



HAL
open science

Sondes et capteurs de champs électromagnétiques à liaisons optiques pour la sécurité en IRM

Paul Nobre

► **To cite this version:**

Paul Nobre. Sondes et capteurs de champs électromagnétiques à liaisons optiques pour la sécurité en IRM. Imagerie médicale. INSA de Lyon, 2023. Français. NNT : 2023ISAL0041 . tel-04283452

HAL Id: tel-04283452

<https://theses.hal.science/tel-04283452v1>

Submitted on 13 Nov 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



INSA

N°d'ordre : 2023ISAL0041

THESE de DOCTORAT DE L'INSA LYON, membre de l'Université de Lyon

**Ecole Doctorale N° 205
INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ**

Spécialité/ discipline de doctorat :
Ingénierie biomédicale

Soutenue publiquement le 15/06/2023, par :
Paul Nobre

Sondes et capteurs de champs électromagnétiques à liaisons optiques pour la sécurité en IRM

Devant le jury composé de :

Leveque, Philippe Robb, Fraser	DR Université de Limoges Chief Technology Leader GE healthcare	Rapporteur Rapporteur
Saint-Jalmes, Hervé Gehin, Claudine Courjal, Nadège	PU Université Rennes 1 PU INSA Lyon MCF HDR Université Bourgogne Franche-Comté	Rapporteur Examinatrice Examinatrice
GINEFRI, Jean-Christophe Beuf, Olivier Gaborit, Gwenaël	MCF HDR Université Paris-Sud DR INSA de Lyon MCF HDR Université de Savoie TCO KAPTEOS	Examineur Directeur de thèse Co-encadrant de thèse

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	M. Stéphane DANIELE C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	M. Philippe DELACHARTRE INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
E2M2	ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	Mme Sandrine CHARLES Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX sandrine.charles@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie RICARD-BLUM Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Hamamache KHEDDOUCI Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr
Matériaux	MATÉRIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	M. Stéphane BENAYOUN Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
MEGA	MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	M. Jocelyn BONJOUR INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	M. Bruno MILLY Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 bruno.milly@univ-lyon2.fr

Résumé

L'imagerie par résonance magnétique est une méthode d'imagerie non-invasive et présentant peu de risque mais qui nécessite néanmoins des précautions. Ainsi, les conditions qui permettent d'assurer la sécurité du patient restreignent ou contraignent l'accès de porteurs d'implants et limitent certaines applications, comme l'imagerie endoluminale. Le champ magnétique radiofréquence impulsionnel peut induire des effets dans les éléments conducteurs qui constituent ou relient le capteur et augmenter localement le dépôt d'énergie dans les tissus. Or, l'imagerie endoluminale permettrait par exemple d'améliorer la prise en charge des malades atteints d'un cancer colorectal par l'analyse pariétale de l'intestin.

Dans ce contexte, l'objectif principal de la thèse est d'évaluer la faisabilité de la transmission optique du signal RMN pour remplacer les câbles coaxiaux. La conversion électrooptique étudiée est la modulation d'état de la polarisation, qui présente l'avantage d'être passive. La principale difficulté identifiée est de conserver le rapport signal sur bruit du signal dans un environnement et des contraintes à la fois compatible avec l'IRM et les conditions endoluminales. L'étude des sources de bruit a permis dans un premier temps de proposer une configuration optique fournissant, sans les contraintes endoluminales, une image similaire à la transmission galvanique et conduisant à des pistes d'amélioration quantifiables pour une extension à l'endoluminal pour s'affranchir des risques liés à la présence d'une connexion galvanique. Un deuxième axe de recherche concerne l'estimation directe du champ électrique et la validation des sondes optiques de champ électrique Kapteos pour les mesures de débit d'absorption spécifique (DAS) en IRM. Le DAS est une donnée clef pour garantir la sécurité du patient, et les méthodes prédictives numériques doivent être corrélées à des mesures in-situ. Des mesures ont été réalisées à 7 et 11,7T dans des fantômes calibrés, démontrant l'absence de perturbation introduite par la sonde et l'intérêt des mesures locales et vectorielles du champ électrique.

Mots clefs : Conversion électro-optique, capteur fibré DAS, Sécurité en IRM, imagerie endoluminale, instrumentation IRM

Table des matières

Introduction	7
Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé	11
I) Bases théoriques	11
a) <i>Spins nucléaires et champ magnétique</i>	11
a.1) Moment magnétique	11
a.2) Moment magnétique et champ magnétique statique	12
a.3) Fréquence de Larmor	13
b) <i>Précession et champs tournant</i>	13
c) <i>Relaxation</i>	14
c.1) Equation de Bloch et temps de relaxation	14
c.2) Le temps de relaxation T2*	16
d) <i>Séquences d'acquisition</i>	17
d.1) Caractéristiques d'une séquence	17
d.2) Impulsions de refocalisation	17
d.3) Formes d'impulsion	18
e) <i>Du signal RMN à l'Imagerie par résonance magnétique</i>	19
e.1) Principe d'encodage par les gradients	19
e.2) Espace réciproque et reconstruction de l'image	20
f) <i>Matériel</i>	21
g) <i>Signal et Sources de bruit</i>	24
g.1) Caractéristiques du signal RMN	24
g.2) Rapport signal sur bruit	24
g.3) Amplification du signal	26
g.4) Numérisation	27
II) Cancer Colorectal et dépistage	28
a) <i>Le cancer colorectal : enjeux et tendances</i>	28
a.1) Description de la maladie	28
a.2) Impact dans le monde	29
b) <i>Autres techniques d'imagerie</i>	31
III) Enjeux de sécurité en IRM	35
a) <i>Risques liés au champ magnétique statique</i>	35
b) <i>Risques liés aux champs magnétiques variants</i>	35
b.1) Propriétés diélectriques des tissus	35
b.2) Absorption des champs magnétiques variants par le corps humain	38
b.3) Interactions avec des éléments conducteurs internes	39
b.4) Interactions avec des câbles	41
c) <i>Autres risques</i>	43
d) <i>Normes</i>	44
d.1) Normes et directives	44
d.2) Normes IRM	45
Conclusions du chapitre	47
Références du chapitre 1	48
Chapitre 2. Conversion électro-optique : considérations techniques et application en IRM	55
I) Effet Pockels et cristaux, modulation EO, types de modulateurs	55
a) <i>Effets électro-optiques</i>	55
b) <i>Modulation EO</i>	56
b.1) Modulation directe	56
b.2) Modulation externe	57
II) Eléments d'une chaîne conversion EO-OE	58
a) <i>Le laser</i>	58

Introduction

b) <i>La photodiode</i>	59
c) <i>Le modulateur</i>	59
c.1) Le modulateur de phase : le Mach-Zehnder	61
c.2) Le modulateur à état de polarisation.....	63
d) <i>Bruit en transmission optique</i>	64
III) Applications de la modulation EO en IRM	66
a) <i>Conversion du signal RMN</i>	66
a.1) Contexte de l'application	66
a.2) Les modulateurs évalués et utilisés	68
b) <i>Mesure du taux d'absorption spécifique</i>	70
b.1) Contexte de l'application.....	70
b.2) La sonde de champ électrique.....	71
Conclusions du chapitre II)	74
Références du chapitre 2	75
Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation a état de polarisation pour la transmission du signal RMN.....	79
I) Premières expériences et identification des enjeux	79
a) <i>Remplacement des câbles par l'optique fibrée</i>	79
b) <i>Expériences préliminaires</i>	79
b.1) configuration	79
b.2) Premiers résultats.....	81
b.3) Conclusion des expériences.....	82
II) Optical link as an alternative for MRI receive coils: toward a passive approach	83
a) <i>Introduction</i>	84
a.1) Wireless transmission	84
a.2) Optical fiber transmission.....	84
a.3) Wireless power supply.....	85
b) <i>Theory</i>	85
b.1) Considerations on optical conversion.....	85
b.2) Signal and noise	86
c) <i>Material and methods</i>	88
d) <i>Results</i>	90
d.1) Amplification	91
d.2) Optical power	92
e) <i>Discussion</i>	93
e.1) Analysis of results	93
e.2) Perspectives.....	94
f) <i>Conclusion</i>	94
<i>References</i>	94
III) Expériences complémentaires	98
a) <i>Influence du V_{pi} sur le signal démodulé</i>	98
b) <i>Résultats</i>	99
c) <i>Remarques et conclusions</i>	99
Conclusion du chapitre 3	101
Références du chapitre 3	104
Chapitre 4. Mesure de débit d'absorption spécifique en IRM préclinique à très haut champ	107
I) Premières expériences et identification des enjeux	107
a) <i>Conditions des mesures</i>	107
b) <i>Expérience liminaire</i>	108
c) <i>Révision du protocole de mesure</i>	111
c.1) Protocole de mesure de la norme ASTM 2182	111
c.2) Support de déplacement de sonde	111
d) <i>Conclusions sur le protocole de mesure</i>	112

Introduction

II) Mesure de champ électrique pour l'estimation du DAS en IRM préclinique à 11.7T	114
<i>a) article</i>	114
I) Introduction	116
II) Materials and methods	118
III) Results	120
IV) Discussion	121
V) References	124
VI) Tables	127
VII) Figures	128
<i>b) Informations complémentaires</i>	133
Conclusion du chapitre 4	134
Références du chapitre 4	135
Conclusion Générale et perspectives	137
Annexe : Connexion de capteurs non-développés par Bruker à l'IRM 7T	139

Introduction

L'IRM permet d'obtenir d'excellents contrastes entre les tissus mous (muscle, graisse et liquides par exemple) du corps humain. Un examen IRM peut également fournir des informations sur la microstructure ou la composition des tissus, ainsi que sur sa fonction et son métabolisme, et ne nécessite pas d'utiliser systématiquement des produits de contrastes. Ainsi, de par son caractère non-ionisant et la richesse des méthodes ou séquences disponibles, c'est une modalité clinique utilisée pour le diagnostic et le suivi de nombreuses pathologies.

Les examens d'IRM présentent peu de danger car les risques qui leur sont associés sont encadrés par des protocoles stricts. L'attraction d'éléments magnétiques (effet missile) lié au champ magnétique statique très élevé produit par l'aimant (environ 10 000 fois le champ magnétique terrestre) peut représenter un risque mortel, mais c'est un danger prédictible et qu'on peut appréhender aisément et que les procédures mises en place permettent d'éviter. Une autre source de risque réside dans l'interaction entre le champ magnétique radiofréquences (RF) et les tissus du patient. L'absorption des impulsions RF induit un champ électrique dans les tissus et conduit à une augmentation de la température, qui peut causer des brûlures. La présence d'éléments conducteurs comme les câbles reliant les capteurs de surface ou certains implants passifs peuvent entraîner des augmentations locales de débit d'absorption spécifiques (DAS) par la réémission d'un champ électrique.

Le contrôle de ces risques se traduit par des contraintes : restriction de l'accès à certains patients porteurs d'implants à risque, allongement de la durée des séquences pour réduire le DAS, et peut même limiter l'usage de techniques pourtant bénéfiques pour le patient. C'est le cas de l'imagerie par résonance magnétique endoluminale, qui consiste en l'insertion par les voies naturelles d'un capteur de réception magnétique extrêmement sensible pour être au plus proche de la zone à imager. Un capteur de faibles dimensions permet d'obtenir un rapport signal à bruit (RSB) élevé à sa proximité, mais la liaison galvanique qui le relie à la console de l'IRM pour la transmission du signal est une source de risque lorsqu'il est introduit profondément dans le patient. En effet, lors de l'impulsion radiofréquence, une onde stationnaire peut apparaître le long du câble coaxial et provoquer des brûlures dans les tissus environnants. Les solutions pour supprimer les ondes stationnaires, par exemple les « câbles traps », sont, en particulier en raison de leurs dimensions, largement incompatibles avec l'imagerie endoluminale.

La motivation et l'une des applications de l'IRM endoluminal est la stadification du cancer colorectal. Ce type de cancer est à la fois l'un des plus fréquent (4ème dans le monde) et l'un des plus grave (2ème). Le stade auquel le cancer est détecté a un impact fort sur le taux de survie à 5 ans : un patient diagnostiqué en stade I a un taux de survie de 90% contre 63% en moyenne. Il est par conséquent essentiel de réaliser un bilan d'extension précis pour définir le traitement. Dans ce contexte, une image par IRM dans l'épaisseur de quelques mm de la paroi du colon présentant un contraste très élevé fournirait des informations utiles pour la stadification.

