$, dans lequel e est la charge de l'électron et \hbar est la constante de Planck. Cette loi est parfois appelée équation photoélectrique inverse.

Les expériences fondamentales comprennent l'ajustement de la fréquence du système, qui est appliquée perpendiculairement au champ magnétique. \vec{B}_0 Le réglage du champ magnétique comme impulsion HF à la fréquence de Larmor, la détermination de l'angle de déviation du vecteur d'aimantation par la durée de l'impulsion HF, les effets de la quantité de substance sur le signal dit FID (free induction decay), les effets d'inhomogénéités spéciales du champ magnétique, la mesure d'un signal d'écho de spin et une procédure de moyennage pour maximiser le rapport signal/bruit. Le réglage de tous ces paramètres est essentiel pour obtenir une image RM de haute qualité.

Autres informations (2/7)

Objectif

d



L'objectif de ces expériences est de démontrer et d'étudier les principes fondamentaux de la résonance magnétique nucléaire (RMN). Les expériences sont réalisées directement avec l'unité de formation MRT.

Cet appareil permet l'examen direct de petits échantillons dans une chambre à échantillon. L'appareil est contrôlé par le logiciel fourni.

Autres informations (3/7)

Tâches

**A : Accorder la fréquence du système à la fréquence de Larmor ν_L**

1. Étudier les effets de la variation des fréquences du système sur le signal FID (free induction decay).
2. Calculer l'intensité du champ magnétique B0B0 de l'aimant permanent à l'aide de la fréquence du système, qui est accordée à la fréquence de Larmor (utiliser $\gamma(\text{hydrogen}) \approx 26.75 \cdot 10^7 \text{ rad/sT}$).
3. Étudier l'influence des facteurs d'interférence externes sur le champ magnétique $\overline{B_0}$. Commentez vos observations.

Autres informations (4/7)

Tâches



4) Y a-t-il des différences entre la fréquence de Larmor de l'huile et celle de l'eau ? Commentez vos observations.

5. Rappelez-vous que le signal FID est un signal complexe au sens mathématique du terme. Pourquoi est-il si important de considérer la partie réelle et la partie imaginaire du signal FID et pas seulement la valeur absolue ?

B : Réglage de la durée de l'impulsion HF pour définir l'angle d'excitation de la RM

1. Étudier l'effet de la durée de l'impulsion HF sur le signal FID (free induction decay).
2. Trouvez les deux durées d'impulsion qui génèrent une impulsion de 90° et de 180°.

Autres informations (5/7)

Tâches

**C : Influence de la quantité de substance sur le signal FID**

1. Étudier l'effet de la quantité de substance sur l'amplitude du signal FID.
2. Étudier l'effet du temps de répétition, c'est-à-dire le temps entre deux mesures consécutives, sur l'amplitude du signal FID et expliquer pourquoi un temps de répétition d'au moins 5 secondes est important pour déterminer l'amplitude du signal dans le cas de l'eau du robinet. Pourquoi un temps de répétition aussi long n'est-il pas nécessaire dans le cas de l'huile ?

D : Minimisation des inhomogénéités du champ magnétique

1. Étudier l'effet d'un champ magnétique supplémentaire (shim) sur l'amplitude du signal FID.
2. Ajustez la cale dans les trois directions de l'espace de manière à obtenir un signal FID aussi long que possible.

Autres informations (6/7)

Tâches

**E : Restauration du signal FID relâché par un écho de spin**

1. Étudier l'effet d'une deuxième impulsion HF sur le signal reçu. Ajuster la durée de la seconde impulsion à une valeur qui provoque une inversion des spins nucléaires de 180° (signal d'écho de spin optimal).
2. Étudier l'effet de la durée de la première impulsion sur le signal FID (voir B) ainsi que sur le signal d'écho de spin.
3. Étudier l'effet du moment de la deuxième impulsion HF sur le signal de l'écho de spin (temps d'écho). Analyser l'amplitude de l'écho de spin à différents temps d'écho.
4. Observer le signal de mesure au moment de la deuxième impulsion HF tout en faisant varier la durée de la première impulsion HF.

Autres informations (7/7)

PHYWE
excellence in science

Tâches

**F : Maximisation du rapport signal/bruit**

1. Étudier l'effet du temps de répétition, c'est-à-dire le temps entre deux mesures consécutives, et du nombre de moyennes sur le signal FID.
2. Essayez d'obtenir un bon rapport signal/bruit le plus rapidement possible.

Consignes de sécurité

PHYWE
excellence in science

Lisez attentivement et complètement le mode d'emploi fourni avant de mettre l'appareil en marche. Veillez à ce que toutes les consignes de sécurité énumérées dans le mode d'emploi soient strictement respectées, lors de la mise en marche de l'appareil.

N'utilisez l'appareil que pour l'usage auquel il est destiné.

Les femmes enceintes et les personnes portant un stimulateur cardiaque doivent se tenir à une distance d'au moins 1 m de l'aimant.

Théorie (1/35)

Aujourd'hui, l'IRM (imagerie par résonance magnétique) ou la MRT (tomographie par résonance magnétique) est une méthode d'imagerie fondamentale très fréquemment utilisée. Les scanners IRM permettent de visualiser les structures et les fonctions des tissus et des organes corporels de manière non invasive. C'est pourquoi son principal domaine d'application est le diagnostic clinique. Cependant, cette méthode peut également être utilisée pour l'analyse chimique de mélanges. Tous les types de méthodes d'IRM sont basés sur la résonance magnétique nucléaire (RMN). Le spin nucléaire est une mesure du moment angulaire total d'un noyau atomique et est donc de nature purement quantique (voir Fig. 11).

Les composants fondamentaux d'un noyau atomique sont les protons et les neutrons (nucléons). En tant que fermions, ils présentent le spin nucléaire $\frac{1}{2}$. Il en résulte, que le spin nucléaire I est un entier général si le nombre de nucléons est pair (par ex. $I({}^{14}_7\text{N}) = 1$) et un demi-entier si le nombre de nucléons est impair (par ex. $I({}^{15}_7\text{N}) = \frac{1}{2}$).

Théorie (2/35)

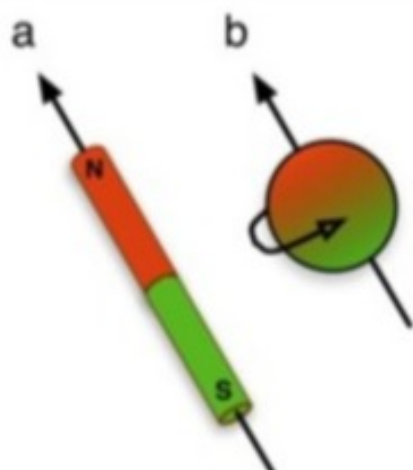


Figure 11

Deux protons ou deux neutrons forment des paires avec un spin antiparallèle (voir Fig. 12). À l'état fondamental, cet arrangement se traduit par le spin nucléaire $I = 0$ (particules élémentaires appariées, principe d'exclusion de Pauli). ${}^{12}_6\text{C}$ ou ${}^{16}_8\text{O}$ par exemple, n'ont pas de spin nucléaire.

Dans le cas de l'élément ${}^{14}_7\text{N}$ Cependant, un neutron et un proton existent à l'état non apparié et le spin nucléaire qui en résulte est le suivant $I = 1$ (voir figure 12). En raison de la division de l'énergie par la mécanique quantique, le spin nucléaire I peut prendre des valeurs comprises entre 0 et $\frac{15}{2}$. Par exemple, le cas suivant s'applique : $I({}^1_1\text{H}) = \frac{1}{2}$, $I({}^{13}_6\text{C}) = \frac{1}{2}$, $I({}^{17}_8\text{O}) = \frac{3}{2}$, $I({}^{19}_9\text{F}) = \frac{1}{2}$ et $I({}^{31}_{15}\text{P}) = \frac{1}{2}$.

Théorie (3/35)

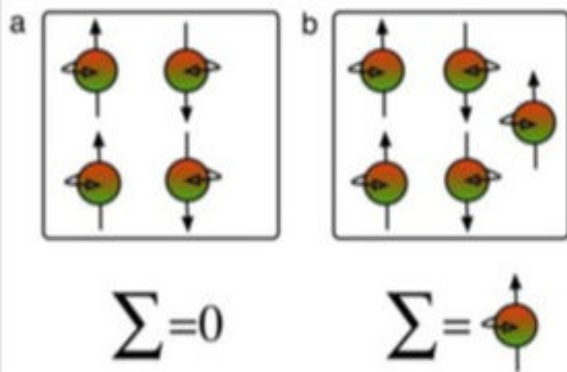


Figure 12

Conformément au principe d'exclusion de Pauli, les noyaux atomiques des éléments ayant un nombre pair de protons et de neutrons n'ont pas de spin nucléaire (a) résultant et, par conséquent, pas de moment magnétique.

Les noyaux atomiques comportant un nombre impair de particules nucléaires ont un spin nucléaire résultant et un moment magnétique (b).

Théorie (4/35)

En raison du moment angulaire intrinsèque, les noyaux atomiques dotés d'un spin nucléaire ont un moment magnétique $\vec{\mu}$ (voir figure 11). C'est pourquoi ils s'alignent dans un champ magnétique statique externe \vec{B}_0 . Toutefois, contrairement aux "aimants en barre" courants, ils le font de manière parallèle et antiparallèle sur la base de la quantification de l'énergie. La différence d'énergie entre les deux états est de

$$\Delta E = \hbar \omega_L (1)$$

Les états énergétiques légèrement différents, ne sont pas occupés de manière égale dans l'équilibre thermique. Conformément à la distribution de Boltzmann, la règle suivante s'applique :

$$\frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}} = \exp\left(\frac{-\hbar \omega_L}{kT}\right) \approx 1 - \frac{\hbar \omega_L}{kT} (2)$$

Théorie (5/35)

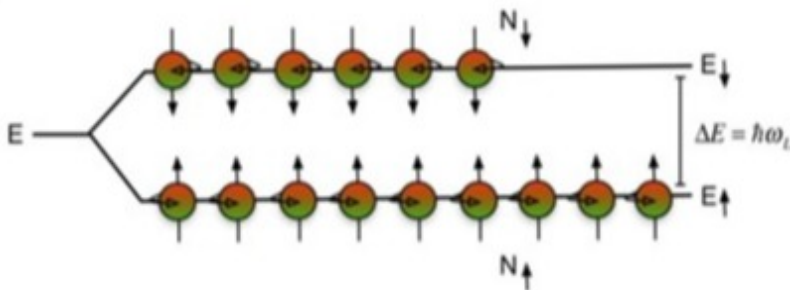


Figure 13

Séparation de l'énergie des spins nucléaires dans un champ magnétique. Parallèle ($N \uparrow$) et antiparallèles ($N \downarrow$) correspondent à deux états énergétiques différents. La différence d'énergie entre ces états est exactement de $\hbar\omega_L$.

L'état de basse énergie est légèrement plus occupé que l'état de haute énergie. ($N \uparrow > N \downarrow$). Il en résulte un "excès de spin" avec des orientations de spin parallèles et une magnétisation effective dans la direction du champ magnétique externe.

Théorie (6/35)

Par conséquent, le spin parallèle $N \uparrow$ est légèrement favorisée. Dans la moyenne de l'ensemble (ensemble = tous les spins nucléaires), cela conduit à une magnétisation effective macroscopique dans la direction du champ magnétique \vec{B}_0 (aimantation longitudinale \vec{M}_{L0}). Le fait que l'on puisse effectivement mesurer l'aimantation effective est dû au grand nombre de protons d'hydrogène, par exemple, dans un volume à analyser. Parmi les 10^6 protons à un Tesla, il n'y a qu'un surplus d'environ 6 protons dans l'état de basse énergie. Cependant, un millimètre cube d'eau comprend environ $6.7 \cdot 10^{19}$ protons d'hydrogène et, par conséquent, un surplus d'environ $400 \cdot 10^{12}$ protons dans l'état de basse énergie par rapport à l'état de haute énergie.

L'aimantation $\vec{M}_{L0}(t)$ qui est évoquée par ces spins nucléaires excédentaires précesse autour du vecteur de champ statique \vec{B}_0 avec une fréquence spécifique au noyau qui dépend également de l'intensité du champ magnétique. Cette fréquence est appelée fréquence de Larmor ν_L (voir Fig. 14). Les règles suivantes s'appliquent :

Théorie (7/35)

$$\nu_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 (3)$$

Le mouvement de précession est décrit par l'équation de Landau-Lifshitz

$$\frac{d}{dt} \overrightarrow{M_{L0}}(t) = 2\pi \cdot \overrightarrow{\nu_L} \times \overrightarrow{M_{L0}}(t) (4)$$

avec $\overrightarrow{\nu_L} \parallel \overrightarrow{B_0}$ (voir Fig. 14).

Il est important que, dans l'état fondamental, tous les spins nucléaires soient déphasés, c'est-à-dire que leur effet dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'atome soit déphasé par rapport à l'axe de l'atome. $\overrightarrow{B_0}$ est nulle (voir Fig.15).