Le développement d'instrumentation est l'un des axes de recherches de l'équipe MAGnetic resonance and optICS (MAGICS) du laboratoire CREATIS. La thématique de l'imagerie endoluminale en fait partie, et plusieurs travaux ont été réalisés: Hugo Dorez a contribué à démontrer l'intérêt de cette technique en préclinique lors de sa thèse soutenue en 2016. Reina Ayde et Isabelle Saniour ont conçu et réalisé un système de découplage optique pour des capteurs de surface, dont les performances égalaient celles des capteurs découplés par courant DC. Le principe de la conversion sur banc de mesure a

également été démontré. Enfin, Alice Ferrando avait, lors d'un stage de master, converti et transmis le signal RMN d'un sonde endoluminale miniature par fibre optique, mais avait obtenu une image dont le rapport signal à bruit (RSB) était très fortement dégradé. Ces projets ont été menés conjointement avec l'entreprise Kapteos, spécialisée dans le développement de capteurs fibrés. Ils commercialisent notamment un capteur de champ électrique et une unité de traitement compatible avec les hauts champs magnétiques. Après avoir passé ma première année de thèse à Lyon pour me former à l'usage de l'IRM et comprendre les contraintes de l'environnement, j'ai poursuivi ma recherche en 2eme et 3eme année sur le site de Sainte-Hélène-du-lac à Kapteos pour étudier la chaîne de transmission optique.

L'objectif de cette thèse est de poursuivre les travaux sur la conversion et la transmission optique du signal RMN. La première étape a consisté en l'étude de la chaîne de transmission pour identifier l'origine de la dégradation du RSB constaté lors des expériences précédentes. L'analyse des résultats a permis de proposer des solutions d'améliorations menant à une preuve de concept de conversion et de transmission EO sans réduction du RSB.

Le second axe de recherche concerne la validation de l'usage des sondes de champ électrique Kapteos pour la mesure du DAS en IRM haut champ. La performance des sondes a été comparée à l'état de l'art, et mise en perspective de l'évolution de la place des capteurs dans l'estimation du DAS.

Le premier chapitre du manuscrit décrit les bases physiques et techniques de l'IRM sur lesquelles reposeront les développements, les enjeux de l'imagerie endoluminale pour le cancer colorectal, et des notions sur les risques et la sécurité en IRM.

La deuxième partie introduit l'effet Pockels, les outils de modulation d'un signal optique par un signal électrique, et établit les besoins distincts des deux applications cibles : la modulation du signal RMN et la mesure du champ E.

Les chapitres 3 et 4 sont construits autour d'articles de recherche qui exposent les résultats pour chacun des deux axes de recherche et sont agrémentés de résultats préliminaires ou complémentaires. Le premier est paru dans le journal IEEE Transaction in BioMedical Engineering en 2022. Nous y présentons notre approche pour supprimer les câbles coaxiaux, la modulation à état de polarisation, qui présente l'avantage d'être passive. Le modulateur dédié à la conversion du signal est développé au laboratoire FemtoST par l'équipe de Nadège Courjal et les essais sont réalisés sur une IRM préclinique 7T. Le deuxième article, soumis dans Journal of magnetic resonance en Avril 2023 traite des mesures de champ électrique et de température pour l'estimation du DAS en IRM préclinique 7 et 11,7T.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

Brève historique de l'imagerie par résonance magnétique

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est un phénomène physique qui a été mis en évidence par l'équipe d'Isaac Rabi dans les années 1930 [1], lors d'essai de projection de faisceaux moléculaires. Ces essais, visant à vérifier les modèles de la physique moderne, ont fait apparaître les moments magnétiques de certains noyaux. Dans les années 40, les équipes de recherche de Purcell (Harvard) et celles de Bloch (Stanford) parviennent indépendamment à développer des méthodes de mesures du magnétisme nucléaire par induction magnétique. C'est dans les années 60 que la RMN trouve sa première application, la spectroscopie (Richard Ernst recevra le prix Nobel de chimie pour ses contributions à son développement en 1991). Cette technique, surtout utilisée initialement en chimie et en biologie, permet d'analyser des échantillons pour déterminer la structure moléculaire. Il faut attendre les années 70 pour voir apparaître l'imagerie par résonance magnétique avec la formation de la première image.

I) Bases théoriques

a) Spins nucléaires et champ magnétique

a.1) Moment magnétique

Certains noyaux atomiques possèdent un moment angulaire intrinsèque ou spin (\vec{J}_n), auquel est associée un moment magnétique ($\vec{\mu}_n$). Le rapport gyromagnétique (γ) qui dépend du noyau considéré lie ces deux grandeurs physiques.

$$\vec{\mu}_n = \gamma \cdot \vec{J}_n \tag{1.1}$$

Le moment angulaire est défini par le nombre quantique de spin I lié à \vec{J}_n par la relation

$$|\vec{J}_n| = \hbar \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{I(I+1)} \tag{1.2}$$

Avec \hbar , qui est la constante de Planck réduite $h/2\pi$ avec $h = 6,626\ 070\ 15 \times 10^{-34}$ J s.

C'est pour un nombre quantique non nul qu'apparaît un moment magnétique, et par conséquent que les propriétés de RMN sont réunies. Un spin est nul si le nombre de nucléons A et de protons Z d'un noyau sont pairs, c'est un entier si A est pair et Z impair et c'est un demi entier si A est impair. Les méthodes d'imagerie par résonance magnétique s'intéressent essentiellement au proton ^1H , qui est présent à proportion de 80 à 85% dans le corps humain et très majoritairement exploité dans les examens médicaux.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

a.2) Moment magnétique et champ magnétique statique

Le couple $\vec{\Gamma}$ [N.m] subi par un objet de moment magnétique $\vec{\mu}_n$ [A.m² ou N.m.T⁻¹] en présence d'un champ magnétique statique \vec{B}_0 [T] est donné par :

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mu}_n \wedge \vec{B}_0 \tag{1.3}$$

Lorsqu'un noyau de spin 1/2 est plongé dans le champ magnétique constant de norme B_0 orienté selon l'axe Z (longitudinal), la composante suivant z du moment magnétique ne peut prendre que 2 valeurs. Les composantes selon x et y (transverses) sont indéterminées en direction et en sens, mais la norme « transverse » est constante, et l'on peut représenter la distribution des moments suivant un double cône [2].

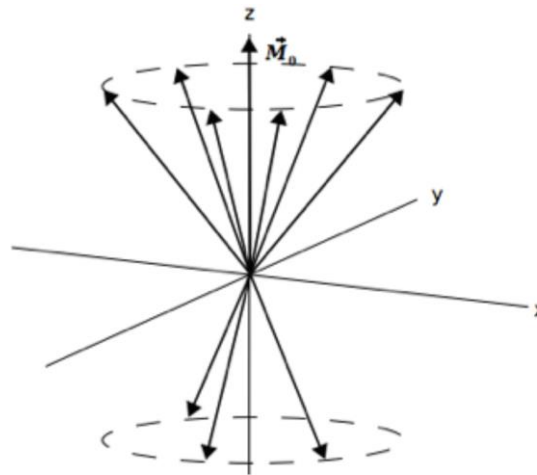


Fig. 1.1: Les moments magnétiques de spin soumis à un champ magnétique statique \vec{B}_0 selon l'axe z. adapté de [2].

Les moments de basse énergie (1/2) sont dits parallèles et ceux de haute énergie (-1/2) sont dits antiparallèles. La distribution des états d'énergie est donnée par la statistique de Boltzmann :

$$\frac{n_{\downarrow}}{n_{\uparrow}} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_b T}\right) \tag{1.4}$$

Avec k_b ($k_b = 1,380\ 649 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹) la constante de Boltzmann, n_{\uparrow} le nombre de noyaux dans un état parallèle et n_{\downarrow} dans un état antiparallèle.

La population d'énergie basse est légèrement en excès (environ 1 pour 100 000 à 1,5 T). On considère l'aimantation \vec{M} [A.m⁻¹] qui représente l'orientation préférentielle des moments magnétiques: c'est la surpopulation de n_{\downarrow} qui est à l'origine de \vec{M}_0 , selon l'axe du champ \vec{B}_0 . Les moments transverses sont déphasés, et leur valeur moyenne est nulle. Par conséquent \vec{M}_0 ne comporte qu'une composante longitudinale (d'ordre de grandeur 10 mA.m⁻¹ pour de l'eau pure à 1,5 T à 20 °C[3]), définie selon :

$$|\vec{M}_0| = \frac{\gamma \hbar}{2} (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \tag{1.5}$$

a.3) Fréquence de Larmor

La transition entre les deux états se fait à une fréquence spécifique, appelée fréquence angulaire (ou pulsation) de Larmor (ω_0). Elle est proportionnelle à la norme du champ magnétique statique \vec{B}_0 .

$$\omega_0 = |\gamma| B_0 \tag{1.6}$$

Cette propriété qui lie l'intensité du champ magnétique à la fréquence de résonance détermine les fréquences d'intérêts en IRM.

b) Précession et champs tournant

Si l'aimantation est momentanément écartée de sa position d'équilibre, elle est soumise au couple de rappel $\vec{T} = \vec{M} \wedge \vec{B}_0$, qui se traduit par un mouvement de précession de \vec{M} autour de l'axe Z. Pour écarter l'aimantation, un champ magnétique de norme B_1 transverse est appliqué, à la pulsation de Larmor ω_0 . [4]

Ce champ B_1 induit un mouvement de précession dans le plan orthogonal à B_1 , à la fréquence angulaire $\omega_1 = -\gamma B_1$. Ainsi en appliquant l'impulsion pendant un temps $\tau = \frac{\pi}{2|\gamma|B_1}$ la rotation est de $\frac{\pi}{2}$.

On peut donc définir θ l'angle de bascule selon $\theta = \gamma B_1 \tau$.

L'impulsion est créée par une bobine d'émission RF résonnante dont la fréquence doit correspondre à celle de Larmor.

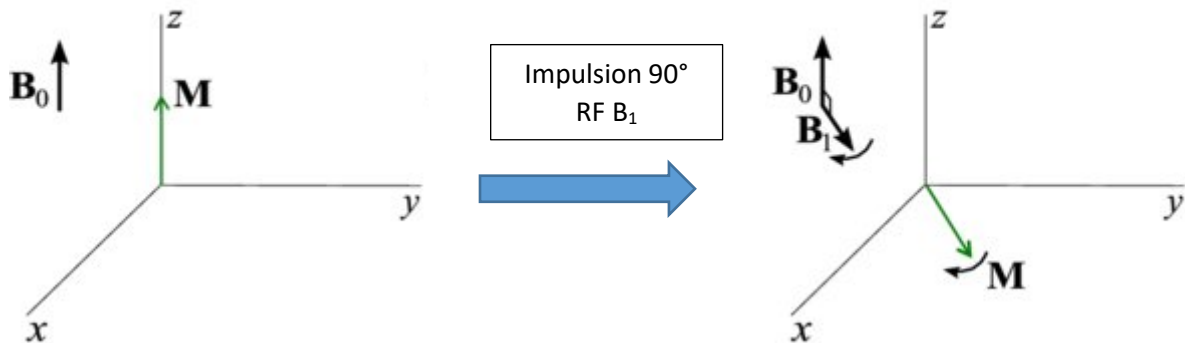


Fig. 1.2: précession de l'aimantation \vec{M} suite à une impulsion RF qui la bouge de sa position d'équilibre.

L'impulsion RF va donner naissance à une aimantation transverse qui va induire un signal mesurable comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

c) Relaxation

C'est une fois que l'impulsion est terminée que peut commencer l'observation. Lorsque l'impulsion B_1 s'arrête, l'aimantation revient à sa position d'équilibre le long de \vec{B}_0 comme le montre la figure 3. Ce phénomène, dû au couple de rappel \vec{T} défini en 1), est la relaxation.

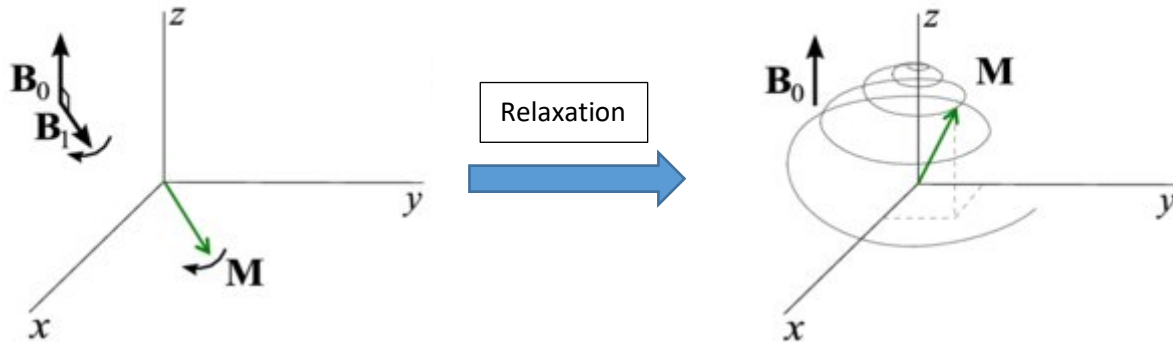


Fig. 1.3 : phénomène de relaxation : l'aimantation revient à sa position d'équilibre. [5]

Mesurer le signal pendant l'émission du champ B_1 est ici inutile, c'est donc pendant le retour à l'équilibre de l'aimantation que se fait la réception. Pour cela, une bobine conductrice résonante (parfois la même qui a émis le signal RF d'excitation), accordée à la fréquence de Larmor mesure le champ magnétique B dû à la précession perpendiculaire à \vec{B}_0 . Par induction, un courant i proportionnel au flux magnétique Φ [T.m²] est induit dans la bobine et crée une différence de potentiel V à ses bornes (fig. 1.4)[6].

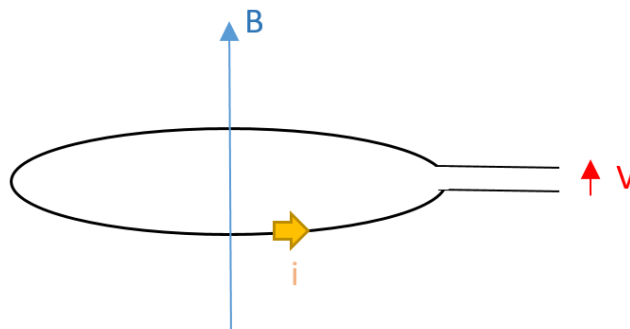


Fig. 1.4 : induction de courant par le champ magnétique transverse généré par l'impulsion.

c.1) Equation de Bloch et temps de relaxation

Les équations de Bloch décrivent l'aimantation d'un échantillon dans un champ magnétique statique à partir des temps de relaxation [7].

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

L'équation de départ est la suivante :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{B}_0 \quad (1.7)$$

C'est l'équation qui décrit l'aimantation dans le champ statique avant l'excitation. Elle provient directement du lien entre le couple de rappel, qui est la dérivée du moment cinétique macroscopique J et l'aimantation \vec{M} (eq 1).

On peut remplacer \vec{M} par ses trois composantes M_x , M_y et M_z :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y B_0 \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma M_x B_0 \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

M_x et M_y peuvent être regroupés dans la notation sous forme complexe $M_{\perp} = M_x + iM_y$, et correspondant à l'aimantation transverse

Et ce système a pour solution $M_{\perp}(t) = M_{\perp}(0)\exp(i\omega_0 t)$ et $M_z(t) = M_z(0)$

On a bien un mouvement de précession dans le plan X-Y avec une valeur constante dans la direction Z.

Plaçons-nous désormais dans le cadre d'un retour à l'état d'équilibre suite à la bascule de l'aimantation par un champ RF B_1 ($M_z = 0$ et $M_{\perp} = M_z(0)$). Pour décrire ce mouvement de relaxation, il convient de distinguer deux mécanismes.

Le premier est un échange d'énergie entre le système de spins et son environnement. Il décrit le retour de l'aimantation longitudinale (axe Z) vers sa position initiale d'équilibre, et est caractérisé par le temps de relaxation spin-réseau dit T_1 . Plus les noyaux sont isolés de leur environnement, plus ce temps est long. L'ordre de grandeur du temps de relaxation T_1 dans les tissus est généralement de la centaine de millisecondes. On décrit le retour à l'équilibre par l'équation suivante :

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} + \gamma M_z B_z \quad (1.9)$$

Qui a pour solution :

$$M_z(t) = M_0 - (M_0 - M_z(0)) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (1.10)$$

Le deuxième mécanisme consiste en un échange d'énergie entre spins de molécules différentes qui mène à une perte de cohérence et à une atténuation de l'aimantation transverse. Comme l'aimantation est composée de plusieurs spin nucléaires, si certains gagnent ou perdent de l'énergie, il apparaît un déphasage entre eux, qui cause la réduction de la composante transversale. C'est la

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

relaxation spin-spin, de constante de temps T_2 , plus courte que la relaxation spin réseau. Le retour à l'équilibre se fait selon la relation :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_x B_x - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma M_y B_y - \frac{M_y}{T_2} \end{aligned} \tag{1.11}$$

Soit :

$$|M_L(t)| = |M_L(0)| \exp\left(\frac{-t}{T_2}\right) \tag{1.12}$$

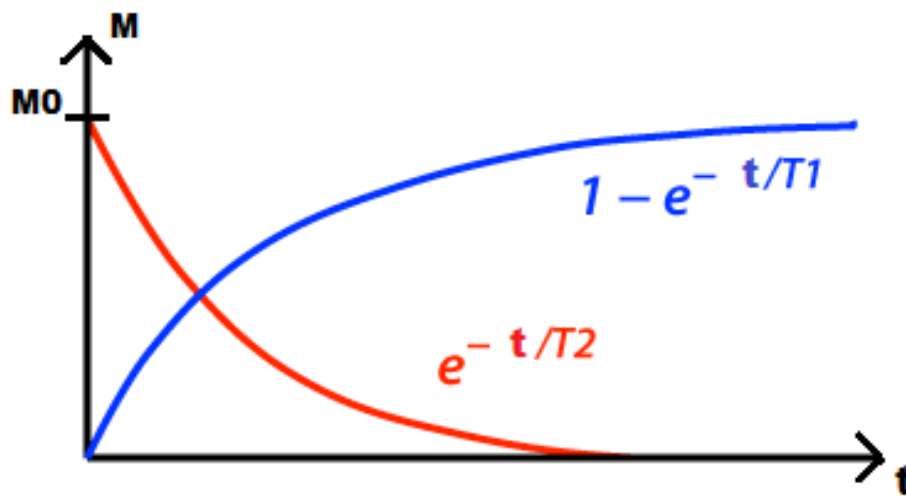


Fig. 1.5 : évolution de l'aimantation transverse (en rouge) et longitudinale (en bleu) après l'impulsion RF.

Comme T_2 est plus court que T_1 , la norme de l'aimantation n'est pas constante, elle décroît avant de retrouver sa valeur initiale car les deux phénomènes sont indépendants.

*c.2) Le temps de relaxation T_2^**

Enfin, les inhomogénéités de champs accentuent la décroissance de l'aimantation transversale. Comme le champ magnétique n'est pas parfaitement homogène, il existe des variations très faibles de la fréquence de Larmor. Cette différence de fréquence induit un déphasage entre les aimantations, qui contribue à la réduction de la composante globale du signal transverse.

On caractérise cette perte de cohérence supplémentaire par une constante de temps T_2' , et la constante de temps prenant en compte les deux effets de la décroissance, T_2^* , s'exprime ainsi :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \tag{1.13}$$

Sous l'effet de T_2' , le signal transverse décroît plus rapidement que sous l'effet unique du T_2 comme le montre la figure 6.

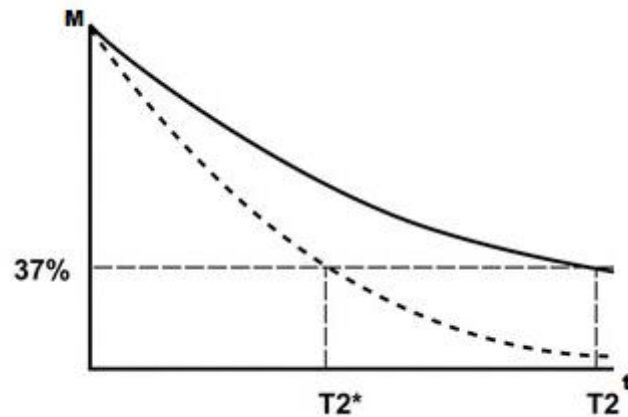


Fig. 1.6 : décroissance de l'aimantation transverse selon T_2 (trait plein) et T_2^* (pointillés).

Néanmoins certaines séquences impulsions telle que les séquences dites d'écho de spin permettent de corriger en partie les déphasages liés aux hétérogénéités du champ magnétique statique et refocalisant les aimantations, ce qui va se manifester par la formation d'un écho.

d) Séquences d'acquisition

d.1) Caractéristiques d'une séquence

Une séquence d'acquisition en IRM consiste en une ou plusieurs impulsions RF (combinées à l'application de gradients de champs magnétiques), suivie(s) d'une période d'évolution avant l'acquisition du signal et enfin une période de récupération de l'aimantation longitudinale. L'impulsion radiofréquence est produite par la bobine d'émission RF, à la fréquence de Larmor du noyau étudié.

Le cas le plus simple est celui de l'impulsion à enveloppe rectangulaire. La bobine émet un champ RF d'amplitude b_1 constante pendant un temps T , ainsi l'angle de bascule de l'aimantation est proportionnel à la durée de l'impulsion.

On définit les temps T_E et T_R , qui indiquent respectivement le temps entre l'impulsion et la mesure du signal, et le temps entre deux cycles de la séquence.

Une séquence est par conséquent caractérisée par ses temps T_E et T_R , par le nombre et la forme (enveloppe) des impulsions RF, ainsi que par les gradients d'encodage spatial, dont le rôle sera détaillé en [e](#)).

d.2) Impulsions de refocalisation

On a vu dans le paragraphe précédent que les inhomogénéités de champ accélèrent la décroissance du signal transverse. Pour diminuer cet effet indésirable, il existe des impulsions dites de refocalisation.

Nous pouvons nous intéresser à la séquence d'écho de spin.

Une première impulsion de 90° est suivie à $T_E/2$ d'une impulsion de 180° (cf. figure 1.7). L'objectif de cette deuxième impulsion est de compenser le déphasage des spins entre eux lié aux inhomogénéités,

pour annuler la perte de l'aimantation transverse. Pour comprendre comment la perte de cohérence est partiellement annulée, on peut partir d'un système simple composé de deux vecteurs aimantation de mêmes normes, tournant dans le plan transverse XY, de fréquence angulaire légèrement différentes et partant en phase. Les deux vecteurs représentent deux aimantations, et leur somme l'aimantation macroscopique. Au cours du temps, comme ils tournent à des fréquences angulaires légèrement différentes, une déphase va se créer et la norme de leur somme vectorielle va décroître. C'est l'origine de la perte accentuée du signal dans le plan transverse. L'impulsion de 180° va imposer des phases opposées entre les deux vecteurs. Ainsi dans un temps égal à celui qui sépare ces deux impulsions, les deux vecteurs vont se retrouver de nouveau en phase, et le signal transverse est restauré temporairement avant de diminuer à nouveau formant ainsi un écho.

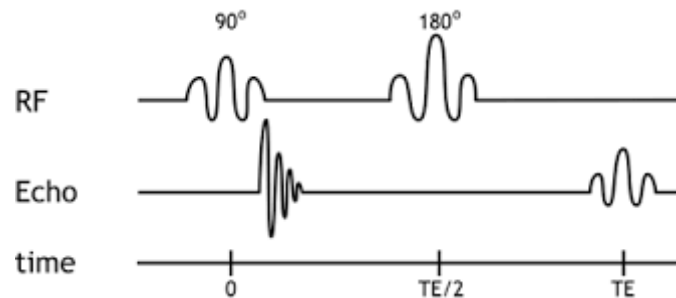


Fig. 1.7 : Représentation simplifiée d'une séquence d'écho de spin. L'angle de bascule est indiqué sur les impulsions.