Théorie (8/35)

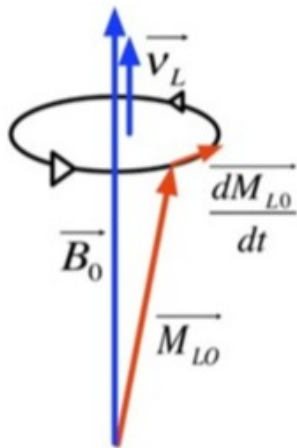


Fig. 14

Fig. 14 : Représentation vectorielle de la précession d'un vecteur d'aimantation autour d'un champ magnétique externe. Le mouvement de précession dynamique est décrit par l'équation de Landau-Lifshitz.

Théorie (9/35)

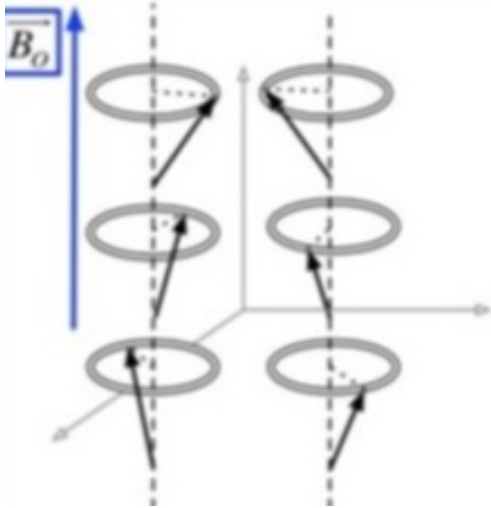


Fig. 15

Fig. 15 : Mouvement de précession de tous les spins autour d'un champ magnétique externe. Les spins individuels précessent de manière déphasée et n'ont donc pas d'effet perpendiculaire au champ magnétique.

Théorie (10/35)

Après l'application d'une impulsion HF (haute fréquence) par l'intermédiaire d'une bobine HF perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 les spins nucléaires se retournent précisément au moment où la condition de résonance (3) est remplie, c'est-à-dire lorsque la fréquence de l'impulsion HF (fréquence du système) correspond à la fréquence de Larmor ν_L des noyaux à analyser (généralement des protons d'hydrogène). Il est évident, que le courant alternatif dans la bobine HF génère un champ magnétique oscillant $\vec{B}_1(t)$ qui est perpendiculaire à \vec{B}_0 . Chaque champ magnétique oscillant peut être décrit comme étant formé de deux composantes de champ qui tournent dans des directions opposées.

La composante du champ qui tourne à l'opposé de la fréquence de Larmor ν_L n'a pas d'effet sur le moment magnétique $\vec{\mu}$. Sous l'effet de l'impulsion HF, les spins nucléaires détectent un champ magnétique $\vec{B}_1(t)$ qui tourne en phase avec leur fréquence de précession, c'est-à-dire la fréquence de Larmor ν_L .

Théorie (11/35)

Cela signifie que pendant l'impulsion HF, il y a deux champs magnétiques, le champ magnétique statique \vec{B}_0 et le champ magnétique tournant $\vec{B}_1(t)$. Afin de mieux comprendre l'effet de ces champs magnétiques, nous utilisons maintenant un système de coordonnées en co-rotation avec $\vec{B}_1(t)$.

Nous choisissons un système de coordonnées dans lequel le champ magnétique statique \vec{B}_0 dans la direction z et le champ magnétique $\vec{B}_1(t)$ qui tourne autour de l'axe z pointe dans la direction x' (voir Fig. 16). Dans ces conditions, le système de coordonnées x'-y'-z tourne autour de l'axe z avec la fréquence de l'impulsion HF (fréquence du système).

Si les spins nucléaires tournent également autour de l'axe z avec la fréquence du système, c'est-à-dire si la fréquence du système est égale à la fréquence de Larmor ν_L (condition de résonance), l'axe effectif du champ magnétique $\vec{B}_1(t)$ semble être statique.

Théorie (12/35)

Les spins nucléaires précessent également autour de ce nouvel axe effectif, ce qui entraîne une déviation du vecteur d'aimantation et, par conséquent, une aimantation dans le plan x'-y'. Il en résulte un vecteur d'aimantation $\vec{M}_\varphi(t)$ qui est dévié par l'angle φ tourne autour de l'axe z avec la fréquence de Larmor ν_L dans le système de coordonnées x-y-z (voir Fig. 16). φ est déterminée par l'amplitude et la durée de l'impulsion HF.

Quel que soit le système de coordonnées utilisé, l'équation de mouvement suivante s'applique à $\vec{M}_\varphi(t)$:

$$\frac{d}{dt} \vec{M}_\varphi(t) = 2\pi \cdot \vec{\nu}_{eff} \times \vec{M}_\varphi(t) \quad (5)$$

Théorie (13/35)

$\vec{\nu}_{eff}$ est donnée par l'intensité du champ de fréquences HF et par l'écart par rapport à la fréquence de Larmor $\vec{\nu}_L$ dans le système co-mobile de coordonnées x'-y'-z (voir Fig. 17).

Les dispositions suivantes s'appliquent :

$$\vec{\nu}_{eff} = \nu_1 \vec{e}'_x + (\nu_L - \nu) \vec{e}_z = -\frac{\gamma}{2\pi} B_1 \vec{e}'_x + (\nu_L - \nu) \vec{e}_z \quad (6)$$

avec

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{\nu_1}{\nu_L - \nu} \quad \text{and} \quad \nu_{eff} = \sqrt{(\nu_L - \nu)^2 + \nu_1^2} \quad (7)$$

Théorie (14/35)

$\vec{M}_\varphi(t)$ peut être résolue en une composante parallèle au champ magnétique statique \vec{B}_0 (aimantation longitudinale $\vec{M}_L(t)$) et en une composante perpendiculaire (magnétisation transversale $\vec{M}_Q(t)$) qui tourne dans un plan perpendiculaire à \vec{B}_0 avec la fréquence de Larmor ν_L .

Théorie (15/35)

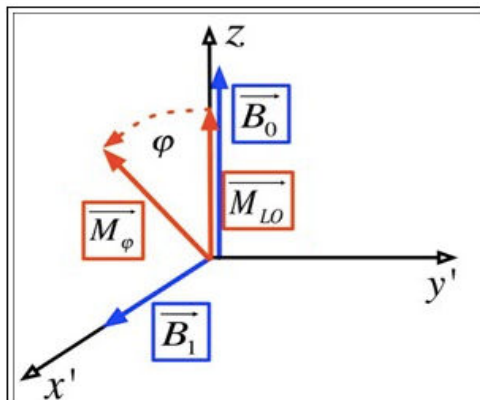


Fig. 16: Deflection of the magnetisation from the z -direction in the rotating system of co-ordinates x' - y' - z . (B_0) always acts in the z -direction, while the magnetic field (B_1) that is produced by way of the HF pulse always points in the x' -direction.

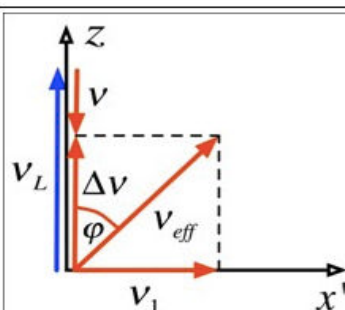


Fig. 17: Resolution of frequencies in the co-rotating system of co-ordinates.

Théorie (16/35)

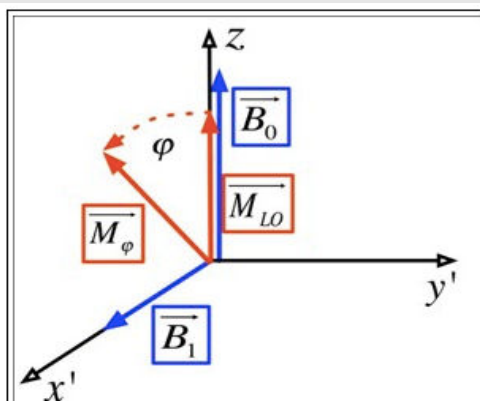


Fig. 16: Deflection of the magnetisation from the z -direction in the rotating system of co-ordinates x' - y' - z . (B_0) always acts in the z -direction, while the magnetic field (B_1) that is produced by way of the HF pulse always points in the x' -direction.

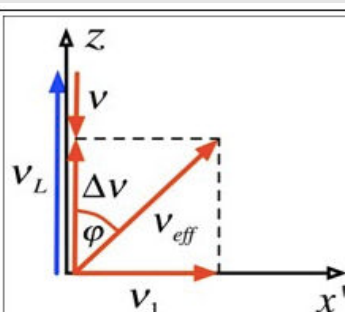


Fig. 17: Resolution of frequencies in the co-rotating system of co-ordinates.

Théorie (17/35)

En conséquence, les dispositions suivantes s'appliquent :

$$\vec{M}_\varphi(t) = \vec{M}_L(t) + \vec{M}_Q(t) \quad (8)$$

Une impulsion de 90° synchronise les phases des spins, ce qui entraîne une magnétisation complète dans la direction transversale. ($|\vec{M}_Q(0)| = |\vec{M}_{L0}|$; $|\vec{M}_L(0)| = 0$) (voir figures 18 et 20). Les magnétisations transversales agissent comme des aimants rotatifs et, conformément à la loi de l'induction, elles induisent une tension alternative dans une bobine. Il convient également de mentionner que l'évolution de cette tension dans le temps est le signal RM à étudier. La bobine réceptrice est la même que celle qui a déjà appliqué le signal HF (bobine émettrice/réceptrice).

Une impulsion de 180° transfère une telle quantité d'énergie à l'excès $N \uparrow$ qu'ils passent de l'état de basse énergie à l'état de haute énergie.

Théorie (18/35)

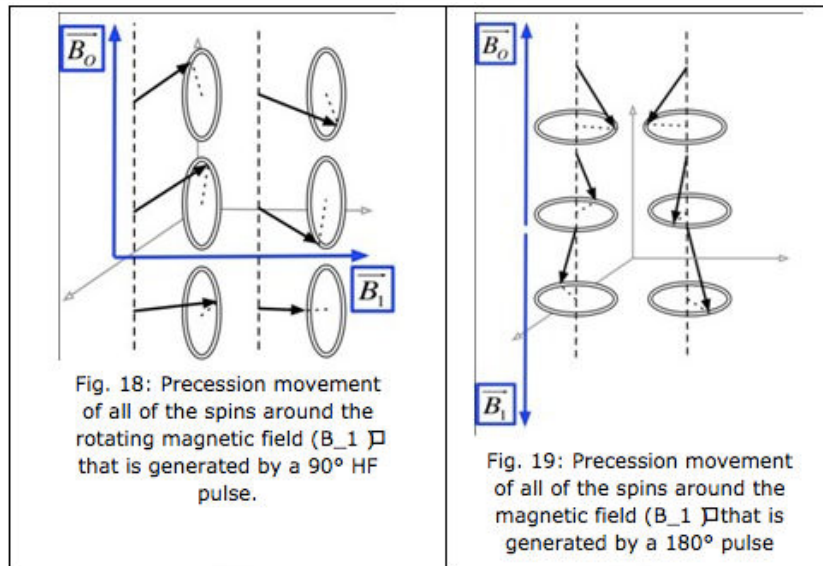
Il en résulte une inversion complète de l'aimantation, c'est-à-dire une aimantation antiparallèle au vecteur de champ magnétique statique d'origine. $\vec{B}_0 \cdot (|\vec{M}_Q(0)| = 0; \vec{M}_L(0) = \vec{M}_{L0})$ (voir figures 19 et 21). Dans ce cas, il n'y a pas d'aimantation dans le plan de la bobine réceptrice. Cela signifie que le vecteur d'aimantation qui précède autour de \vec{B}_0 et qui a une orientation opposée ne peut plus induire de tension et les amplitudes du signal RM diminuent jusqu'à zéro.

Des angles de déviation plus importants fourniront à nouveau un signal. Pour l'amplitude initiale après l'impulsion d'excitation HF, la relation suivante s'applique :

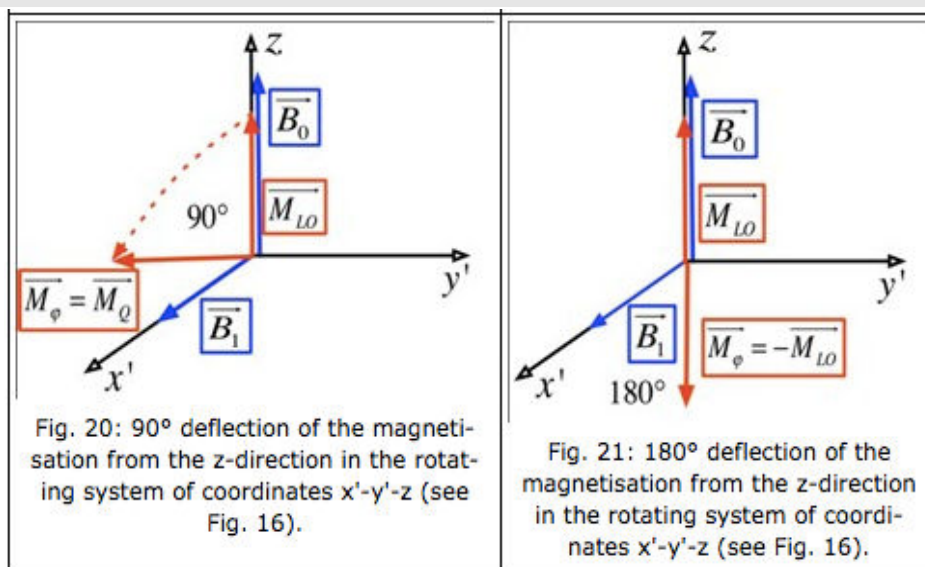
$$A(\tau) = A_{max} \sin(\gamma \cdot B_1 \cdot \tau) \quad (9)$$

avec γ comme le rapport gyromagnétique spécifique à la particule et τ comme la durée de l'impulsion d'excitation HF.

Théorie (19/35)



Théorie (20/35)



Théorie (21/35)

Plus le moment magnétique rotatif est important $\vec{\mu}$ et plus la fréquence de rotation est élevée, plus le signal RM généré, par exemple par une impulsion exacte de 90° , est élevé. Les deux sont proportionnels au champ magnétique statique \vec{B}_0 afin d'utiliser un champ magnétique aussi puissant que possible pour obtenir un bon rapport signal/bruit (les champs magnétiques standard pour l'imagerie clinique se situent entre 0,2 T et 3 T, pour la recherche biomédicale entre 1,5 T et 7 T, et pour la spectroscopie à haute résolution entre 7 T et 21 T).

Pour obtenir un signal RM puissant, il est également important de maintenir le champ magnétique externe aussi constant que possible dans le temps. Même de légères variations de l'intensité du champ magnétique entraîneront automatiquement des modifications de la condition de résonance (3), et une fréquence du système qui a été accordée à la fréquence de Larmor perdra tout son potentiel de déviation. Une déviation de spin ne peut se produire qu'aux endroits où la condition de résonance est remplie lorsqu'une impulsion HF est appliquée. Cette déviation du spin conduit finalement à une magnétisation transversale et, par conséquent, à un signal RM.

Théorie (22/35)

Enfin, le signal RM dépend bien sûr de l'échantillon lui-même. Si nous examinons le signal RM des protons d'hydrogène, nous constatons qu'avec une densité de protons plus élevée, le nombre de spins nucléaires excitables et, par conséquent, l'intensité du signal RM augmentent dans les conditions de résonance (3).

Après chaque interférence de l'ensemble de spins causée par une impulsion HF, les spins s'efforcent de retrouver leur état d'équilibre énergétique (relaxation) dans le champ magnétique externe statique. Au cours de ce processus, l'aimantation transversale diminue plus rapidement que l'aimantation longitudinale d'origine ne peut se reconstituer. Le rétablissement exponentiel de l'aimantation longitudinale $\vec{M}_L(t)$ est décrite par le temps de relaxation T_1 tandis que la décroissance exponentielle de l'aimantation transversale $\vec{M}_Q(t)$ est décrite par le temps de relaxation T_2 .

Théorie (23/35)

Les dispositions suivantes s'appliquent :

$$M_L(t) = M_{L0}(1 - ce^{-t/T_1}) \quad (10)$$

$$M_Q(t) = M_Q(0)e^{-t/T_2} \quad (11)$$

avec M_{L0} comme l'intensité de l'aimantation longitudinale initiale, la constante c comme l'état de l'ensemble de spin au début de la relaxation ($c = 1$: *saturation*, $c = 2$: *inversion*) et $M_Q(0)$ comme l'intensité de l'aimantation transversale directement après l'impulsion HF appliquée à la fréquence de Larmor. L'aimantation transversale qui diminue de façon exponentielle est le signal RM réel qui peut être détecté au moyen des bobines du récepteur. Ce signal est appelé signal FID (free induction decay) (voir Fig. 23).

Théorie (24/35)

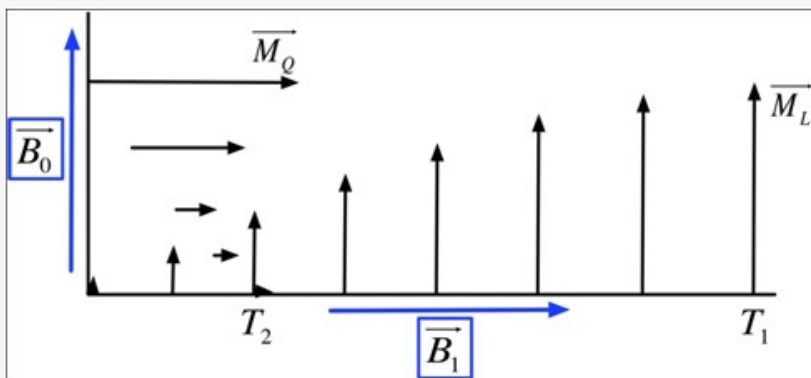


Fig. 22 : Relaxation longitudinale et transversale après une impulsion HF de 90°. L'aimantation transversale décroît plus rapidement que l'aimantation longitudinale ne s'accumule (T_2).

Figure 22

Théorie (25/35)

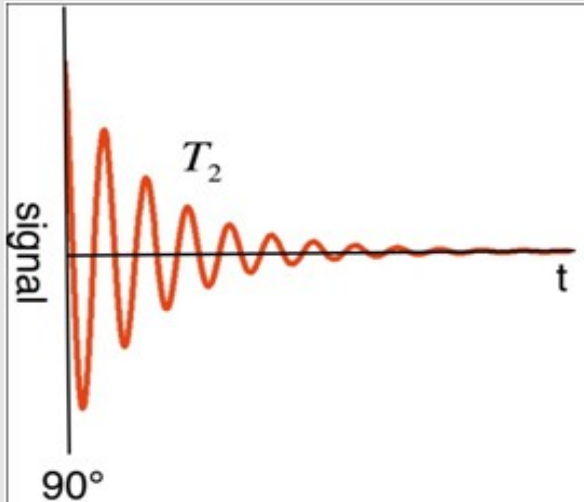


Figure 23

Fig. 23 : Signal FID après une impulsion HF de 90°. Le signal décroît avec un temps de relaxation caractéristique T_2 . T_2 est basé sur des inhomogénéités de champ locales et dépendantes du temps (interactions spin-spin, interactions spin-réseau). Les inhomogénéités de champ supplémentaires, temporellement et spatialement constantes, conduisent finalement au temps de relaxation réel et mesurable T_2^* qui est même beaucoup plus court que T_2 (voir ci-dessous).

Théorie (26/35)

Le mouvement dynamique du vecteur de magnétisation transversale $\overrightarrow{M_Q(t)}$ pendant la relaxation du signal FID décrit en fait une oscillation à amortissement exponentiel. Si la fréquence d'excitation de l'impulsion HF (fréquence du système) générée par la bobine de l'émetteur/récepteur est utilisée comme référence, les oscillations du signal FID indiquent la différence entre la fréquence de Larmor et la fréquence du système.

Si elles sont petites, cela signifie que la fréquence du système a été parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor conformément à la condition de résonance (3). C'est pourquoi la prise en compte séparée des parties réelles et imaginaires du signal est absolument essentielle pour l'ajustement fin de la fréquence du système à la fréquence de Larmor. C'est la seule façon de rendre les oscillations du signal FID réellement visibles.

Théorie (27/35)

Le mouvement dynamique réel du vecteur de magnétisation totale $\vec{M}_\varphi(t)$ après l'impulsion HF (sans considération séparée de la relaxation longitudinale et transversale), tout en tenant compte de la précession et de la relaxation de Larmor, se produit sur une trajectoire en spirale tridimensionnelle. Plus cette trajectoire en spirale tourne hors du plan de déviation, plus elle se rapproche du vecteur de champ magnétique statique. \vec{B}_0 .

L'équation exacte du mouvement associée peut être trouvée dans la littérature (équation de Landau-Lifshitz, équation de Bloch). Au final, le vecteur d'aimantation totale $\vec{M}_\varphi(t)$ précède à nouveau autour de \vec{B}_0 avec la fréquence de Larmor ν_L et l'équation de Landau-Lifshitz (4) s'applique avec $\vec{M}_\varphi(t) = \vec{M}_{L0}(t)$.

Théorie (28/35)

Le fait que T_2 est normalement plus petit que T_1 repose sur différents mécanismes d'interaction. Les noyaux (par exemple les protons de l'hydrogène), dont le spin décrit l'aimantation effective, perçoivent des champs magnétiques localement fluctuants en fonction des mouvements moléculaires. Ces champs magnétiques se superposent au champ magnétique externe. Dans le cas d'une certaine position et d'une certaine oscillation, ils peuvent conduire à un "retournement de spin" naturel. La probabilité et la vitesse de ces "retournements de spin nucléaire" dépendent de la substance environnante, ce qui donne lieu à différentes T_1 dans différents milieux. Étant donné qu'un noyau transfère de l'énergie à son environnement (souvent appelé réseau) au cours de la relaxation longitudinale, l'effet de la relaxation longitudinale sur l'environnement est plus important que l'effet de la relaxation longitudinale. T_1 est également appelé "relaxation du réseau de spin". Le processus T_2 est également basé sur l'interaction spin-réseau.

Cependant, la perte de cohérence entre les spins giratoires et, par conséquent, le déphasage, entraînent également une interaction supplémentaire, appelée "interaction spin-spin". Chaque retournement de spin entraîne automatiquement une modification locale minimale du champ magnétique. Ce changement est détecté par les spins voisins et leurs fréquences de précession se déplacent ($\sim 40\text{kHz}$).

Théorie (29/35)

Par conséquent, les noyaux de l'échantillon se transforment à différents endroits avec différentes fréquences et, de ce fait, induisent également des tensions de signal avec différentes fréquences dans la bobine réceptrice. Le signal observé est une superposition de tous ces signaux individuels. Ce signal total déphasé décroît très rapidement et l'aimantation transversale de l'ensemble de spins disparaît avant même que l'aimantation longitudinale ne se soit reconstituée. Par conséquent, les inhomogénéités de champ locales déterminent la durée du signal FID.

Dans les sections suivantes, nous examinerons de plus près la quantité essentielle de la technologie RM, le signal FID, c'est-à-dire l'évolution temporelle de la décroissance de l'aimantation transversale. Nous avons déjà expliqué que le signal FID reflète l'évolution temporelle de la tension induite dans la bobine de l'émetteur/récepteur disposée perpendiculairement au champ magnétique externe. Il est particulièrement fort lorsqu'un nombre particulièrement élevé de spins nucléaires sont déviés de manière synchrone en phase dans une direction perpendiculaire au champ magnétique externe. En raison des interactions spin-spin, elle décroît beaucoup plus rapidement que l'aimantation longitudinale ne peut se reconstituer.

Théorie (30/35)

Les interactions spin-spin sont des inhomogénéités de champ locales, dépendantes du temps, qui entraînent un déphasage très rapide de l'ensemble des spins nucléaires. Ces inhomogénéités de champ ne peuvent être évitées, c'est pourquoi la durée du signal FID mesurable est fortement limitée.

Il existe également des inhomogénéités de champ purement statiques qui sont constantes dans le temps et l'espace. Il s'agit principalement de variations locales du champ causées par le corps du patient, par exemple, ainsi que d'inhomogénéités techniques de l'aimant. Ces variations du champ magnétique contribuent également à l'évanouissement des spins nucléaires. En conséquence, l'ensemble des spins nucléaires se déphase pendant un temps T_2^* et est donc encore plus rapide que le temps de relaxation T_2 ($T_2^* < T_2 < T_1$). Il est toutefois possible de compenser partiellement les inhomogénéités de champ constantes dans le temps et dans l'espace et, par conséquent, d'allonger artificiellement la durée du signal FID T_2^* . Afin d'accroître l'homogénéité du champ magnétique statique, par exemple, on lui superpose souvent un champ magnétique généré par des bobines électriques. Ce champ magnétique est appelé "champ magnétique shim".

Théorie (31/35)

En outre, la cohérence de phase des spins n'est pas irréversiblement détruite pendant le temps T_2^* puisque le processus de déphasage suit un schéma bien défini dans le cas d'inhomogénéités de champ temporellement et spatialement constantes. Nous pouvons inverser l'influence des inhomogénéités de champ par une sorte d'astuce.

Immédiatement après une impulsion de 90° , les spins nucléaires précessent de manière synchrone en phase dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 . Cependant, les spins divergent de manière relativement systématique en fonction des variations de champ constantes dans le temps et dans l'espace, c'est-à-dire que le spin 1 précède avec une vitesse maximale, tandis que le spin n précède avec une vitesse minimale. Il en résulte une séquence de phases bien définie. Le spin 1 est toujours le premier et le spin n toujours le dernier dans le mouvement de rotation autour de l'objet \vec{B}_0 (voir Fig. 24). Si, après un certain temps T_S l'ordre d'inversion est donné par une impulsion de 180° , c'est-à-dire que si l'ensemble des pirouettes en éventail est retourné de 180° (voir "omelette retournée"), la pirouette 1 sera soudainement la dernière pirouette et la pirouette n la première dans le mouvement de rotation autour de l'axe de l'omelette \vec{B}_0 .