Cette technique limite les effets liés aux inhomogénéités, mais elle allonge la durée de T_R par rapport à une séquence équivalente à impulsion unique.

d.3) Formes d'impulsion

L'impulsion rectangulaire permet de calculer facilement l'angle de bascule puisque l'énergie transmise est constante. Mais la transformée de Fourier (TF, qui permet de représenter les composantes fréquentielles d'un signal) d'une fonction porte est un sinus cardinal.

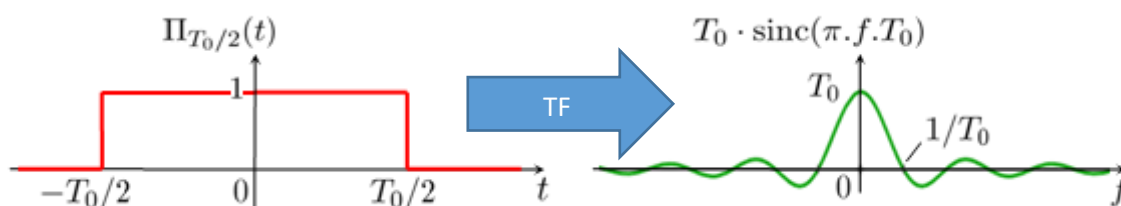


Fig. 1.8 : transformée de Fourier d'une fonction porte qui représente une impulsion RF d'enveloppe rectangulaire.

Or, la bande passante de l'impulsion RF contribue à la sélection du plan de coupe de l'IRM (cf. paragraphe suivant). Avoir une TF dont la norme est constante sur la bande passante est bénéfique pour la sélectivité des coupes, l'impulsion prend le plus souvent la forme d'un sinus cardinal (sinc). En pratique, la fonction sinc est tronquée de façon à conserver un temps des impulsions raisonnablement court vis-à-vis des autres temps caractéristiques de la séquence (amortissement, etc.)

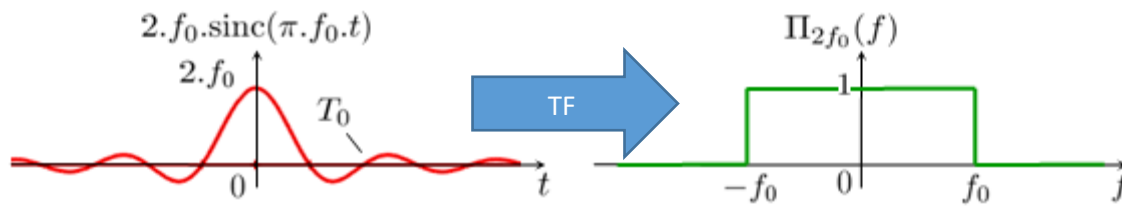


Fig. 1.9 : transformée de Fourier d'un sinus cardinal. En pratique le sinc est tronqué, et le rectangle n'est donc pas parfait (pentes de coefficients directeurs finis en $\pm f_0$, et ondulations sur la partie supposée constante.)

e) Du signal RMN à l'Imagerie par résonance magnétique

e.1) Principe d'encodage par les gradients

Trois bobinages permettent de créer des gradients de champs de la composante selon Z variant linéairement dans les directions X, Y, Z avec pour objectif d'encoder la zone à imager. Cette méthode repose sur la relation entre la fréquence ou la phase et l'intensité du champ magnétique statique. Si le champ magnétique selon Z est d'intensité différente en plusieurs points de l'espace, la rotation de l'aimantation dans l'échantillon se fera à des fréquences différentes : on peut retrouver la position unidimensionnelle à partir de la fréquence mesurée.

Prenons un cas simple : une coupe perpendiculaire à l'axe Z (direction du champs B_0). Un premier gradient permet de sélectionner la position et l'épaisseur de la coupe : le long de l'axe Z, une variation linéaire du champ magnétique vient s'ajouter au champs statique B_0 . Si l'impulsion RF a une bande passante rectangulaire, l'amplitude du gradient va définir l'épaisseur de la coupe et la fréquence centrale de l'impulsion sa position ou hauteur de coupe. L'application simultanée d'une impulsion modulée en amplitude et d'un gradient constant va permettre de sélectionner quels protons seront soumis à un champ magnétique dont la fréquence est celle du champ B_1 de la bobine d'émission RF.

Après l'impulsion RF, une variation linéaire du champ magnétique est appliquée par le gradient de l'axe Y. ce champ est appliqué pendant une durée courte (ordre de grandeur de la milliseconde), son rôle est de créer à l'issue de son application, un déphasage d'aimantation proportionnel à la position sur l'axe Y.

Enfin, à la lecture du signal, une variation linéaire du champ magnétique est créée par la bobine de gradient sur l'axe X. Comme la fréquence de résonance est liée à la valeur du champ statique, les fréquences du signal reçu sont liées à la position le long de l'axe X.

Au bilan, après l'application d'une impulsion de sélection de coupe avec un gradient selon Z, l'application de gradients successifs dans le plan XY avant et pendant la mesure du signal, permet d'attribuer à chaque composante du signal (caractérisé par sa fréquence et sa phase) une zone de l'espace (un voxel). Donc en répétant par exemple la séquence, par pas contrôlés du gradient Y ressenti dans chaque voxel, on obtient un jeu de données à deux coordonnées (phase, fréquence) qui permet de reconstruire une image d'amplitude (relative) d'aimantation dans le plan repéré par les coordonnées d'espace X et Y.

e.2) Espace réciproque et reconstruction de l'image

Le signal reçu est organisé sous forme de matrice, qu'on appelle espace réciproque ou espace des k . Dans le cas le plus simple, la matrice est remplie ligne par ligne à chaque TR. Pour une image 2D, on définit $k = (k_x, k_y)$ qui représente les fréquences spatiales k_x et k_y [m^{-1}] de la matrice $F(k)$, et $r = (r_x, r_y)$ qui représente l'image $f(r)$. Pour accéder à l'image $f(r)$, on utilise la transformée de Fourier inverse (TF^{-1}) :

$$f(r) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(k) \exp(2\pi i k r) dk_x dk_y$$

(1.14)

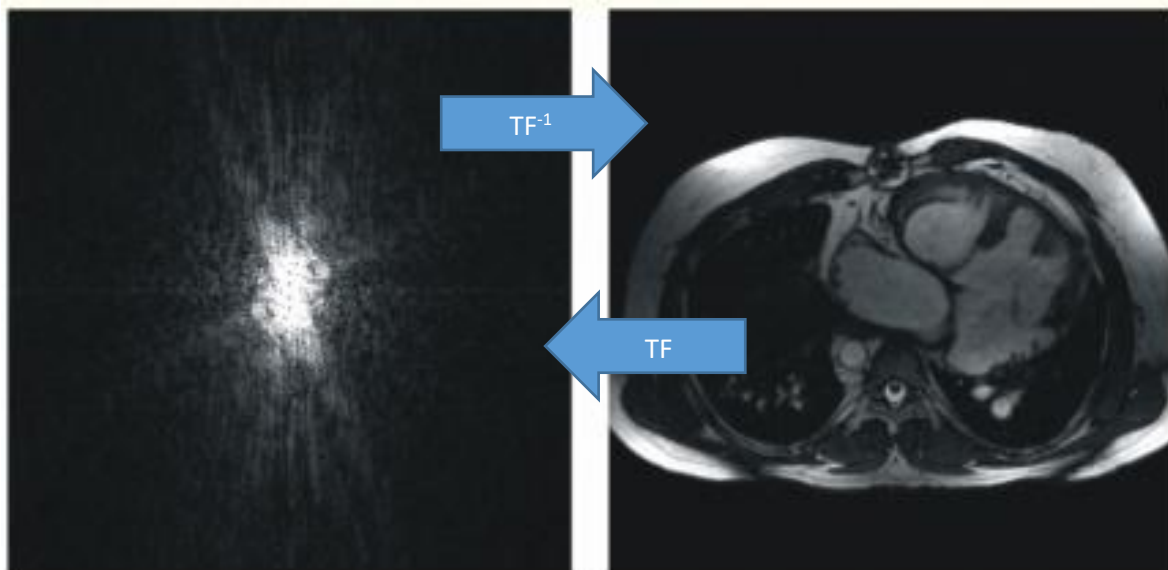


Fig. 1.10 : exemple de matrice $F(k)$ et d'image $f(r)$. La TF permet de faire le lien entre l'espace image et l'espace fréquentiel.

Le centre de la matrice de l'espace réciproque est relatif aux fréquences spatiales basses : il s'agit des contrastes et du rapport signal à bruit. La périphérie contient les fréquences hautes, c'est-à-dire l'information sur les détails et les interfaces entre tissus.

En conservant le centre ou la périphérie, on applique respectivement un filtre passe-bas ou un filtre passe-haut. Il peut être intéressant (notamment en termes de temps d'acquisition), si l'on veut répéter une mesure, de privilégier l'information sur l'allure de l'image, ou sur les détails aux interfaces des structures précédemment décelées. Il n'est alors pas nécessaire de réacquérir l'ensemble de la matrice.

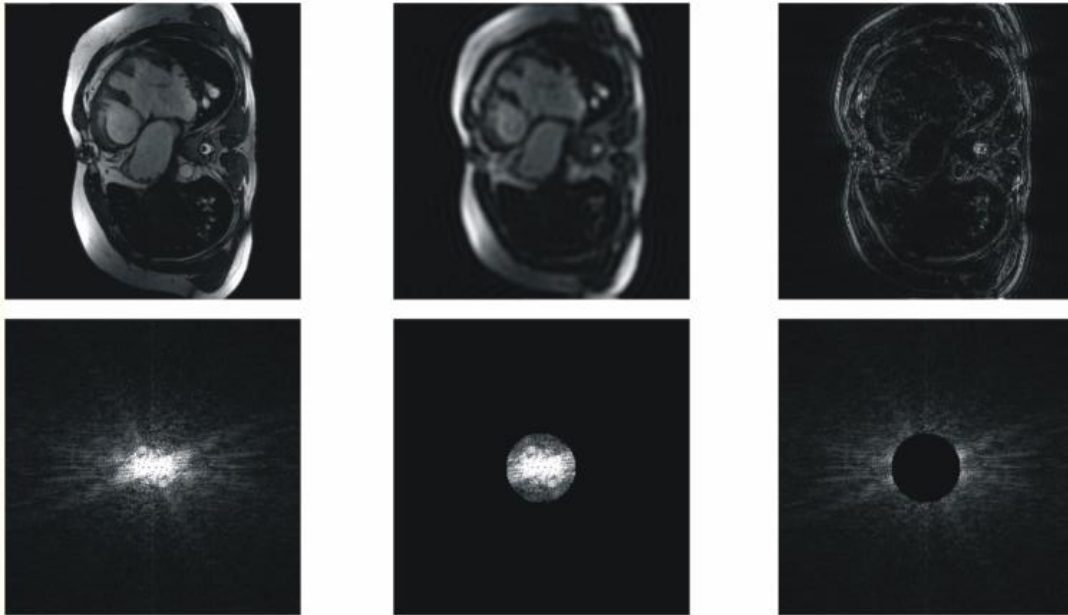


Fig. 1.11 : images obtenues à partir de l'espace des k dans sa totalité (à gauche), à partir uniquement de son centre (au milieu) et à partir uniquement de sa périphérie (à droite). On remarque que les fréquences spatiales basses contiennent les zones uniformes, l'information de contraste et que les fréquences spatiales hautes contiennent les transitions et interfaces.

f) Matériel

Sur le plan matériel, un imageur comporte :

- Un aimant engendrant le champ magnétique statique B_0 servant à orienter les moments magnétiques des noyaux. Cet aimant doit produire un champ magnétique statique et homogène pour assurer une imagerie de qualité. Fournissant un champ allant du dixième à la dizaine de teslas (T), il peut exister sous trois formes. L'aimant permanent, constitué d'une structure ferromagnétique, qui ne nécessite pas d'alimentation. L'aimant résistif qui consiste en une bobine de cuivre traversé par un courant, il doit être alimenté et il ne peut atteindre de très hauts champs au contraire de son modèle dérivé : l'aimant supraconducteur. L'aimant supraconducteur utilise la propriété de certains matériaux ou alliages qui, lorsqu'ils sont à basse température voient leur résistivité s'annuler, permettant la circulation du courant avec de pertes et des dissipations thermiques minimales. Ces aimants permettent d'atteindre de très hauts champs (> 3 T) mais doivent être refroidis à l'aide d'hélium liquide pour conserver la propriété de supraconductivité [8].
- Des correcteurs de champs magnétiques (Shim), qui assurent l'homogénéité du champ. Lors de la conception de l'aimant, des variations subsistent dans le tunnel, d'environ 100 parties par million (ppm). Ces variations sont dues aux imperfections du matériel (Le champ B_0 produit par l'aimant n'est jamais parfaitement homogène), aux éventuelles sources extérieures de champ magnétique ainsi qu'à l'échantillon ou tissu à imager (les tissus sont selon leur nature diamagnétiques ou paramagnétiques).