Théorie (32/35)

Cependant, comme le spin 1 tourne plus vite, il rattrape le spin n après le temps $2 \cdot T_S$. C'est précisément à ce moment que le synchronisme de phase initial de l'ensemble des spins est rétabli. Le signal RM rétabli est appelé écho de spin (voir figure 24). L'écho de spin peut être comparé à des coureurs sur une piste de course. Après le temps T_S Les coureurs reçoivent l'ordre d'inverser leur direction tout en conservant leur vitesse initiale. Après le temps $2 \cdot T_S$ Tous les coureurs se retrouveront sur la ligne de départ.

Le signal d'écho de spin augmente avant le temps $2 \cdot T_S$ puisque tous les spins nucléaires progressent de manière de plus en plus synchrone en phase autour de \vec{B}_0 et sont donc éliminés dans une moindre mesure par le calcul de la moyenne. Elle atteint son maximum précisément dans le temps $2 \cdot T_S$ La durée de la phase de synchronisation est de trois heures, car la phase de synchronisation complète est atteinte, avant qu'elle ne diminue après la période de temps $2 \cdot T_S$ de la même manière qu'il avait augmenté auparavant. Par la suite, l'ensemble de spin s'étend à nouveau. Le temps $2 \cdot T_S$ est également appelé temps d'écho T_E (voir Fig. 25).

Théorie (33/35)

Le signal de l'écho de spin lui-même diminue avec T_2^* tandis que son amplitude diminue avec T_2 (voir figure 25). Ceci est évident car le déphasage ne peut pas être inversé en raison des interactions spin-spin décrites ci-dessus. Par conséquent, l'application d'une impulsion de 180° conduit à la génération d'un écho de spin détectable uniquement dans le temps entre T_2^* et T_2 . La question qui demeure est de savoir pourquoi l'enregistrement et l'évaluation d'un signal d'écho de spin sont si avantageux par rapport à l'enregistrement et à l'évaluation du signal FID qui diminue avec le temps. T_2^* et qui est générée immédiatement après l'impulsion HF de 90° .

Cela résulte simplement du fait que l'intensité du signal FID est difficile à mesurer, car il apparaît soudainement et ne fournit donc pas d'informations absolument fiables sur le fait qu'un processus de relaxation a déjà commencé. Comme le maximum de l'écho de spin peut être facilement identifié, cette incertitude peut être évitée. En outre, lors de l'enregistrement de l'écho de spin, le temps d'appliquer certaines informations au signal afin de les utiliser pour des analyses ultérieures est de

Théorie (34/35)

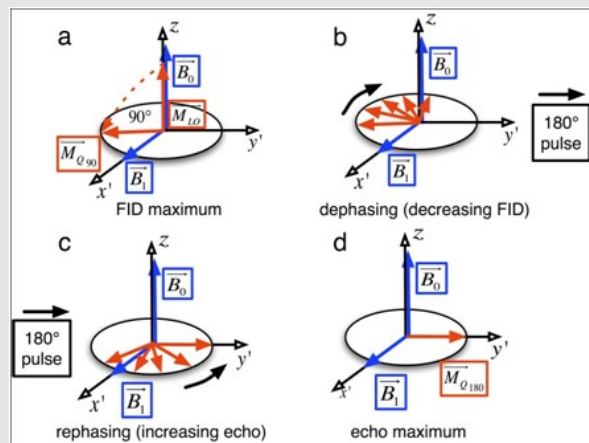


Figure 24

Fig. 24 : Rétablissement du signal FID détendu par un écho de spin qui renverse les spins nucléaires individuels de 180° (omelette retournée). Représentation du système co-mobile de coordonnées x'-y'-z. (a) Tous les spins nucléaires sont en phase et inclinés de 90° par rapport à la précession initiale autour de $(B_0) \vec{z}$. Le signal FID est ici à son maximum. (b) En raison des inhomogénéités du champ statique, les spins sont déphasés. Le signal FID qui en résulte diminue. (c) Une impulsion de 180° après le temps T_S inverse toutes les positions de phase. Les spins nucléaires se remettent de plus en plus en phase jusqu'à ce qu'un signal puisse à nouveau être mesuré. (d) Tous les spins nucléaires sont de nouveau en phase. Après le temps d'écho $T_E = 2T_S$, l'amplitude du signal d'écho est maximale.

Théorie (35/35)

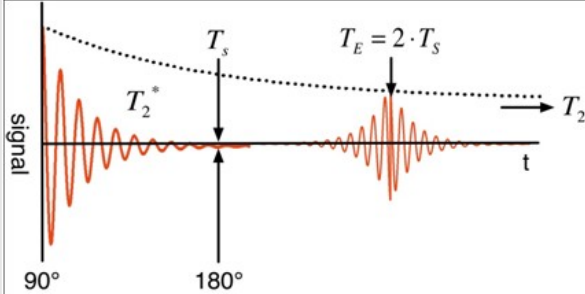


Figure 25

Fig. 25 : Signal d'écho de spin. Le signal FID qui s'est relâché pendant le temps T_2^* n'a pas complètement disparu. Il peut être rétabli par une impulsion de 180° après le temps T_s . Le signal d'écho de spin qui en résulte atteint son maximum après le temps $T_E = 2 \cdot T_s$. C'est précisément à ce moment que tous les spins nucléaires précèdent à nouveau de manière synchrone en phase dans le plan perpendiculaire à (B_0) . L'amplitude du signal d'écho de spin restauré diminue avec T_2 . Ceci est basé sur le "déphasage" irréversible dû aux interactions spin-spin.

Equipement

Position	Matériel	No. d'article	Quantité
1	Appareil d'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM) avec logiciel et manuel	09500-99	1



Mise en place et procédure

Configuration (1/3)

Installez l'unité MR comme indiqué à la figure 1. Veillez à ce que l'appareil soit utilisé dans une pièce sèche et exempte de poussière. Veillez à ce que l'appareil soit installé à l'abri des vibrations. L'interrupteur d'alimentation et le connecteur de l'appareil doivent être librement accessibles. Veillez à ce que les fentes d'aération ne soient pas obstruées ou couvertes. Maintenez une distance de sécurité suffisante par rapport aux autres appareils techniques et aux supports de stockage, car ils peuvent être endommagés par des aimants puissants. Retirer tout objet métallique se trouvant à proximité de l'appareil.

Vérifier que l'interrupteur POWER de l'unité de contrôle est en position d'arrêt (voir Fig. 3).

Connecter l'unité de contrôle à l'alimentation électrique via le connecteur d'alimentation (12 V DC, 2 A). Il est absolument nécessaire d'utiliser le bloc d'alimentation prévu à cet effet (voir Fig. 3).

Configuration (2/3)

PHYWE
excellence in science

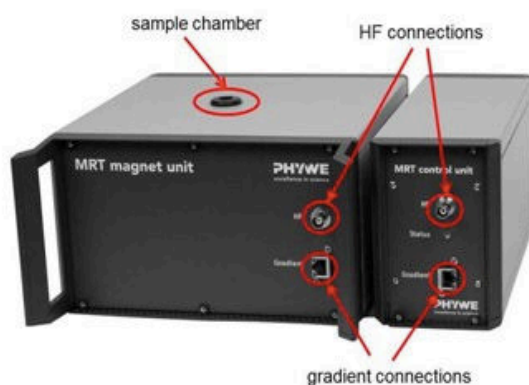


Fig. 2: Magnet and control unit connectors



Fig. 3: Connectors at the back of the control unit

Mise en place (3/3)

PHYWE
excellence in science

Connecter l'unité de contrôle et l'aimant à l'aide des câbles de gradient et BNC prévus à cet effet (voir Fig. 2). Ensuite, connectez les interfaces USB de l'unité de contrôle et de l'ordinateur de mesure à l'aide d'un câble USB 2.0 à haut débit (voir Fig. 3). Allumez l'appareil à l'aide de l'interrupteur à bascule POWER (l'unité MR ne doit être allumée que pour réaliser des expériences). Lors du premier démarrage de l'appareil, le système d'exploitation de l'ordinateur reconnaît l'unité de contrôle. Installez ensuite le pilote de l'appareil et le logiciel de mesure (voir les instructions d'installation). Lancer le logiciel "measure MRT".

Note:

Les détails concernant le fonctionnement de l'unité RM ainsi que la manipulation des échantillons dans la chambre d'échantillonnage RM figurent dans les instructions d'utilisation correspondantes.

Procédure (1/12)

Lorsque le logiciel "measure MRT" est lancé, une fenêtre s'ouvre automatiquement, comme le montre la figure 4. Dans la zone 1, les expériences peuvent être sélectionnées (zone des expériences). Les paramètres associés sont affichés dans la zone 2 (zone des paramètres). La zone 3 montre une représentation de la séquence de l'expérience sélectionnée (zone des séquences). Enfin, les résultats sont affichés dans la zone 4 (zone des résultats). Toutes ces zones peuvent être disposées à volonté dans la fenêtre. Une disposition individuelle peut être sauvegardée pour des mesures ultérieures via le bouton "Program settings".

Remarque :

Les expériences suivantes (A-F) doivent être réalisées dans l'ordre chronologique. Comme les conditions d'expérience peuvent changer au fil du temps (par exemple, de petites fluctuations du champ magnétique), il peut être utile de répéter une certaine expérience afin de réajuster les paramètres correspondants. Le dernier réglage des paramètres sera sauvegardé.

Procédure (2/12)

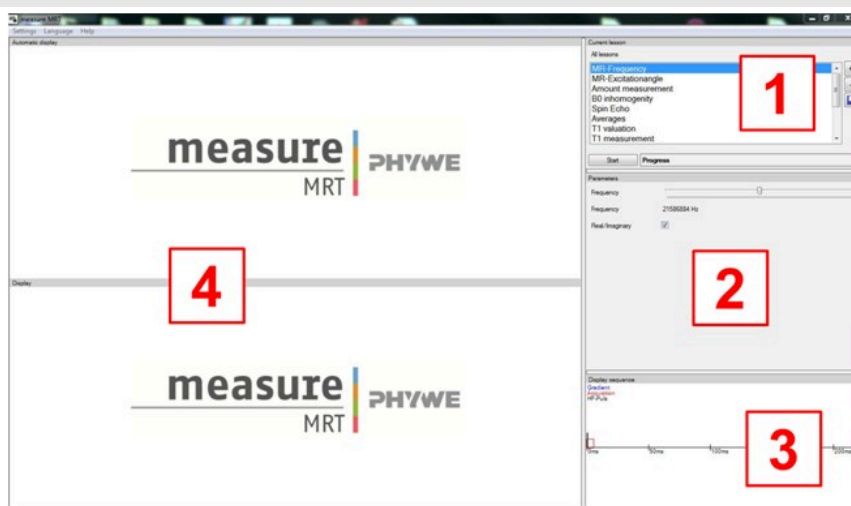


Fig. 4 : Domaines du programme "measure MRT".

Procédure (3/12)

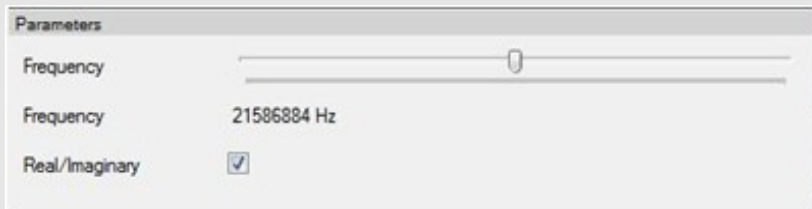


Fig. 5 : Fréquence MR - paramètres

A : Accorder la fréquence du système à la fréquence de Larmor

1. Placez l'échantillon d'huile de 10 mm dans la chambre d'échantillonnage de l'appareil. Dans la zone d'expérimentation (leçons), sélectionnez la leçon intitulée Fréquence MR. La zone des paramètres affiche les options de réglage Fréquence et Réel/Imaginaire (voir Fig. 5). Faites varier la fréquence du système de l'unité MR à l'aide du curseur Fréquence.

Procédure (4/12)

2. Régler une valeur de fréquence du système qui fournit le signal FID maximal. Continuer à modifier la fréquence jusqu'à ce que le signal ne présente que quelques oscillations ou pas du tout (réglage fin). La fréquence du système ainsi trouvée correspond à la fréquence de Larmor des protons de l'hydrogène.

3. Pendant que la mesure est en cours, approchez un morceau de fer de l'aimant.

4. Pendant que la mesure est en cours, remplacer l'échantillon d'huile de 10 mm par l'échantillon d'eau de 10 mm.

5. Activez ou désactivez l'option Réel/Imaginaire pendant la mesure. La partie réelle, la partie imaginaire et la valeur absolue du signal à un moment précis de la mesure peuvent également être affichées séparément à l'aide de l'option Evaluation (clic droit dans la zone des résultats).

Remarque : à la fin de cette partie de l'expérience, réglez la fréquence du système conformément à la tâche 2. Cette fréquence sera adoptée pour les autres parties de l'expérience.

Procédure (5/12)

PHYWE
excellence in science

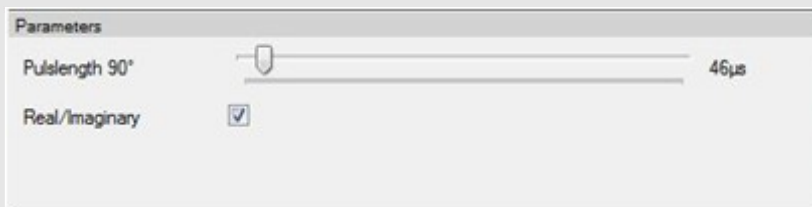


Fig. 6 : Paramètres de l'angle d'excitation de la RM

B : Réglage de la durée de l'impulsion HF pour définir l'angle d'excitation de la RM

1. Placez l'échantillon d'huile de 10 mm dans la chambre d'échantillonnage de l'appareil. Dans la zone des expériences (leçons), sélectionnez l'angle d'excitation MR de la leçon. La zone des paramètres affiche les options de réglage Longueur d'impulsion 90° et Réel/Imaginaire (voir Fig. 6). Faites varier la durée de l'impulsion HF à l'aide du curseur Longueur d'impulsion 90°.

Procédure (6/12)

PHYWE
excellence in science

2. Commencer par la durée d'impulsion minimale du curseur et l'augmenter jusqu'à ce que le signal FID atteigne son maximum. La durée d'impulsion ainsi trouvée génère une impulsion de 90°. Augmentez encore la durée d'impulsion jusqu'à ce qu'elle redevienne minimale. La durée d'impulsion ainsi trouvée génère une impulsion de 180°. Ce processus peut être répété à volonté.

Note : Observer la zone de séquence afin de voir l'évolution de l'impulsion HF excitatrice dans le temps. À la fin de cette partie de l'expérience, ajuster

C : Influence de la quantité de substance sur le signal FID

1. Placez l'échantillon d'eau de 10 mm dans la chambre à échantillon de l'appareil. Dans la zone d'expérimentation (leçons), sélectionnez la leçon Mesure du volume. La zone des paramètres affiche les options de réglage Temps de répétition et Réel/Imaginaire (voir Fig. 7). Observez l'amplitude du signal. Répétez l'expérience avec l'échantillon d'eau de 5 mm et comparez les amplitudes du signal.

Procédure (7/12)

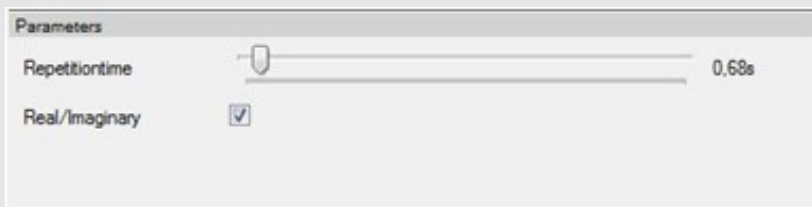
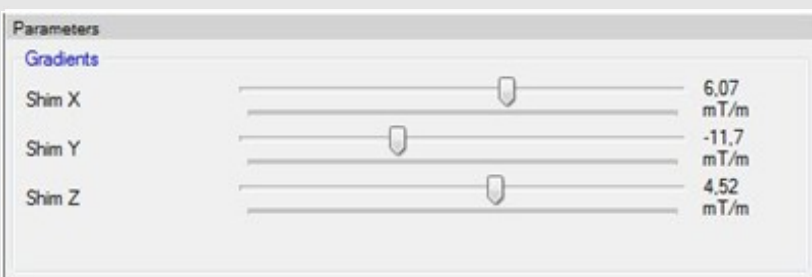
PHYWE
excellence in science

Fig. 7 : Quantité de substance - paramètres

2. Utiliser à nouveau l'échantillon d'eau de 10 mm. Faites varier le temps de répétition, c'est-à-dire le temps entre deux mesures consécutives, à l'aide du curseur "Repetition time" (temps de répétition). Comparez les amplitudes du signal FID avec des temps de répétition de 0,5 seconde, 1 seconde et 5 secondes. Répétez cette partie de l'expérience avec l'échantillon d'huile de 10 mm.

Note : Cette partie de l'expérience utilise la séquence A. Le temps de répétition indique simplement le temps entre deux séquences consécutives.

Procédure (8/12)

PHYWE
excellence in scienceFig. 8 : Inhomogénéité de B₀ - paramètres**D : Minimisation des inhomogénéités du champ magnétique**

1. Placez l'échantillon d'huile de 10 mm dans la chambre d'échantillonnage de l'appareil. Dans la zone des expériences (leçons), sélectionnez la leçon inhomogénéité. La zone des paramètres affiche maintenant les options de réglage Cale X, Cale Y et Cale Z (voir Fig. 8). Faites varier la force de la cale dans les trois directions de l'espace à l'aide des curseurs correspondants.

Procédure (9/12)

PHYWE
excellence in science

2. Réglez tous les curseurs de calage sur zéro. Commencez par le curseur Shim X et réglez une valeur avec laquelle le signal FID décroît le plus lentement possible. Modifiez ensuite le réglage du curseur Shim Y jusqu'à ce que le signal FID atteigne sa longueur maximale. Il en va de même pour le curseur Shim Z. Répétez ce processus jusqu'à ce que la longueur du signal FID ne puisse plus être maximisée. Notez ces valeurs.

Note : Le dernier réglage consiste à ajuster une cale optimale. Ces réglages seront automatiquement adoptés pour toutes les expériences.

E : Restauration du signal FID relâché par un écho de spin

1. Placez l'échantillon d'huile de 10 mm dans la chambre d'échantillonnage de l'appareil. Dans la zone d'expérimentation (leçons), sélectionnez la leçon Spin echo. La zone des paramètres affiche les options de réglage suivantes : Longueur d'impulsion 90° , Longueur 2^{nd} l'impulsion, Réel/Imaginaire, et Temps d'écho (voir Fig. 9). Variez la longueur de la deuxième impulsion HF à l'aide du curseur Longueur 2^{nd} d'impulsion. Ajuster cette durée jusqu'à ce que le signal de l'écho de spin devienne maximal, puis maintenir ce réglage. La durée ajustée de l'impulsion HF provoque une inversion du spin nucléaire de 180° .

Procédure (10/12)

PHYWE
excellence in science

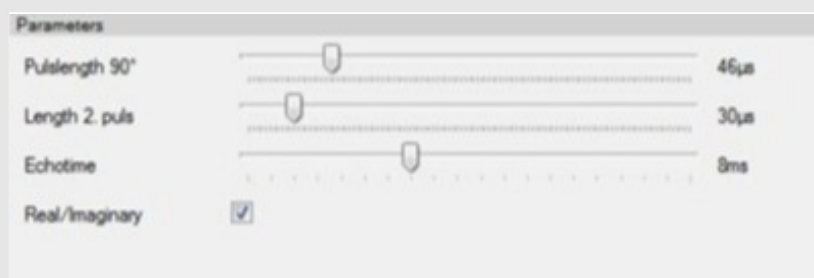


Fig. 9 : Paramètres de l'écho de spin

2. Faites varier la durée de la première impulsion HF à l'aide du curseur Pulse length 90° . À partir d'une certaine valeur, l'intensité du signal FID devient maximale et le signal ne présente pratiquement aucune oscillation, voire aucune. Il s'agit de l'impulsion HF de 90° qui fait basculer tous les spins nucléaires de 90° (voir partie B). Conservez ce réglage. L'influence sur le signal de l'écho de spin peut être facilement observée.

3. Varier le temps d'écho à l'aide du curseur Temps d'écho et, en même temps, analyser l'amplitude de l'écho de spin.

Procédure (11/12)

PHYWE
excellence in science

4. Faites varier une nouvelle fois la durée de la première impulsion HF à l'aide du curseur "Longueur". 2ⁿ et observer à quelles valeurs le signal disparaît presque complètement directement après la deuxième impulsion HF. À ces valeurs, les spins nucléaires semblent précéder dans un plan perpendiculaire au champ magnétique statique B_0 .

Note : Observer la zone de séquence afin de voir l'évolution des impulsions HF excitatrices dans le temps. À la fin de cette expérience, réglez les durées d'impulsion pour l'impulsion de 90° et pour l'impulsion de 180° conformément à la tâche 1. Ces réglages seront adoptés pour les autres expériences.

F : Maximisation du rapport signal/bruit

1. Placez l'échantillon d'huile de 5 mm dans la chambre d'échantillonnage de l'appareil. Dans la zone des expériences (leçons), sélectionnez la leçon Moyennes. La zone des paramètres affiche les options de réglage Temps de répétition, Moyennes et Réel/Imaginaire (voir Fig. 10). Dans un premier temps, réglez le nombre de moyennes sur un et faites varier le temps de répétition entre les mesures consécutives. Ensuite, faites également varier le nombre de mesures.

Procédure (12/12)

PHYWE
excellence in science

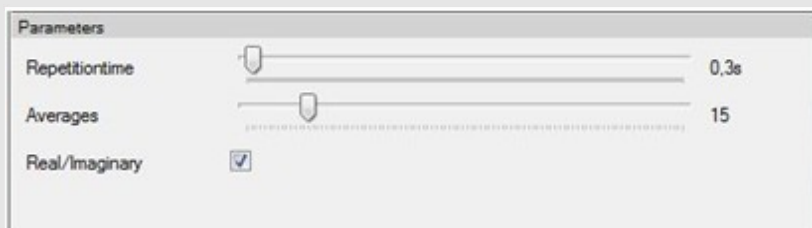


Fig. 10 : Moyennes - paramètres

2. Ajustez les curseurs Temps de répétition et Moyennes jusqu'à ce que vous obteniez un signal relativement stable le plus rapidement possible. Notez les réglages et les résultats correspondants.

Note : Cette expérience utilise la séquence A. Le temps de répétition indique simplement le temps entre deux séquences consécutives.

Évaluation (1/32)

A : Accord de la fréquence du système à la fréquence de Larmor ν_L

1. Étudier les effets de la variation des fréquences du système sur le signal FID (free induction decay).

Les figures 26 a-c montrent le signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois fréquences différentes du système. Dans la figure 26 a, la fréquence du système est beaucoup plus basse que la fréquence de Larmor pour les protons d'hydrogène. Cela n'entraîne aucune déviation des spins nucléaires et, par conséquent, aucune magnétisation transversale. $\vec{M}_Q(t)$. Il est donc impossible d'induire une tension dans la bobine réceptrice et, par conséquent, d'enregistrer un signal. (Il convient de rappeler que seule l'aimantation transversale $\vec{M}_Q(t)$ et non l'aimantation longitudinale $\vec{M}_L(t)$ est décrite par le signal FID).

Évaluation (2/32)

Dans la figure 26 b, la fréquence du système est presque accordée à la fréquence exacte de Larmor. Nous observons un signal en raison de l'aimantation transversale qui en résulte $\vec{M}_Q(t)$. Toutefois, ce signal oscille très fortement, c'est-à-dire que la fréquence de rotation du vecteur d'aimantation transversale diffère encore légèrement de la fréquence du système. (Rappelons que la fréquence observable dans le signal FID n'est pas la fréquence de Larmor, mais la différence entre la fréquence de Larmor et la fréquence du système). L'ajustement de la fréquence dans la figure 26 b n'a pas encore permis d'accorder exactement la fréquence du système avec la fréquence de Larmor pour les protons de l'hydrogène.

La figure 26 c montre un réglage fin presque parfait de la fréquence du système sur la fréquence de Larmor des protons d'hydrogène. Avec ce réglage, l'amplitude du FID est maximale et nous pouvons détecter un signal presque sans oscillations. Le signal FID décroît exponentiellement au cours du temps T_2^* . Le temps T_2^* est caractéristique des protons d'hydrogène dans l'huile.

Évaluation (3/32)

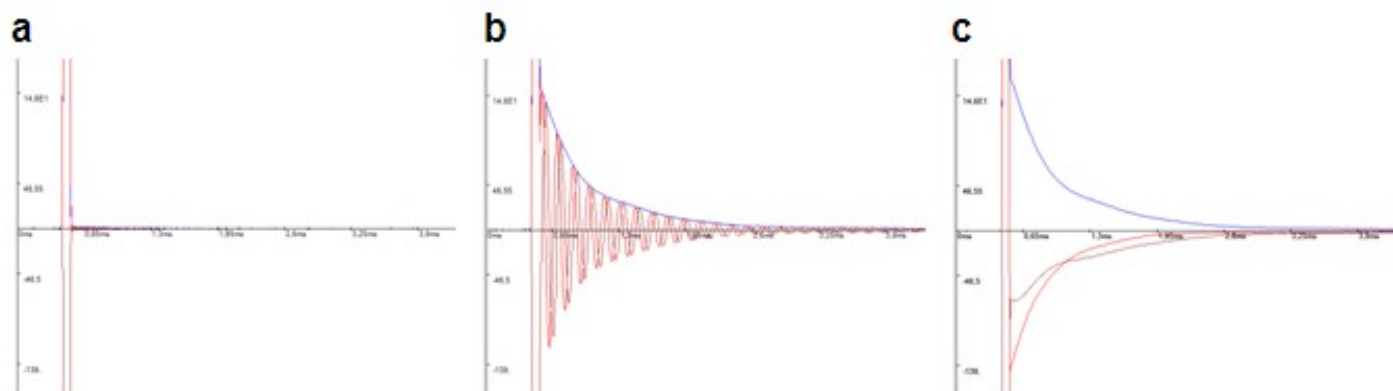


Fig. 26 : Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois fréquences différentes du système.