La correction se fait en deux étapes :

- Le shim passif, un réglage fixe réglé lors de l'installation de l'IRM. Il s'effectue au moyen de plaques ferromagnétiques fixées dans le tunnel de l'IRM.
- Le shim actif, un réglage dynamique effectué par des bobines qui permettent de s'adapter à une étude spécifique et de corriger les inhomogénéités de champs générées par l'échantillon à imager. Une séquence est utilisée pour estimer les inhomogénéités du volume à imager, et un programme propose une décomposition en fonctions harmoniques sphériques [9]. Cette fonction peut être développée sous la forme « $B_0 + 3$ termes d'ordre 1 + 5 termes d'ordre 2 + 7 termes d'ordre 3 + 9 termes d'ordre 4 ». Chaque terme peut être compensé par une bobine.

La plupart des scanners corrigent les termes d'ordres 1, et certains possèdent des bobines supplémentaires en option pour corriger les termes d'ordre 2, voire d'ordre 3 [10]. Les bobines de shim d'ordre élevé (> 2) ont une importance particulière dans les systèmes haut champ ($> 7T$) car les artefacts de susceptibilité magnétique γ sont plus forts [11]. Cependant les bobines de shim augmentent les coûts et la complexité de l'IRM, chaque bobine nécessite une alimentation et un système de contrôle, et leur implémentation physique est délicate. Les ordres élevés sont nécessaires pour les études spectroscopiques en particulier.

Il est possible en combinant ces deux types de shims d'atteindre des valeurs d'homogénéité inférieures à 3 ppm pour une zone test sphérique de 50 cm de diamètre placée au centre du système et donc inférieur au déplacement chimique eau-graisse (3,5 ppm).

- Des bobines de gradients du champ magnétique, qui permettent de faire varier linéairement l'intensité du champ magnétique selon l'axe z dans l'espace. Il en existe un par axe physique (X, Y, Z), et ils permettent de localiser et d'encoder spatialement les signaux, et de permettre la sélection des plans de coupes. Ils sont insérés à l'intérieur de l'aimant. Leur commutation est rapide (amplitude maximale de quelque dizaines de mT/m à quelques kHz) mais produit des courants de Foucault.

La bobine de gradient de l'axe Z est généralement composée d'une paire de bobines circulaires (bobines de Maxwell), traversée par des courants de sens opposés ce qui engendre une variation linéaire du champ en présence du champ statique B_0 .

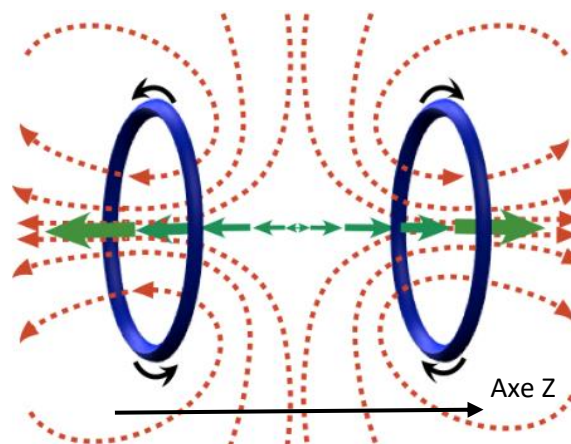


Fig. 1.12 : Les bobine de gradients de l'axe Z produisent un champ de signe positif à droite, nul au centre et de signe négatif à gauche.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

Pour générer des variations linéaires sur les axes transverses, un autre type de bobines est utilisé. Il s'agit de bobines de Golay, des paires de « demi-bobines » disposées aux extrémités de l'axe d'intérêt.

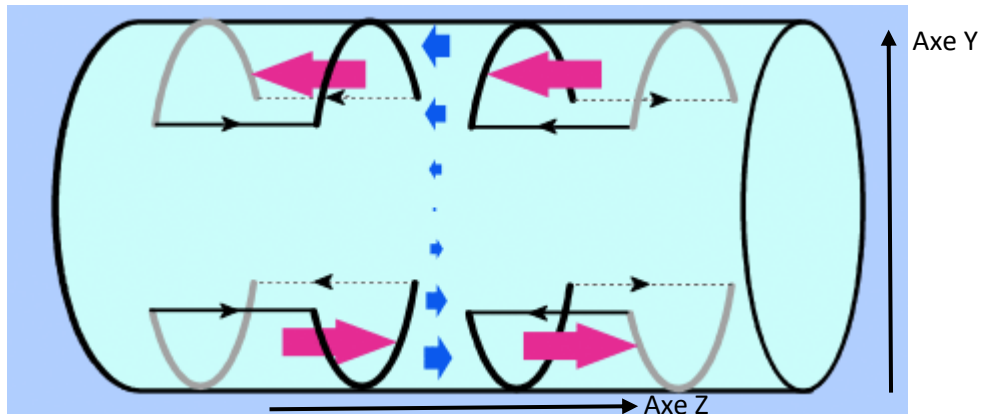


Fig. 1.13 : schéma de principe des bobines de Golay. En générant un champ dans le sens de B_0 en haut de l'axe Y et dans le sens opposé à B_0 en bas, on obtient un gradient le long de l'axe Y.

En réalité, les bobines de gradients sont composées chacune de plusieurs paires, de diamètres spécifiques, afin d'obtenir une meilleure linéarité sur l'ensemble du plan.

- Une bobine RF d'émission/réception : évoquée en [C](#), c'est l'élément qui produit l'impulsion radiofréquence $B1$ qui modifie la position d'équilibre de l'aimantation. La bobine peut assurer à la fois l'émission et la réception, ou bien il peut y avoir une bobine d'émission et un capteur de réception. Leur géométrie peut aussi varier selon l'objet d'étude, avec des bobines volumiques au centre de laquelle est situé l'objet, ou des capteurs de surface, plans et positionnés sur ou autour de la région d'intérêt [12]. Des réseaux d'antennes (ensemble de capteurs) peuvent aussi être utilisés pour cumuler l'avantage des bobines volumiques (large volume d'étude) et celui des capteurs de surface (sensibilité élevée) [13].

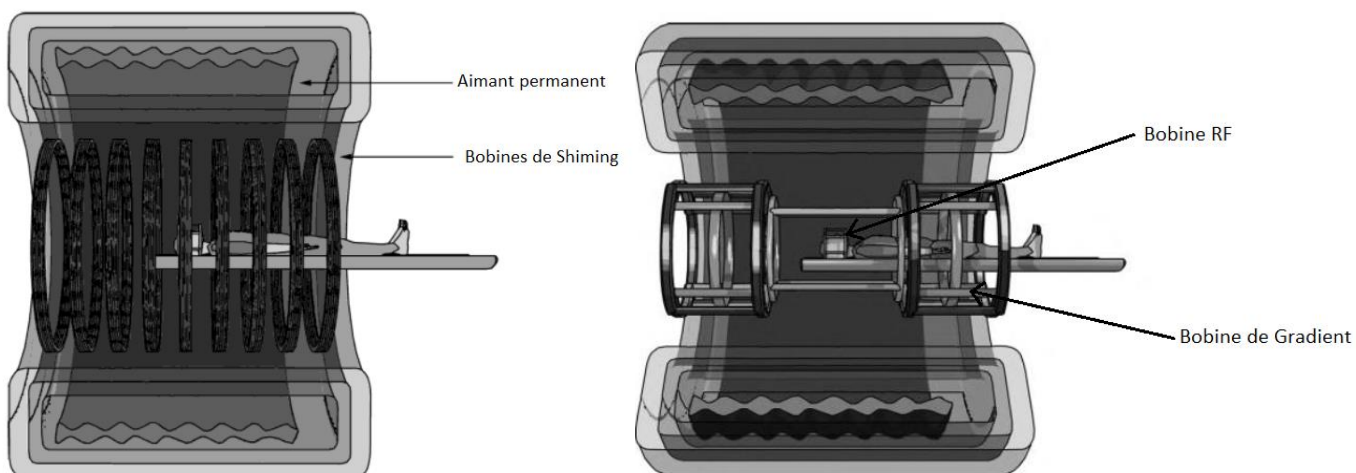


Fig. 1.14 : Coupe d'un système IRM permettant de visualiser les principaux éléments. Adapté de [14].

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

- Du matériel électronique pour le traitement de signal : le signal reçu est généralement réparti sur une bande passante de quelques centaines de kHz, mais celle-ci est centrée à plusieurs dizaines ou centaines de MHz. Pour effectuer une conversion analogique/numérique (CAN) à basse fréquence, le signal de fréquence f_0 est modulé par un signal de fréquence légèrement supérieure ($f_0 + \Delta f$). Cette technique, appelée détection hétérodyne, permet une démodulation, c'est-à-dire d'abaisser la fréquence centrale de la bande passante du signal d'intérêt.

$$\sin(f_0 t) \sin((f_0 + \delta f) t) = \frac{1}{2} [\cos(\delta f t) + \cos((2f_0 + \delta f) t)]$$

(1.15)

Un filtre passe bas est utilisé pour éliminer la composante haute fréquence du signal résultant en $2f_0 + \delta f$.

g) Signal et Sources de bruit

g.1) Caractéristiques du signal RMN

Connaitre les caractéristiques du signal RMN permet de dimensionner les éléments de la chaîne de réception du signal. Les principales caractéristiques sont :

- Sa fréquence centrale, déterminée par la valeur du champ statique B_0 . L'ordre de grandeur est de la centaine de MHz, dans le cas d'un système 7T comme celui utilisé au laboratoire CREATIS, elle est de 300 MHz.
- Sa bande passante Δf , qui dépend de la largeur de la zone à imager dans l'axe du gradient G_x d'encodage de fréquence, ainsi que de l'intensité du gradient G_x .
- Son rapport signal-sur-bruit ou signal-to-noise ratio (RSB). C'est l'indicateur principal de la qualité du signal reçu. Il décrit l'amplitude du signal contenant l'information, par rapport à celle des signaux parasites. En IRM, le RSB est fortement lié à la plage dynamique du signal, qui correspond au rapport entre la plus grande et la plus petite composante du signal utile. Cette notion et son lien avec l'amplitude du signal seront détaillés dans le chapitre 3.

g.2) Rapport signal sur bruit

Le bruit est ici défini comme un signal parasite dont l'amplitude (et le plus souvent la fréquence) varie(nt) aléatoirement et que l'on retrouve dans tous les circuits électroniques.

Dans une expérience IRM, les sources de bruit majeures sont le bruit thermique, les pertes par couplage électromagnétique entre l'échantillon et la bobine et les bruits de la chaîne de conversion.

Tous les conducteurs ont une résistance, lorsqu'un courant circule, la dissipation thermique augmente l'agitation des porteurs de charge et donc le bruit. C'est le cas dans la bobine à l'émission ainsi qu'à la réception. La relation de Nyquist donne la variance de la tension V_b aux bornes d'une résistance R_b à température T_b avec Δf la bande passante et k_b la constante de Boltzmann :

$$\overline{V_b^2} = 4K_b R_b T_b \Delta f \quad (1.16)$$

C'est la source de bruit principale si les éléments du reste de la chaîne sont performants.