Évaluation (4/32)

Fig. 26 : Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois fréquences différentes du système. (a) 21,653371 MHz (b) 21,671714 MHz (c) 21,677039 MHz. En (a), la fréquence du système est beaucoup plus basse que la fréquence réelle de Larmor pour les protons d'hydrogène et il n'y a pas de déviation des spins nucléaires correspondants. Par conséquent, il n'y a pratiquement pas d'aimantation transversale ($M_Q(t)$) et il n'est pas possible de détecter un signal dans la bobine réceptrice. En (b), la fréquence du système est presque accordée à la fréquence de Larmor.

Comme la fréquence de rotation du vecteur d'aimantation transversale diffère encore légèrement de la fréquence du système, le signal présente de nombreuses oscillations. En (c), la fréquence du système est presque parfaitement accordée à la fréquence de Larmor des protons d'hydrogène. Le signal FID ne présente pratiquement pas d'oscillations. La valeur absolue du signal diminue avec le temps T_2^* , ce qui est caractéristique des protons d'hydrogène dans l'huile.

Évaluation (5/32)

2. Calculer l'intensité du champ magnétique B_0 de l'aimant permanent à l'aide de la fréquence du système qui est accordée à la fréquence de Larmor (utilisation de $\gamma(\text{hydrogen}) \approx 26.75 \cdot 10^7 \text{ rad/sT}$).

Nous utilisons la formule pour la condition de résonance (3) des protons d'hydrogène et nous la réarrangeons sur la base de B_0 . Les dispositions suivantes s'appliquent :

$$\frac{2\pi\nu_L}{\gamma(\text{hydrogen})} = B_0$$

En introduisant la fréquence de 1c, on obtient l'intensité du champ magnétique statique :

$$B_0 \approx 509 \text{ mT}$$

(comparer 500 mT aux spécifications de l'appareil)

Évaluation (6/32)

3. Étudier l'influence des facteurs d'interférence externes sur le champ magnétique \vec{B}_0 . Commentez vos observations.

Le fer placé à proximité de l'aimant statique influence son champ magnétique. Cela modifie automatiquement la condition de résonance (3), et la fréquence du système préalablement réglée (voir tâche 1) ne correspond plus exactement à la fréquence de Larmor. Le signal FID est soumis à des oscillations et l'amplitude du signal diminue (voir tâche 1). Les figures 27 a et b illustrent cet effet (la figure 27 a correspond exactement à la figure 26 c).

Évaluation (7/32)

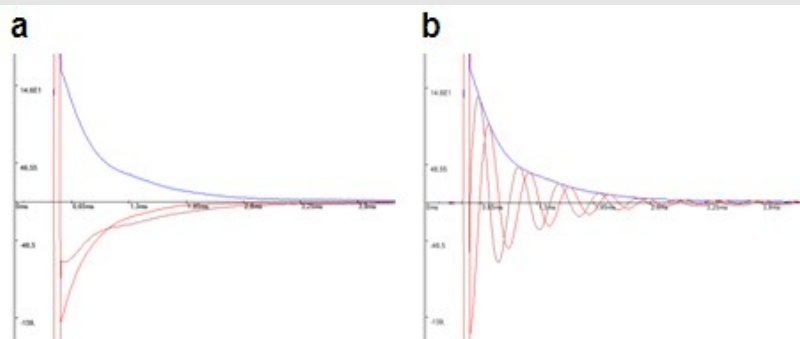


Fig. 27 : Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm.

Fig. 27 : Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm. En (a), la fréquence du système est parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor conformément à la condition de résonance (3) (21,677039 MHz). (b) utilise la même fréquence système qu'en (a), mais dans ce cas, une tige de fer a été positionnée près de l'aimant statique. Cette tige de fer modifie automatiquement le champ magnétique et, par conséquent, la condition de résonance (3). L'accord parfait est perdu.

Évaluation (8/32)

4. Étudier l'effet de la substance de l'échantillon sur la fréquence de Larmor ν_L .

Y a-t-il des différences entre la fréquence de Larmor de l'huile et celle de l'eau ? Commentez vos observations.

Les figures 28 a-c montrent le signal de mesure de l'échantillon d'eau de 10 mm pour les trois différentes fréquences du système de la tâche 1. Il est évident que dans la figure 28 c, la fréquence du système a été parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor. Par conséquent, il n'y a aucune différence entre la fréquence de Larmor de l'échantillon d'huile et la fréquence de Larmor de l'échantillon d'eau. Cela est logique puisque, dans les deux cas, les spins nucléaires des protons d'hydrogène sont déviés. La condition de résonance est donc la même pour les deux milieux (huile et eau).

Évaluation (9/32)

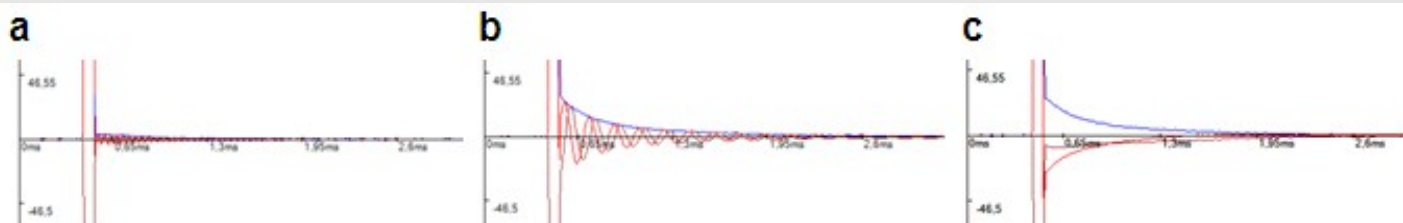


Fig. 28 : Signal de mesure de l'échantillon d'eau de 10 mm pour trois fréquences différentes du système. (a) 21,653371 MHz (b) 21,671714 MHz (c) 21,677039 MHz (voir tâche 1). Il est évident qu'il n'y a pas de différence entre la fréquence de Larmor de l'échantillon d'eau et celle de l'échantillon d'huile. Dans les deux cas, un signal FID parfait peut être obtenu avec la fréquence du système qui est ajustée en (c). Seules les amplitudes du signal FID diffèrent l'une de l'autre, ce qui est dû aux différents temps de répétition et aux densités de protons d'hydrogène de l'huile et de l'eau. Le temps de répétition sera examiné plus en détail dans la partie C.

Évaluation (10/32)

5. Rappelez-vous que le signal FID est un signal complexe au sens mathématique du terme. Pourquoi est-il si important de considérer la partie réelle et la partie imaginaire du signal FID et pas seulement la valeur absolue ?

À tout moment, le signal FID enregistré est caractérisé par une amplitude et une phase bien définies qui décrivent la différence entre la fréquence du système et la fréquence de Larmor. Un tel signal est décrit mathématiquement par un nombre complexe en coordonnées polaires :

$$FID = A \cdot e^{i\theta} = A \cdot (\cos\theta + i \cdot \sin\theta) \quad (12)$$

La valeur absolue du signal est définie par $|FID| = \sqrt{FID \cdot FID^*}$, en vertu de laquelle $*$ représente le complexe conjugué de la FID . En conséquence, $|FID| = A$ s'applique. Cependant, la valeur absolue ne fournit que des informations sur l'amplitude du signal, mais pas sur sa position de phase. Or, la position de la phase est essentielle pour accorder la fréquence du système aussi exactement que possible avec la fréquence de Larmor. S'il y a encore beaucoup d'oscillations dans le signal enregistré FID , la différence entre la fréquence du système et la fréquence de Larmor n'est pas égale à zéro et un réglage plus fin de la fréquence du système est indispensable.

Évaluation (11/32)

Gardez à l'esprit que la partie réelle de la FID précède la partie imaginaire de $\pi/2$. Les dispositions suivantes s'appliquent :

$$RE[FID] = A \cdot \cos(\theta) \text{ et } IM[FID] = A \cdot \sin(\theta) \quad (13)$$

B : Réglage de la durée de l'impulsion HF pour définir l'angle d'excitation de la RM

1. Étudier l'effet de la durée de l'impulsion HF sur le signal FID (free induction decay).

Les figures 29 a-c montrent le signal FID pour différentes durées d'impulsion et pour une fréquence système parfaitement accordée à la fréquence de Larmor. La durée de l'impulsion HF d'excitation détermine l'angle φ (angle d'excitation MR), par lequel le vecteur d'aimantation sera dévié de sa précession originale autour du champ magnétique statique \vec{B}_0 .

Évaluation (12/32)

Comme la bobine réceptrice ne peut mesurer que l'aimantation transversale tournante $\vec{M}_Q(t)$ c'est-à-dire la partie du vecteur d'aimantation dans le plan perpendiculaire à \vec{B}_0 . Le signal FID est particulièrement fort lorsque $|\vec{M}_Q(t)| = |\vec{M}_L 0|$ c'est-à-dire lorsque le vecteur d'aimantation initial $\vec{M}_L 0$ a complètement basculé dans le plan perpendiculaire à \vec{B}_0 . C'est le cas pour les angles $\varphi = (2n - 1) \cdot \pi/2$ avec $n \in \mathbb{N}$. L'amplitude du signal FID augmente avec la durée de l'impulsion (a) jusqu'à atteindre un premier maximum (b). Cette durée d'impulsion correspond à une impulsion de 90° . Ensuite, l'amplitude du signal FID diminue à nouveau (c) jusqu'à ce qu'elle disparaisse idéalement à une durée d'impulsion qui génère une impulsion de 180° . Si la durée de l'impulsion augmente encore, l'amplitude du FID augmente à nouveau. Elle atteint un second maximum à une durée d'impulsion qui génère une impulsion de 270° . La montée et la descente de l'amplitude du signal FID en fonction de la variation de la durée de l'impulsion peuvent être poursuivies à volonté. Il faut toutefois tenir compte du fait que la variance des angles d'inclinaison des spins nucléaires individuels augmente également lorsque les angles φ augmentent, ce qui conduit en fait à une diminution de l'intensité du signal FID pour des angles de déflexion MR très importants.

Évaluation (13/32)

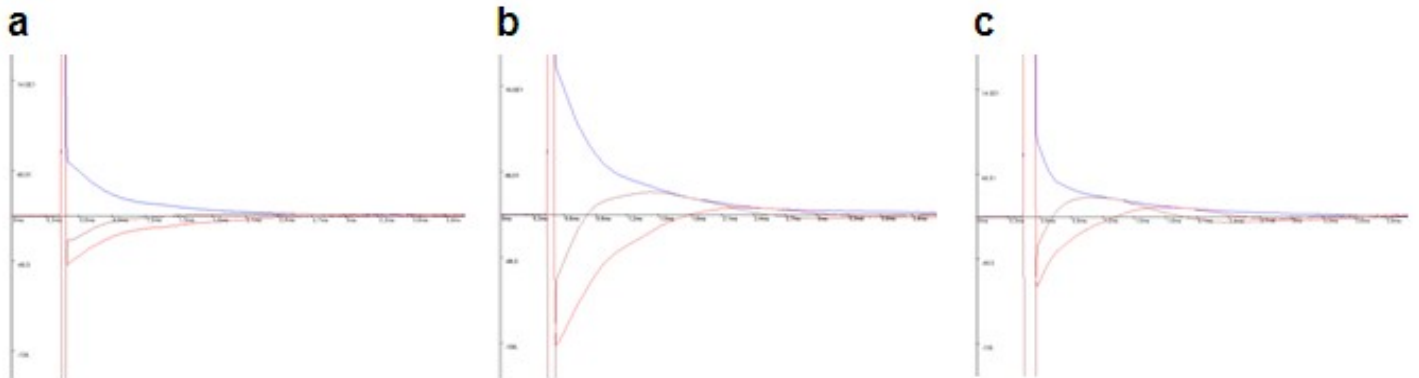


Fig. 29 : Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois durées d'impulsion différentes.

Évaluation (14/32)

Fig. 29. Signal de mesure de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois durées d'impulsion différentes. (a) 9 μs . (b) 53 μs . (c) 80 μs . Pour les trois mesures, la fréquence du système a été parfaitement accordée à la fréquence de Larmor (voir partie A). Le signal FID augmente avec les durées d'impulsion plus longues (a) jusqu'à ce qu'il atteigne un premier maximum à une impulsion de 90° (b). Ici, le vecteur d'aimantation a été complètement dévié dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique (B_0) et il ne reste qu'une aimantation transversale ($M_Q(t)$).

Pour des durées d'impulsion plus longues, le signal FID diminue à nouveau (c) jusqu'à ce qu'il atteigne un minimum (ou jusqu'à ce qu'il devienne idéalement nul) à une durée d'impulsion qui correspond à une impulsion de 180° , avant qu'il n'augmente à nouveau par la suite. Par conséquent, les maxima du signal FID existent dans le cas d'angles de déviation $\varphi = (2n-1) \cdot \pi/2$ avec $n \in \mathbb{N}$, et les minima du signal FID dans le cas de $\varphi = n \cdot \pi$ avec $n \in \mathbb{N}$.

Évaluation (15/32)

2. Trouvez les deux durées d'impulsion qui génèrent une impulsion de 90° et de 180°.

Conformément à la tâche 1, une durée d'impulsion d'environ 53 μs génère une impulsion de 90°. Après cette excitation, le vecteur d'aimantation tourne avec $|\vec{M}_Q(t)| = |\vec{M}_{L0}|$ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique $\vec{B}_0 \cdot (|\vec{M}_L(t)| = 0)$. Une durée d'impulsion d'environ 100 μs génère une impulsion de 180°. Dans ce cas, $|\vec{M}_Q(t)| = 0$ et $\vec{M}_L(t) = -\vec{M}_{L0}$ s'appliquer.

Évaluation (16/32)

C : Influence de la quantité de substance sur le signal FID

1) Étudier l'effet de la quantité de substance sur l'amplitude du signal FID.

Les figures 30 a et b montrent le signal FID pour l'échantillon d'eau de 10 mm (a) et pour l'échantillon d'eau de 5 mm (b) avec les réglages des tâches A et B (fréquence du système = fréquence de Larmor, impulsion de 90°). Le temps de répétition a été fixé à environ 5 secondes.

Il est évident que le signal FID de l'échantillon d'eau de 5 mm est plus faible (amplitude FID plus faible) que le signal correspondant de l'échantillon d'eau de 10 mm. Cela est logique, puisque le nombre de protons d'hydrogène excitables dans l'échantillon d'eau de 10 mm est plus élevé que dans l'échantillon d'eau de 5 mm. Toutefois, ce sont les spins nucléaires de ces protons d'hydrogène qui déterminent la valeur absolue du vecteur d'aimantation $\vec{M}_Q(t)$ et donc de l'intensité du signal FID. La même explication s'applique à la comparaison des deux échantillons d'huile.

Évaluation (17/32)

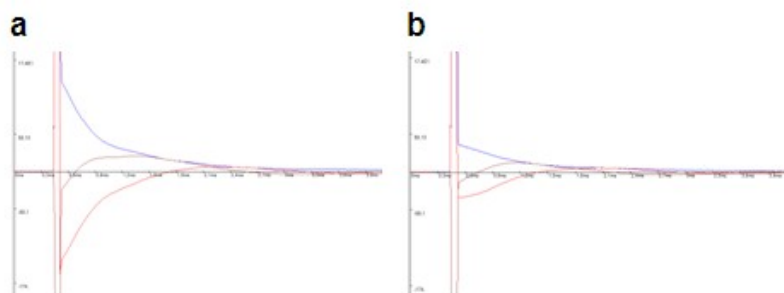


Figure 30

Fig. 30 : Signal FID de l'échantillon d'eau de 10 mm (a) et de l'échantillon d'eau de 5 mm (b). Pour les deux mesures, la fréquence du système a été parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor (voir partie A). La durée de l'impulsion correspond à l'excitation au moyen d'une impulsion HF de 90° (voir partie B).

Évaluation (18/32)

2. Étudier l'effet du temps de répétition, c'est-à-dire le temps entre deux mesures consécutives, sur l'amplitude du signal FID et expliquer pourquoi un temps de répétition d'au moins 5 secondes est important pour déterminer l'amplitude du signal dans le cas de l'eau du robinet. Pourquoi ce long temps de répétition n'est-il pas nécessaire dans le cas de l'huile ? Les figures 31 a-c montrent le signal FID de l'échantillon d'eau de 10 mm pour des temps de répétition de 0,5 s (a), 5 s (b) et 10 s (c). Il est évident que le signal pour des temps de répétition longs est beaucoup plus fort que le signal pour des temps de répétition très courts.

Fig. 31 : Signal FID de l'échantillon d'eau de 10 mm pour trois temps de répétition différents. (a) 0,5 s. (b) 5 s. (c) 10 s. Pour les trois mesures, la fréquence du système a été parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor (voir partie A). La durée de l'impulsion correspond à l'excitation au moyen d'une impulsion HF de 90° (voir partie B). Le signal FID en (a) est nettement plus faible que les signaux FID en (b) et (c), car le temps de répétition très court de 0,5 s ne laisse pas suffisamment de temps au vecteur d'aimantation pour se détendre jusqu'à son état d'équilibre (position parallèle par rapport à (B_0)). Le temps nécessaire à une relaxation presque complète dépend du milieu analysé. Le temps de relaxation T_1 de l'eau, par exemple, est considérablement plus long que celui de l'huile.

Évaluation (19/32)

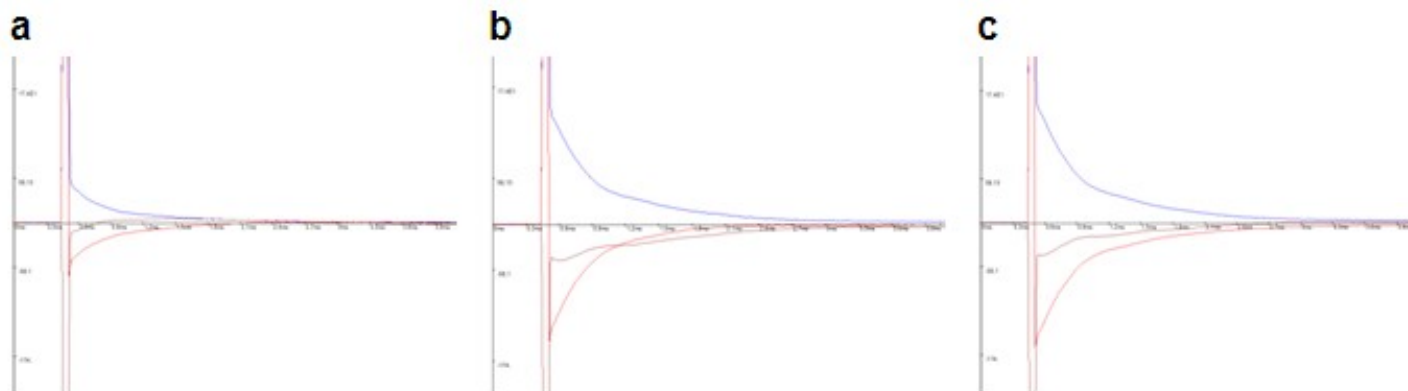


Fig. 31 : Signal FID de l'échantillon d'eau de 10 mm pour trois temps de répétition différents.

Évaluation (20/32)

Le temps de répétition est le temps qui s'écoule après une mesure avant qu'une nouvelle mesure ne commence. C'est l'un des paramètres les plus importants de la technologie RM. Supposons qu'après une impulsion HF de 90° , un vecteur d'aimantation ait basculé dans le plan perpendiculaire au vecteur du champ magnétique statique \vec{B}_0 . Après l'impulsion, ce vecteur incliné $\vec{M}_Q(t)$ (vecteur d'aimantation transversale pure) cherche à atteindre son état d'équilibre. Dans cet état, le vecteur d'aimantation pointe à nouveau dans la même direction que le champ magnétique statique. \vec{B}_0 et la partie de l'aimantation transversale est presque nulle.

Cependant, l'état d'équilibre est atteint pendant un temps de relaxation T_1' qui est caractéristique du milieu analysé. (Il convient de noter que les T_1' est supérieur à T_1 puisque ce dernier indique le moment où l'aimantation longitudinale n'a été rétablie que d'environ 63 %. T_1' est généralement choisi entre $2 \cdot T_1$ et $3 \cdot T_1$ (car à ce moment-là, l'aimantation longitudinale est rétablie d'environ 86 à 95 %).

Évaluation (21/32)

Ce n'est qu'à partir de ce moment de détente T_1' s'est écoulé que l'ensemble du spin nucléaire a presque complètement repris son mouvement de précession initial autour de \vec{B}_0 . Si une nouvelle mesure est lancée après le temps de relaxation écoulé T_1' un autre signal FID peut être enregistré. Ce signal est presque identique à celui de la première mesure (temps de répétition $> T_1'$). Si, par contre, le temps de relaxation T_1' n'est pas laissé s'écouler et si une nouvelle impulsion de 90° est appliquée avant que l'état d'équilibre ne soit atteint, l'intensité du signal FID enregistré diminue, car après la nouvelle impulsion de 90° , le vecteur d'aimantation incomplètement détendu ne tourne plus précisément dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique. \vec{B}_0 (durée de répétition $< T_1'$).

Puisque le temps de relaxation T_1' de l'eau est d'environ 5 s, un temps de répétition d'au moins 5 s est essentiel pour déterminer l'amplitude du signal FID de l'eau (voir Fig. 31 a-c). Le temps de relaxation T_1' de l'huile est beaucoup plus courte que celle de l'eau. Elle est de l'ordre de 300 ms environ. C'est pourquoi l'amplitude exacte du signal FID de l'huile peut déjà être déterminée à des temps de répétition très courts.

Évaluation (22/32)

D : Minimisation des inhomogénéités du champ magnétique

1. Étudier l'effet d'un champ magnétique supplémentaire (shim) sur l'amplitude du signal FID.

Si le champ magnétique statique est superposé à un champ magnétique supplémentaire (shim), les inhomogénéités du champ statique qui présentent une certaine préférence directionnelle et qui sont dues au "réglage" spécial peuvent être partiellement éliminées. Le champ magnétique devient de plus en plus homogène. Par conséquent, le temps de relaxation effectif T_2^* du signal FID augmente, car l'ensemble des spins nucléaires se déphase moins rapidement. Les figures 32 a-c montrent les valeurs absolues du signal FID pour trois cales de champ magnétique différentes.

2) Ajuster la cale dans les trois directions de l'espace de manière à obtenir un signal FID aussi long que possible.

Dans la figure 32 c, la cale est ajustée de manière à maximiser le temps de relaxation. T_2^* d'huile. Par conséquent, l'ensemble des spins nucléaires déviés reste en phase pendant une période de temps comparativement longue.

Évaluation (23/32)

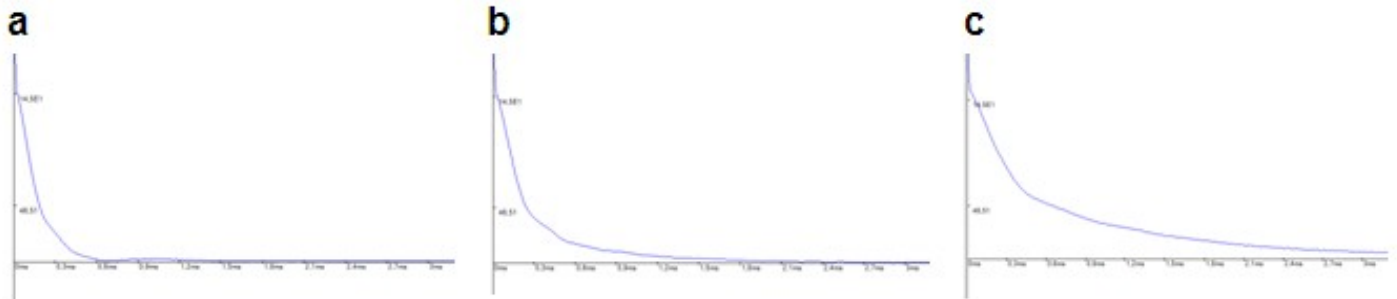


Fig. 32 : Valeurs absolues du signal FID de l'échantillon d'huile de 10 mm pour trois cales de champ magnétique différentes. (a) cale X : -1,53 mT/m ; cale Y : 4,90 mT/m ; cale Z : 9,04 mT/m. (b) Cale X : 5,52 mT/m ; cale Y : 10,30 mT/m ; cale Z : 9,04 mT/m. (c) cale X : 3,64 mT/m ; cale Y : 10,90 mT/m ; cale Z : 4,81 mT/m. Les réglages en (c) conduisent à un signal FID assez long, ce qui signifie qu'une inhomogénéité constante du champ magnétique de l'aimant externe dans une certaine direction, causée par le système, a été réduite au minimum.

Évaluation (24/32)

E : Restauration du signal FID relâché par un écho de spin

1. Étudier l'effet d'une deuxième impulsion HF sur le signal reçu. Ajuster la durée de l'impulsion de la deuxième impulsion à une valeur telle que les spins nucléaires soient inversés de 180° (signal d'écho de spin optimal).

Après le temps de relaxation T_2^* une grande partie de l'ensemble des spins nucléaires tourne encore dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 . La seule raison pour laquelle une magnétisation transversale $\vec{M}_Q(t)$ ne peut être mesurée, c'est que l'ensemble des spins nucléaires s'est déphasé après un certain schéma. Cela résulte directement des différentes vitesses de rotation des spins nucléaires individuels, c'est-à-dire que les plus rapides ont fondamentalement dépassé les plus lents. Si, après un certain temps T_S Lorsque l'ordre d'inversion de la direction est donné au moyen d'une impulsion de 180°, les spins individuels se rejoignent et se remettent en phase complètement après le temps d'écho. $T_E = 2 \cdot T_S$. Si ce rephasage a lieu dans le temps T_2 un signal peut être mesuré. Ce signal est appelé écho de spin. L'écho de spin lui-même diminue avec le temps T_2^* .

Évaluation (25/32)

Son amplitude, cependant, diminue avec le temps T_2 . Seule une impulsion de 180° conduit à un rephasage complet après le temps T_E et à un signal d'écho de spin optimal (amplitude maximale de l'écho de spin). Dans la figure 33, la durée de l'impulsion de la deuxième impulsion est réglée de manière à générer une impulsion optimale de 180° . Le signal FID a été généré avec une impulsion idéale de 90° .