Les pertes par couplage électromagnétique comprennent une composante due au champ magnétique et une composante due au champ électrique :

- Le champ magnétique induit des courants de Foucault dans l'échantillon. Cela modifie l'impédance du circuit en ajoutant un terme R_m . Ce terme peut être diminué en modifiant la conception du capteur, par exemple à travers l'usage de plusieurs bobines de plus petit diamètre.
- La bobine émet également champ électrique, qui induit des courants dans l'échantillon, et ces pertes diélectriques sont modélisées par le terme résistif R_e . Le champ E émit par la bobine n'est pas utile, et on peut chercher à le réduire en interposant des écrans ou répartissant les condensateurs de manière à éviter des accumulations locales.

R_m et R_e dépendent de la conductivité de l'échantillon étudié, et sont associées à sa température T_e . L'expression de la variance du bruit devient :

$$\overline{V_b^2} = 4K_b [R_b T_b + (R_m + R_e) T_e] \Delta f \quad (1.17)$$

Pour exprimer quantitativement l'amplitude du signal, on utilise le théorème de réciprocité de Lorentz qui indique qu'une bobine a un diagramme de rayonnement et une impédance d'entrée identique qu'elle soit émettrice ou réceptrice. La force électromotrice (fem) générée par l'aimantation transverse M_L par unité de volume dV s'écrit :

$$fem = \omega_0 \int_V M_L B_{1L} \sin(\omega_0 t) dV \quad (1.18)$$

Avec B_{1L} le champ créé par la bobine réceptrice lorsque celle-ci est parcourue par un courant d'amplitude unité.

Le rapport signal sur bruit est par conséquent proportionnel au rapport de fem et de $\sqrt{\overline{V_b^2}}$:

$$SNR \propto \frac{\omega_0 \int_V M_L B_{1L} dV}{2\sqrt{K_b [R_b T_b + (R_m + R_e) T_e] \Delta f}} \quad (1.19)$$

On remarque qu'au numérateur, ω_0 et M_L sont proportionnels à B_0 . Au dénominateur, R_m est proportionnel à B_0^2 , et R_b à $\sqrt{B_0}$ en raison des effets de peau. L'effet de peau représente l'augmentation de la résistance d'un conducteur avec la fréquence, le champ magnétique généré par le courant électrique produit à son tour des boucles de courant à l'intérieur du conducteur. En pratique le courant ne circule plus au centre, mais uniquement en périphérie.

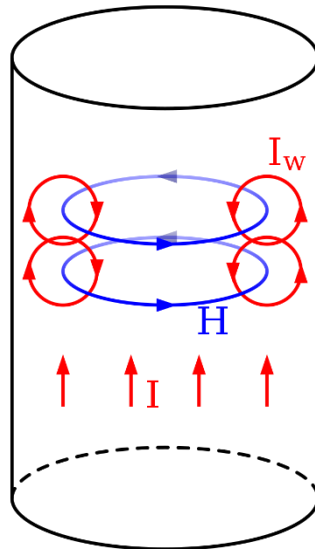


Fig. 1.15 : diagramme de principe de l'effet de peau. Le cylindre en noir représente le câble. Le champ H généré par le courant haute fréquence I induit un courant I_w , qui augmente la résistance du conducteur en son centre.

Le RSB augmente par conséquent avec le champ statique, ce qui explique en partie l'intérêt pour l'IRM haut champ.

Pour améliorer le RSB, l'expérience peut être réalisée N fois lorsque c'est possible. Le signal étant théoriquement le même, l'addition des signaux des différentes acquisitions produit une multiplication par N du terme au numérateur. En revanche le bruit étant un phénomène aléatoire, cette même addition induit une multiplication par \sqrt{N} du terme au dénominateur (moyenne quadratique des signaux de bruit). D'où au bilan un gain \sqrt{N} pour le RSB. L'usage de filtres pour restreindre la largeur des bandes passantes d'intérêt est également fréquent de façon à réduire d'autant (cf. eq. 17) la puissance des signaux de bruit.

g.3) Amplification du signal

Pour être traité, le signal analogique est amplifié, échantillonné et numérisé. L'amplification est une étape importante : elle permet à la fois de limiter l'impact d'éventuelles sources supplémentaires de bruit le long de la chaîne d'acquisition (après amplification), et elle permet d'adapter le signal à la plage dynamique du convertisseur analogique numérique (CAN). Chaque amplificateur possède un gain propre G et un facteur de bruit F . Le gain représente le facteur par lequel l'amplitude du signal est amplifiée, et le facteur de bruit qui représente le rapport entre le RSB « d'entrée » (avant l'amplification) et celui « de sortie ». Ils peuvent être donnés en échelle linéaire ou en échelle logarithmique.

L'amplificateur en entrée de chaîne doit avoir la meilleure figure de bruit pour préserver le signal pendant les étapes suivantes comme le montre ci-dessous la formule de Friis.

$$F_{\text{tot}} = F1 + \frac{F2}{G1} + \frac{F3}{G1 * G2}$$

(1.20)

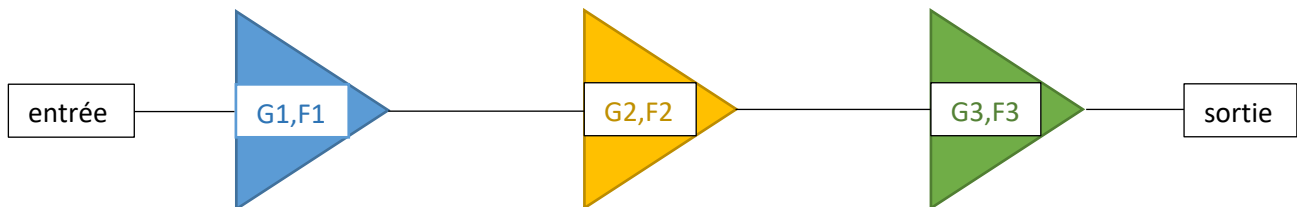


Fig. 1.16 : Exemple de cascade d'amplificateurs et de calcul de figure de bruit totale

Si les gains sont élevés devant les facteurs de bruit, comme c'est souvent le cas, F_{tot} est équivalent à $F1$ d'où la nécessité de placer l'amplificateur avec la meilleure figure de bruit en début de chaîne.

g.4) Numérisation

La dernière source de bruit est le bruit de quantification. Après l'amplification, le signal est converti par un convertisseur analogique numérique. Le CAN est un élément central de l'instrumentation puisqu'il permet en définitive le traitement par ordinateur d'un signal mesuré analogiquement. Il ajoute cependant une erreur de quantification pour chaque valeur égale à

$$e_q = v - v_{\text{mesurée}}$$

(1.21)

Car il ne dispose que d'un nombre fini de valeurs, nombre défini par son nombre de bits de conversion.

Soit le pas de quantification du CAN, ΔV , on fait l'hypothèse que l'erreur est uniformément distribuée entre $[-\Delta V/2; \Delta V/2]$. La puissance du bruit de quantification σ_q^2 est

$$\sigma_q^2 = \int_{-\frac{\Delta V}{2}}^{\frac{\Delta V}{2}} \frac{e^2}{\Delta V} de = \frac{\Delta V^2}{12}$$

(1.22)

Le pas de quantification d'un CAN performant moderne étant très faible, cette puissance de bruit peut généralement être négligée.

Suite à cette introduction aux bases techniques de l'IRM, la partie suivante s'intéresse au contexte de l'étude : l'amélioration la prise en charge du cancer colorectal. Elle comporte une brève description de la maladie et de ses spécificités, du rôle de l'imagerie médicale lors de la stadification, et enfin de l'intérêt de l'imagerie endoluminale pour les patients.

II) Cancer Colorectal et dépistage

a) Le cancer colorectal : enjeux et tendances

a.1) Description de la maladie

Le cancer colorectal résulte de la transformation cancéreuse d'un polype. Les polypes sont des tumeurs issues des parois internes (ou épithélium) du colon ou du rectum, qui sont dans l'immense majorité des cas bénignes. Les polypes pouvant se développer en cancer sont les polypes adénomateux (ou adénomes), ils proviennent de la prolifération des cellules des cryptes de Lieberkühn, des glandes (en rouge dans la figure 17 réparties dans les muqueuses le long de l'intestin et du colon qui servent à absorber certains nutriments [15].

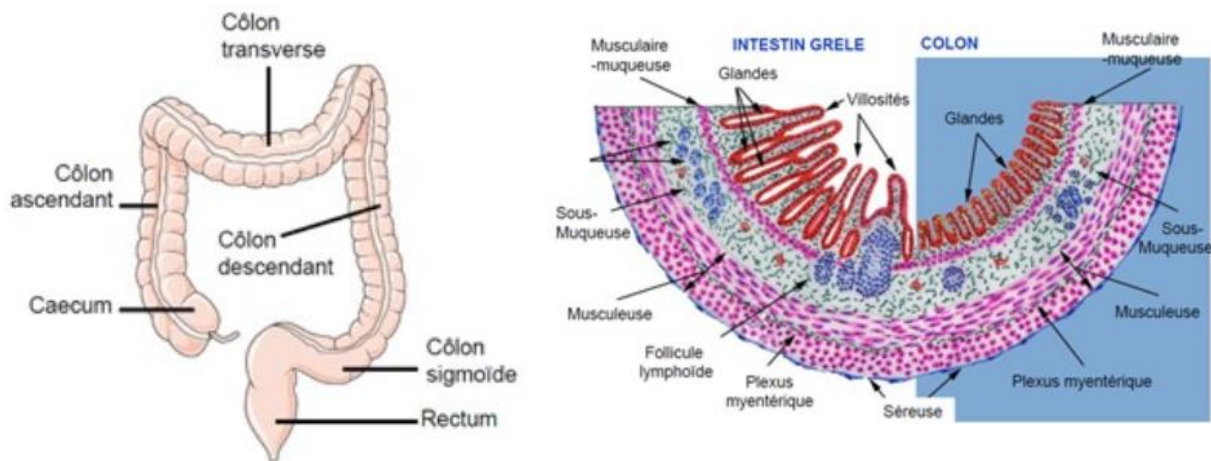


Fig. 1.17 : A gauche un schéma de l'ensemble colon-rectum. A droite une vue de coupe de l'intestin et du colon. (Adapté de [16])

Les polypes ne se transforment pas en cancer dans la majorité des cas (1 adénome cancéreux sur 40 polypes) [16], mais une partie de la difficulté dans la prise en charge de cette maladie réside dans la détection : malgré la mise en place de dépistages, les polypes sont encore souvent découverts de manière fortuite. Certains polypes volumineux peuvent saigner et conduire à une coloscopie, mais ils sont souvent détectés dans le cadre d'une coloscopie motivée par une autre pathologie (trouble du transit par exemple). [17], [18]

Une campagne de dépistage, en France depuis 2009, permet à toutes les personnes de plus de 50 ans de faire un test tous les deux ans pour détecter du sang dans les selles. Jusqu'en 2015 il s'agissait d'Hemoccult, un test au gaïac, et depuis d'un test immunologique. Le patient peut ainsi faire un prélèvement à domicile et envoyer l'échantillon par voie postale. Si le test est positif (4%), le patient effectue une coloscopie pour établir un diagnostic [19]. Une fois la présence de cancer confirmée par l'analyse des polypes à l'issue de l'endoscopie, il faut établir un bilan pré-thérapeutique [20]. Le bilan pré-thérapeutique permet de choisir le traitement le plus adapté pour le patient. C'est là qu'interviennent diverses techniques d'imageries (b)), pour permettre de visualiser d'éventuelles lésions, métastases et l'extension locorégionale de la tumeur [21].

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

a.2) Impact dans le monde

A l'échelle mondiale en 2018, le cancer colorectal est le 4ème type de cancer le plus fréquent (6,1% des cancers) et le deuxième par la mortalité (9,2% des décès liés aux cancers) pour 18 millions de nouveaux cancer détectés et 9,6 million de décès tout sexe confondu. En France, on recense (toujours en 2018) 43 336 nouveaux cas et 17 117 décès lié à cette pathologie, soit le 3ème type de cancer par incidence chez l'homme, le 2ème pour la femme et le 2ème par rang de décès chez l'homme et le 3ème chez la femme [22]–[24].