2. Étudier l'effet de la durée de la première impulsion sur le signal FID (voir B) ainsi que sur le signal d'écho de spin.

Dans la figure 34, la durée de l'impulsion de la première impulsion a été réduite alors que la durée de l'impulsion de 180° (voir tâche 1) a été maintenue. La première impulsion HF dévie le vecteur de magnétisation d'un angle de φ qui est inférieur à 90° . Bien entendu, l'amplitude du signal FID s'en trouve réduite (voir partie B). Le signal écho étant simplement un signal FID rephasé, l'amplitude de l'écho diminue également.

Évaluation (26/32)

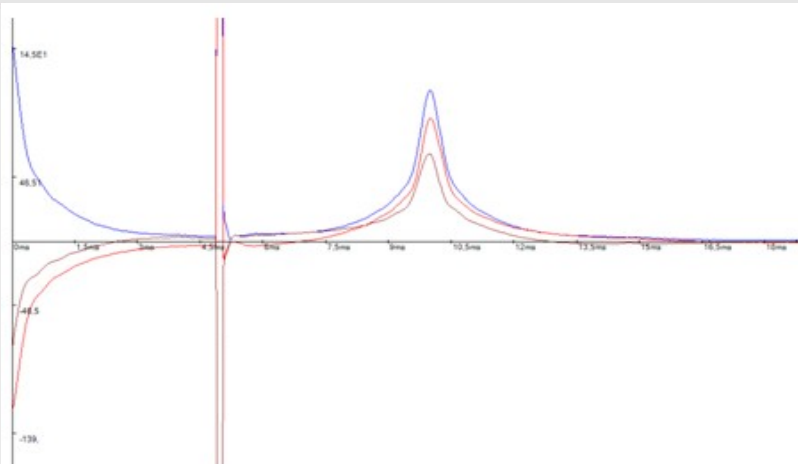


Fig. 33 : Signal d'écho de spin après une impulsion HF idéale de 90° (53 μ s).

Fig. 33 : La fréquence du système a été parfaitement ajustée à la fréquence de Larmor (voir partie A). Il en résulte un signal d'écho de spin maximal, car après le temps $T_S=5$ ms, une impulsion de 180° presque idéale a été appliquée (100 μ s). Cette impulsion entraîne une remise en phase complète des spins nucléaires individuels des protons de l'hydrogène. Le rephasage est terminé après le temps d'écho $T_E=2 \cdot T_S=10$ ms. L'amplitude de l'écho de spin est alors maximale. L'écho de spin lui-même diminue avec le temps T_2 . Son amplitude, cependant, diminue avec le temps T_2 .

Évaluation (27/32)

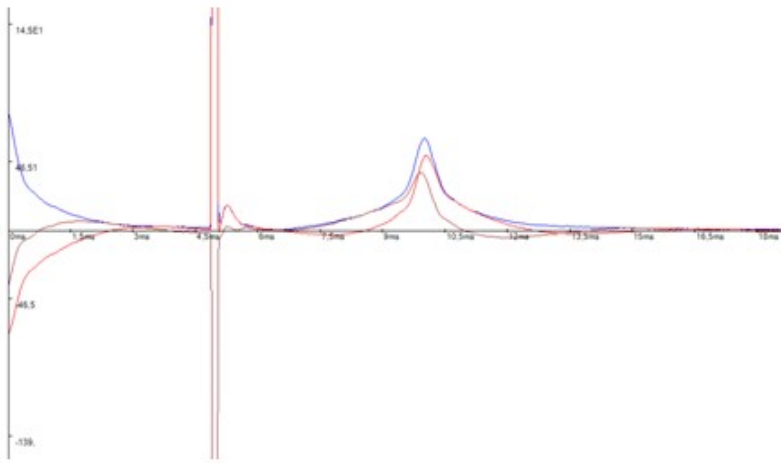


Fig. 34 : Signal d'écho de spin après une impulsion HF qui dévie le vecteur de magnétisation d'un angle de φ

3. Étudier l'effet du moment de la deuxième impulsion HF sur le signal de l'écho de spin (temps d'écho). Analyser l'amplitude de l'écho de spin à différents temps d'écho.

Le moment de la deuxième impulsion HF de 180° détermine le temps d'écho. Si l'impulsion de 180° est appliquée après le temps T_S le signal d'écho sera obtenu après le temps $T_E = 2 \cdot T_S$. Pour $T_S = 6\text{ s}$ Par exemple, le temps d'écho est de $T_E = 12\text{ s}$.

Évaluation (28/32)

4. Observer le signal de mesure au moment de la deuxième impulsion HF tout en faisant varier la durée de la première impulsion HF.

Le signal au moment de l'application de la deuxième impulsion HF est une autre caractéristique pour le réglage d'une première impulsion HF optimale de 90° . Lorsque le signal disparaît, une impulsion idéale de 90° a été ajustée. Cela apparaît clairement, car les spins nucléaires ne continuent à tourner que dans le plan

perpendiculaire au champ magnétique statique \vec{B}_0 après la deuxième impulsion de 180° si la première impulsion HF était en fait une impulsion de 90° . Dans le cas contraire, la seconde impulsion de 180° entraînerait un nouveau basculement de l'ensemble des spins nucléaires par rapport au vecteur du champ

magnétique statique. \vec{B}_0 avec pour conséquence directe une cohérence de phase forcée. Par conséquent, un signal serait mesurable au moment de l'application de l'impulsion de 180° .

Évaluation (29/32)



F : Maximisation du rapport signal/bruit

1. Etudier l'effet du temps de répétition, c'est-à-dire le temps entre deux mesures consécutives, et du nombre de moyennes sur le signal FID. Dans la partie C, nous avons déjà observé l'influence du temps de répétition sur l'amplitude du signal FID. Une petite valeur pour le temps de répétition ne peut être utilisée que si le temps de relaxation du milieu échantillon est également petit. C'est pourquoi le temps de répétition pour l'huile peut être nettement plus petit que le temps de répétition pour l'eau.

Par conséquent, le temps de mesure effectif dans la technologie MR dépend fortement du temps de répétition. Un autre facteur temporel est le nombre de moyennes prises sur différentes mesures. Étant donné qu'un signal mesuré est inévitablement accompagné d'un certain niveau de bruit, le calcul de la moyenne est indispensable dans la technologie RM. Il faut tenir compte du fait que pour doubler le rapport signal/bruit (RSB), quatre moyennes sont nécessaires, ce qui signifie que l'amélioration du RSB est proportionnelle à la racine du nombre de moyennes.

Évaluation (30/32)



2. Essayez d'obtenir le plus rapidement possible un bon rapport signal/bruit. Un bon réglage est atteint si, avec un temps de répétition court, le signal entre plusieurs mesures totales (chaque mesure totale comprend un nombre défini de mesures individuelles) ne présente plus de fluctuations considérables. Le nombre exact de moyennes doit être décidé par la personne qui réalise l'expérience. L'utilisation d'un grand nombre de moyennes permet d'améliorer considérablement la qualité de l'imagerie RM.

Évaluation (31/32)

Remplir les mots manquants

Aujourd'hui, l'IRM (imagerie par résonance magnétique) ou la MRT (tomographie par résonance magnétique) est une méthode d'imagerie fondamentale très fréquemment utilisée. Les scanners IRM permettent de visualiser les structures et les fonctions des tissus et des organes corporels de manière , c'est pourquoi son principal domaine d'application est le diagnostic clinique. Toutefois, cette méthode peut également être utilisée pour l'analyse chimique des mélanges. Tous les types de méthodes d'IRM sont basés sur la résonance magnétique nucléaire (RMN). Le nucléaire est une mesure du moment angulaire total d'un noyau atomique et est donc de nature purement quantique.

☒ Vérifier

Évaluation (32/32)

Vrai ou faux ?

Plus le moment magnétique rotatif est important $\vec{\mu}$ et plus la fréquence de rotation est élevée, plus le signal RM généré est important.

☐ Vrai☐ Faux☒ Vérifier

Questions (1/6)

A : Accorder la fréquence du système à la fréquence de Larmor ν_L

1. Pourquoi les protons d'hydrogène sont-ils soumis à un champ magnétique externe ? \vec{B}_0 se comportent-ils différemment des noyaux d'oxygène ?
2. En quoi les protons d'hydrogène diffèrent-ils des aimants dipolaires standard ? Pourquoi est-il possible de mesurer l'aimantation totale dans un certain volume avec des protons d'hydrogène ? Discutez de ces questions en utilisant les mots-clés "quantification de l'énergie (orientation parallèle et antiparallèle des spins)" et "excès de spins".
3. Quel type de mouvement dynamique les spins nucléaires effectuent-ils dans un champ magnétique externe ? \vec{B}_0 ? A quelle fréquence les spins nucléaires des protons d'hydrogène précèdent-ils dans le champ magnétique terrestre ? Comment les spins nucléaires peuvent-ils être déviés de leur précession dynamique autour d'un champ magnétique externe ? \vec{B}_0 ?
4. Pourquoi une impulsion HF (haute fréquence) qui est perpendiculaire au champ magnétique externe ne peut-elle pas être utilisée ? \vec{B}_0 provoquent-ils une déviation des spins nucléaires ?

Questions (2/6)

B : Réglage de la durée de l'impulsion HF pour définir l'angle d'excitation de la RM

1. Pourquoi une impulsion de 90° qui renverse tous les spins nucléaires de 90° conduit-elle à un signal maximal dans la bobine réceptrice, et une impulsion de 180° qui renverse tous les spins nucléaires de 180° à un signal minimal (ou idéalement à aucun signal) ? Pour répondre à cette question, il faut se rappeler que les bobines du récepteur et de l'émetteur sont identiques et que, par l'intermédiaire de ces bobines, un champ magnétique tournant \vec{B}_1 est généré dans le plan perpendiculaire à \vec{B}_0 .
2. Quels autres angles d'excitation MR conduisent également à un signal maximal dans la bobine réceptrice ? (N'oubliez pas que la variance des spins nucléaires déviés par un certain angle augmente pendant la durée de l'excitation, tandis que le signal FID diminue).

Questions (3/6)

C : Influence de la quantité de substance sur le signal FID

1. Pourquoi une plus petite quantité de substance dans la chambre à échantillon de l'unité RM diminue-t-elle l'amplitude du signal FID ?
2. Quels sont les autres facteurs qui influencent l'amplitude du signal FID ?
3. Pourquoi n'est-il pas possible de déduire avec certitude la densité de protons d'hydrogène de la substance échantillon sur la base de l'amplitude du signal FID dans le cas d'un temps de répétition court ? T_R entre deux mesures consécutives ?

D : Minimisation des inhomogénéités du champ magnétique

1. Pourquoi un champ magnétique statique homogène est-il si important pour les analyses et l'imagerie par RM ?
2. Quels sont les effets exacts des inhomogénéités du champ magnétique sur le signal FID et pourquoi ont-ils ces effets ?

Questions (4/6)

E : Restauration du signal FID relâché par un écho de spin

1. Que se passe-t-il exactement avec les spins nucléaires après une impulsion HF de 180° s'ils ont été déviés de 90° auparavant ? Répondez à cette question en vous basant sur le mot-clé "déphasage supplémentaire" qui conduit à un temps de relaxation effectif, T_2^* du signal FID ($T_2^* < T_2$) et tenir compte du fait que la deuxième impulsion HF de 180° est appliquée pendant le temps de relaxation T_2 .
2. T_S est défini comme le temps entre l'impulsion d'excitation HF de 90° et l'impulsion HF de 180° . Pourquoi le signal de l'écho de spin n'apparaît-il qu'après $2 \cdot T_S = T_E$?
3. Pourquoi l'intensité du signal de l'écho de spin diminue-t-elle lorsque le temps d'écho T_E des augmentations ?

Questions (5/6)

F : Maximisation du rapport signal/bruit

1. Outre le nombre de moyennes, pourquoi est-il nécessaire de prendre également en considération le temps de répétition [tex]T_R, qui décrit le temps écoulé entre deux mesures consécutives, afin d'obtenir un signal adéquat (voir partie C) ?

Questions (6/6)

2. L'écart-type de la population de base d'un échantillon est donné par

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \approx \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2},$$

avec comme nombre de mesures et \bar{X} comme la moyenne de la variable aléatoire X_i . X_i est le bruit qui se trouve inclus dans un signal RM pendant une mesure i . Pour réduire le bruit de moitié lors d'une mesure, quatre mesures consécutives sont nécessaires conformément à la formule. Le signal MR inclus s'additionne simplement puisqu'il est identique dans chaque mesure individuelle. Par conséquent, la formule suivante s'applique au rapport signal/bruit :

$$SNR = \frac{|MR_{signal}|}{\sigma_{noise}} \approx \frac{MR_{signal}}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (noise_i - noise)^2}}$$

Combien de moyennes sont nécessaires pour obtenir un rapport signal/bruit décuplé ?

Diapositive

Score / Total

Diapositive 93: Évaluation 31

0/2

Diapositive 94: Évaluation 32

0/1

Score total



0/3



Montrer les solutions



Réessayer