A l'instar du cancer du sein, le cancer du côlon commence le plus souvent par l'apparition d'une tumeur bénigne qui évolue en tumeur maligne. C'est pourquoi le stade du cancer auquel est détecté la tumeur à une incidence considérable sur l'issue de l'éventuel traitement. D'après santé publique France, le taux de survie à 5 ans est de 63% en moyenne, mais il passe à 90% pour les cancers détectés au stade I[25]. C'est la mise en place de campagne de dépistage systématique à partir de 50 ans qui a permis, malgré un taux d'incidence en hausse, de diminuer le taux de décès lié à ce cancer au cours des 20 dernières années.

Ces informations démontrent l'intérêt de développer des techniques de dépistages et de stadification efficaces.

Tendances

On peut maintenant s'intéresser au rapport de l'organisation mondiale de la santé (OMS) sur les liens entre les facteurs sociaux économiques et le taux de décès du a des cancers. Plusieurs constats permettent de prévoir quels seront les besoins concernant la prise en charge de la pathologie.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

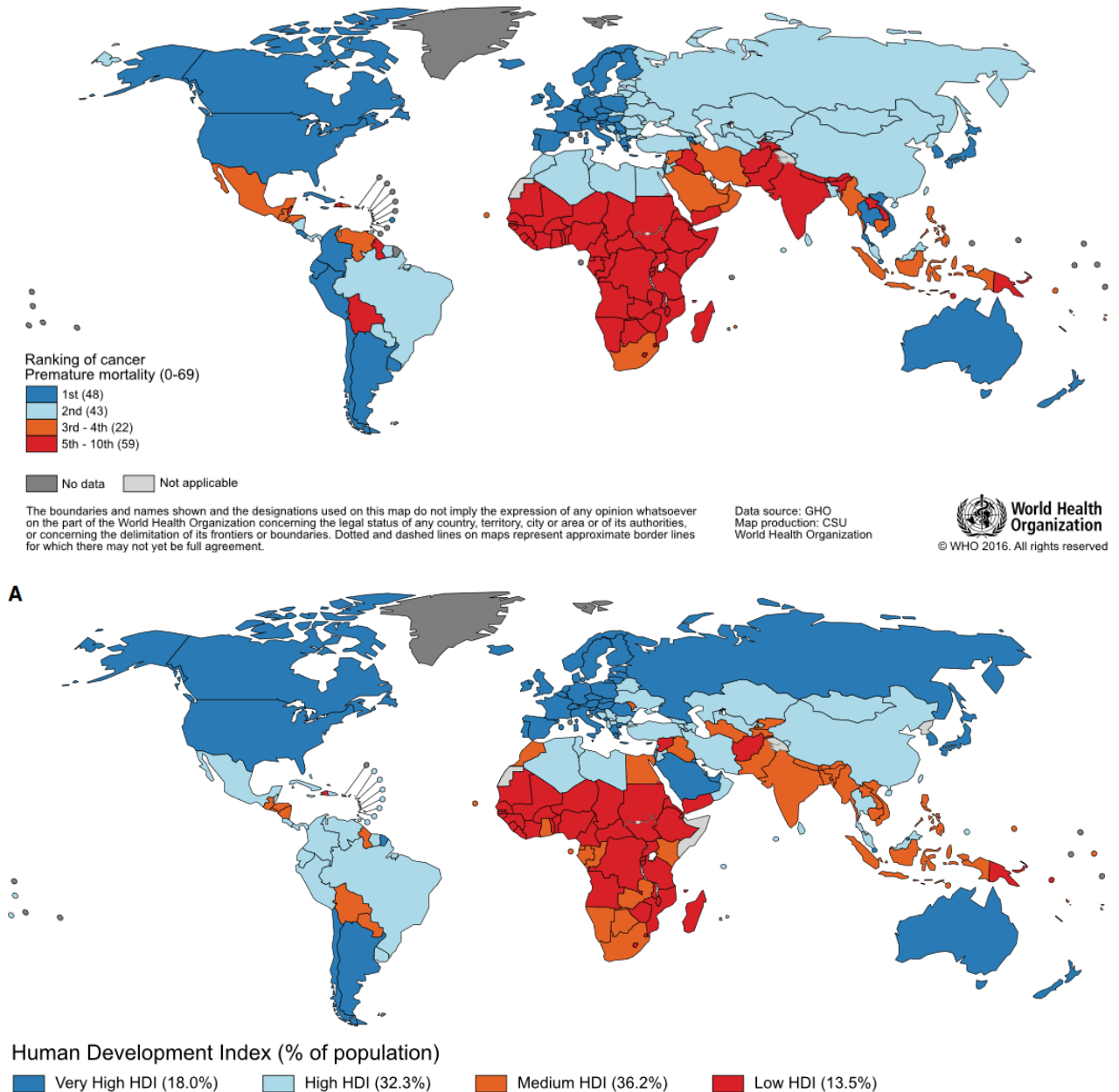


Fig. 1.18 : En haut la carte des pays indiquant le rang des cancers dans les causes de mortalités avant 70 ans, en bas l'indice de développement humain (IDH).

Si les liens entre l'indice de développement humain (qui comprend des informations diverses : niveau de vie, niveau d'éducation, espérance de vie) et l'impact du cancer dans un pays sont complexes, on peut néanmoins en dégager quelques tendances. Les pays riches, avec des populations âgées, qui ont des systèmes de santé permettant de limiter les décès liés aux maladies cardio-vasculaires sont proportionnellement plus touchés par les cancers. Si des pays voient leur niveau de vie s'améliorer, les cancers deviennent un enjeu de santé publique plus important à l'échelle mondiale. Or, en Asie, où vit 60% de la population, plusieurs pays sont dans cette situation (Chine, Inde). On peut donc penser que la question du dépistage et du traitement des cancers va occuper une part croissante des politiques de santé publique.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

On peut même affiner cette observation en rentrant dans le détail des taux d'incidence et mortalité par type de cancer :

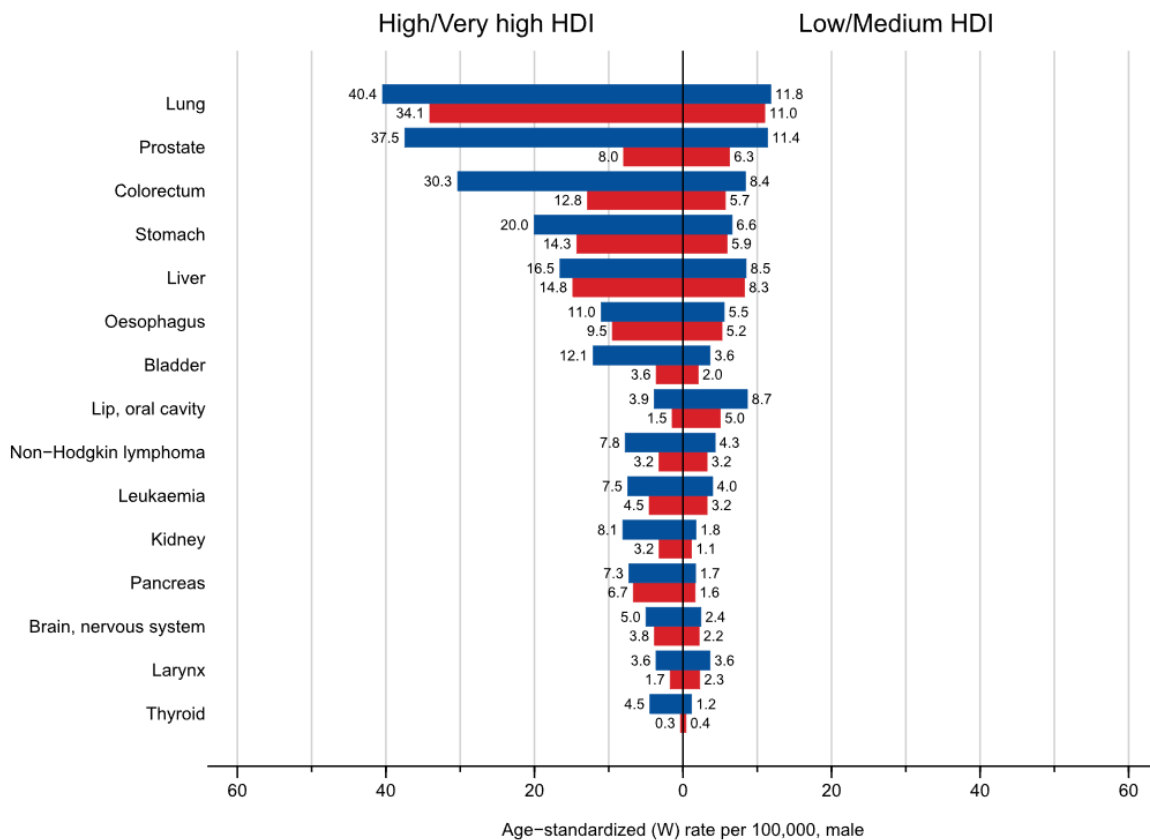


Fig. 1.19 : Diagramme du taux d'incidence (en bleu) et de mortalité (en rouge) pour 100 000 Habitants (hommes) des différents types de cancer, à gauche pour les pays à IDH élevé, à droite pour les pays à faible IDH.

Dans le diagramme ci-dessus, on remarque que certains cancers comme le cancer du larynx ne varient pas selon le niveau de vie du pays. En revanche les cancers des poumons et colorectaux sont 3 à 4 fois plus fréquents dans les pays à IDH élevés. Cela permet d'orienter l'amélioration de la prise en charge vers les cancers dont l'occurrence va augmenter dans les prochaines décades.

Ces informations montrent que le besoin en techniques d'imagerie performantes devrait croître avec le temps.

b) Autres techniques d'imagerie

Une fois la présence de cancer confirmée par l'analyse des polypes à l'issue de l'endoscopie, il faut établir un bilan pré-thérapeutique. Le bilan pré-thérapeutique permet de choisir le traitement le plus adapté pour le patient. C'est là qu'interviennent diverses techniques d'imageries, pour permettre de visualiser d'éventuelles lésions, métastases et l'extension locorégionale de la tumeur.[21]

A partir de ses informations, on peut se rapporter à la classification TNM (Tumeur, Node (taille) et Métastase) qui donne le stade d'avancement du cancer selon 3 critères : le degré d'envahissement, l'envahissement de ganglions, et la présence de métastase.

Éléments de la classification TNM en fonction de la profondeur de l'atteinte de la tumeur	Stades résultants
Tis : intra-épithéliale ou chorien	Stade I = pT1-T2 N0 M0 = sous-séreuse intacte sans métastase ganglionnaire
T1 : sous-muqueuse	Stade II A = pT3 N0 M0 = sous-séreuse atteinte sans métastase ganglionnaire
T2 : musculéuse	Stade II B = pT4 N0 M0 = séreuse franchie et/ou perforée, et/ou envahissement d'organes voisins, sans métastase ganglionnaire
T3 : sous-séreuse	Stade III A = pT1, T2, N1 M0 = envahissement ganglionnaire
T4 : tumeur envahissant la séreuse ou un organe de voisinage	Stade III B = pT3, T4, N1 M0''
-----	Stade III C = tous T, N2 M0''
N0 : pas de métastase ganglionnaire	Stade IV = tous T, tous N, M1 = métastases à distance
Nx : ganglions non évalués	
N1 : 1 à 3 ganglions métastatiques régionaux	
N2 : 4 ganglions métastatiques régionaux ou plus	

M0 : pas de métastase	
M1 : métastases à distance (dont ganglions sus-daviculaires)	

Tableau 1.1 : Classification TNM. Le stade d'avancement du cancer colorectal est déterminé par les 3 facteurs de la partie gauche du tableau.

Les 3 principales méthodes employées sont : la tomodensitométrie, l'écho endoscopie, et l'IRM [26]–[28].

Tomodensitométrie : Cette technique repose sur la transmission de rayons X à travers le corps, et sur la mesure de l'absorption à partir des rayons sortant. On mesure l'absorption de plusieurs lignes en effectuant une rotation, puis un outil mathématique (transformée de Radon) permet de reconstruire l'image. La coloscopie virtuelle repose sur le contraste entre de l'air ou du CO₂ injecté dans le colon du patient et les parois du colon. Des produits de contrastes peuvent également être administrés pour mieux distinguer d'éventuels polypes. Cette méthode, développée comme une alternative à la coloscopie semble être aussi performantes pour détecter les polypes de grands diamètres (>10 mm) [29]–[31]. Elle présente également une bonne sensibilité pour la détection de métastases. Si cette méthode est utilisée au même titre que la coloscopie aux États-Unis depuis 2008, elle reste réservée en Europe aux patients ne pouvant pas passer de coloscopie, car c'est une méthode ionisante [32].

PET (positron emission tomography) : Le PET repose sur l'introduction d'atomes radioactifs (par exemple du Fluorodésoxyglucose ou FDG) dans le corps par voie intraveineuse. Le fluor libère un positon, qui émet des positrons et donnent des informations sur la nature et la position de la zone émettrice : puisque le traceur contenant le fluor est composé de glucose, la zone qui émet les positons sera consommatrice de sucre, comme les tissus cancéreux ou le cerveau par exemple. Cette technique est performante dans la détection de métastase dans les ganglions[31], [33], [34], mais le temps de demi-vie du fluor d'environ 2h ajoute une contrainte à sa production et livraison aux centres d'imagerie.

L'écho-endoscopie : Une sonde ultra-son émet des ondes qui sont réfléchies et absorbées par les organes et les tissus du patient. La sonde effectue des balayages en mesurant les réflexions, et un algorithme permet de reconstruire des images 2D à partir des signaux acquis. L'ERUS (endo-rectal ultra sound) est la méthode de stadification du cancer colorectal la plus employée [35]. Elle bénéficie d'une bonne sensibilité pour l'estimation du paramètre T et c'est une méthode peu coûteuse [36]. Elle semble par ailleurs présenter une sensibilité similaire à la tomodensitométrie pour la détection de

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

métastase éloignées, par exemple au foie [37]. Néanmoins, cette technique doit être opérée par un utilisateur expérimenté, notamment pour l'estimation du paramètre T qui peut être équivoque si la métastase est de petite taille (< 3 mm) [35].

IRM : C'est une méthode non-invasive efficace pour l'évaluation de la taille des tumeurs, notamment des tumeurs de faible diamètre. Le développement des capteurs surfaciques en réseau a significativement amélioré la détection de métastases distantes [38], certaines études font état de performance meilleures que la coloscopie virtuelle par tomodensitométrie ou que l'écho-endoscopie [39]. Les erreurs de stadification les plus courantes sont entre le paramètre T2 et T3, car il peut être difficile de distinguer la spiculation de la graisse péri-rectale due à la fibrose (stade T2) de la spiculation causée par des cellules cancéreuses (stade T3). Cela conduit à une sur-stadification.

En plus des 3 techniques citées, d'autres méthodes d'imagerie complémentaires font l'objet d'études. L'élastographie MR par exemple : en propageant une onde mécanique lors d'un examen d'IRM, on peut mesurer les propriétés viscoélastiques des tissus et une image de la dureté (Elastogramme). Cette technique semble bien fonctionner pour les métastases au foie par exemple, où les tumeurs bénignes et les tissus sains se distinguent bien des métastases du cancer colorectal [40]. L'imagerie fonctionnelle (qui représente des activités physiologiques) apporte également des informations utiles pour établir un bilan d'extension : l'IRM pondérée en diffusion mesure les mouvements des molécules d'eau dû à l'agitation thermique. A partir du coefficient apparent de diffusion (qui décrit la diminution de la mobilité des molécules due aux éventuels obstacles) on peut obtenir des informations sur la structure et la densité cellulaire des tumeurs [41].

Chacune des techniques mentionnées permet de décrire un ou plusieurs aspects de la pathologie, afin d'adapter le traitement à la situation. Il est probable que ces méthodes continuent de coexister pour estimer les différents critères, et faire l'objet d'améliorations. Un des objectifs de cette thèse est de rendre sûre l'IRM pour améliorer l'estimation du paramètre T.

Cette modalité est l'imagerie endoluminale IRM. Puisque la sensibilité d'un capteur de réception est proportionnelle à sa proximité à la zone d'intérêt (L.f), ce type d'imagerie consiste en l'insertion du capteur par les voies naturelles pour être au plus proche de la région à imager. Elle permet d'accroître considérablement le RSB de l'IRM en conservant un temps d'examen compatible avec un examen sur patient ou sur modèles animaux. L'intérêt de cette méthode a été démontré pour l'analyse des parois du colon, notamment dans le cadre des maladies inflammatoires chroniques de l'intestin et du cancer colorectal. Des essais concluants ont été menés par Hugo Dorez au sein du laboratoire sur le petit animal [42], [43], avec une amélioration d'un facteur 10 du RSB à proximité des parois du colon (figure 1.20).

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

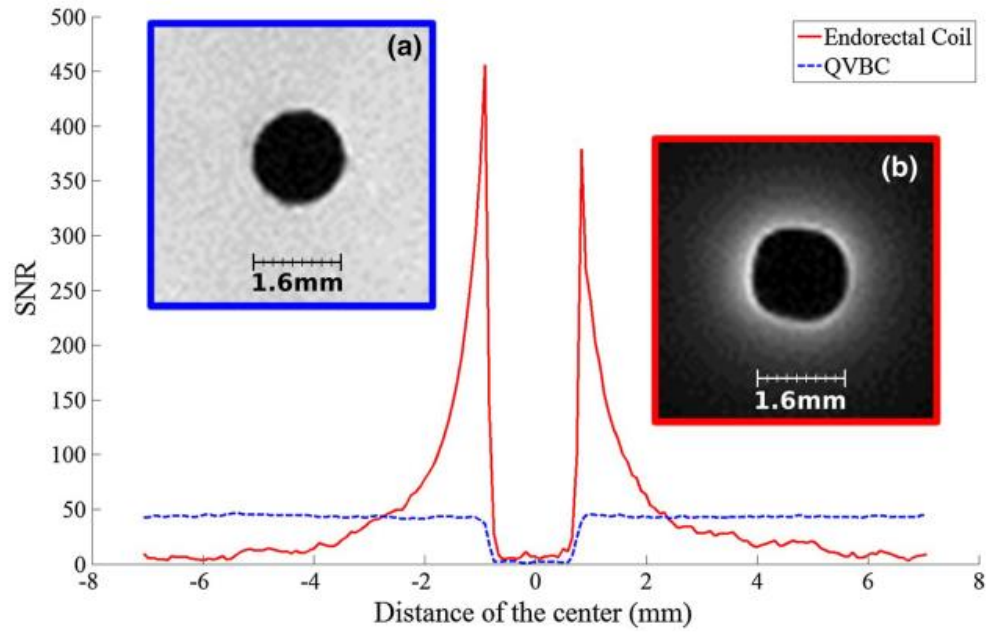


Fig. 1.20 : Profil de RSB d'un capteur endoluminal (en rouge) de 1.6 mm de diamètre et d'une bobine volumique quadrature (en bleu) dans un fantôme (solution de 5 g/l NaCl + 1.25 g/l NiSo4). Expérience réalisée à 7T dans un imageur préclinique Bruker.

Néanmoins, des problèmes de sécurité du patient demeurent, empêchant l'introduction profonde du capteur dans le patient et empêchant cette pratique en routine clinique. La dernière partie de ce chapitre détaille les sources de risques en IRM, notamment ceux restrictifs dans l'usage de cette méthode.

III) Enjeux de sécurité en IRM

Depuis son introduction, l'IRM est devenue une modalité d'imagerie majeure en routine clinique. Cela s'explique en partie par le faible degré de risque qui lui est associé [44], puisque cette technique est non invasive et non irradiante [45]. Les accidents existent mais restent rarissimes [46]. Ils sont principalement liés au champ statique élevé, qui peut interagir avec des matériaux magnétiques, aux champs magnétiques dynamiques des gradients ainsi qu'à celui des bobines RF. Pour limiter les risques, des procédures et outils sont mis à disposition des praticiens, comme les questionnaires patients, ou encore les normes de compatibilité IRM pour les dispositifs médicaux par exemple.

Cette dernière partie du chapitre d'introduction a pour but de présenter les risques de l'IRM, pour mettre en lumière les contraintes des développements technologiques dans cet environnement, et pour justifier l'amélioration des méthodes d'estimations des risques.

a) Risques liés au champ magnétique statique

En dépit des faibles risques sur le long terme liés à un examen, l'IRM est la seule méthode d'imagerie ayant entraîné le décès immédiat de patients [47]. L'attraction des éléments ferromagnétiques par l'aimant permanent, appelé « effet projectile » a notamment entraîné la mort d'un enfant de 6 ans en 2001, des suites d'un traumatisme crânien causé par un obus d'oxygène trop proche du scanner. Des objets de masse inférieure, selon leur géométrie, peuvent également blesser les patients ou le personnel hospitalier. L'augmentation des champs statiques ainsi que le blindage des aimants [44] ont tendance à accentuer cet effet, en augmentant le gradient de champ magnétique statique.

La plupart des accidents graves résultent d'interactions avec des objets intracorporels. Les porteurs d'implants actifs (pacemaker, neurostimulateurs ou implants cochléaires) sont particulièrement à risque [48] et plusieurs décès ont été rapportés en France avec ce type d'implants [49]. Enfin les objets intracorporels ferromagnétiques, comme certains implants et prothèses, ou bien les résidus métalliques d'accidents (chasse, shrapnel) peuvent entraîner des blessures, parfois irrémédiables.

Pour éviter ce genre d'accidents, le questionnaire patient demeure la solution la plus simple et la plus efficace, son respect strict couplé à des radiographies en cas d'incertitude permet de réduire considérablement les risques.

Par ailleurs les mouvements rapides dans le champ statique sont susceptibles d'induire des courants responsables de réponses sensorielles, comme le « goût métallique », mais plusieurs études font état des risques très limités et d'effets de court terme [50]–[52]. Les fonctions biologiques sont globalement peu impactées par les champs statiques pour des intensités inférieures à 7T [53].

b) Risques liés aux champs magnétiques variables

b.1) Propriétés diélectriques des tissus

Pour comprendre les interactions entre les milieux biologiques et les champs EM, on peut s'intéresser aux propriétés diélectriques des tissus qui sont décrites par les paramètres suivants :

ϵ [$\text{F}\cdot\text{m}^{-1}$] représente la permittivité diélectrique, qui décrit la réponse d'un milieu pour un champ électrique E appliqué. Par commodité on utilise souvent la permittivité relative $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, avec $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$ la permittivité du vide.

σ [$S \cdot m^{-1}$] représente la conductivité électrique, c'est la capacité d'un matériau à laisser circuler les charges électriques et par conséquent un courant. On peut regrouper la conductivité et la permittivité sous forme de permittivité complexe, car bien que ce soit deux grandeurs distinctes, elles sont liées (relations de Kramers-Krönig) [54] et complémentaires dans de nombreux domaines.

$$\hat{\epsilon}(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) = \epsilon_r(\omega)\epsilon_0 - j\frac{\sigma}{\omega}$$

(1.23)

Les valeurs de permittivité des tissus dépendent fortement de la fréquence du champ électrique. En régime basse fréquence, les valeurs de permittivité relatives peuvent atteindre 10^6 , avant une décroissance rapide. On dénote ensuite 3 paliers cf. fig. 21.

Le premier correspond à la diffusion ionique : dans la gamme de fréquence du kHz, les ions s'accumulent de part et d'autres des membranes cellulaires qui ne sont pas conductrices et forment des dipôles [55], [56]. C'est la relaxation α . Dans la gamme de fréquence $10^5 - 10^8$ Hz, une charge capacitive apparaît entre les milieux intra- et extracellulaires, c'est la relaxation β [57]. Enfin à haute fréquence (dizaine de GHz), a lieu la relaxation γ , qui correspond à la polarisation des molécules d'eau.

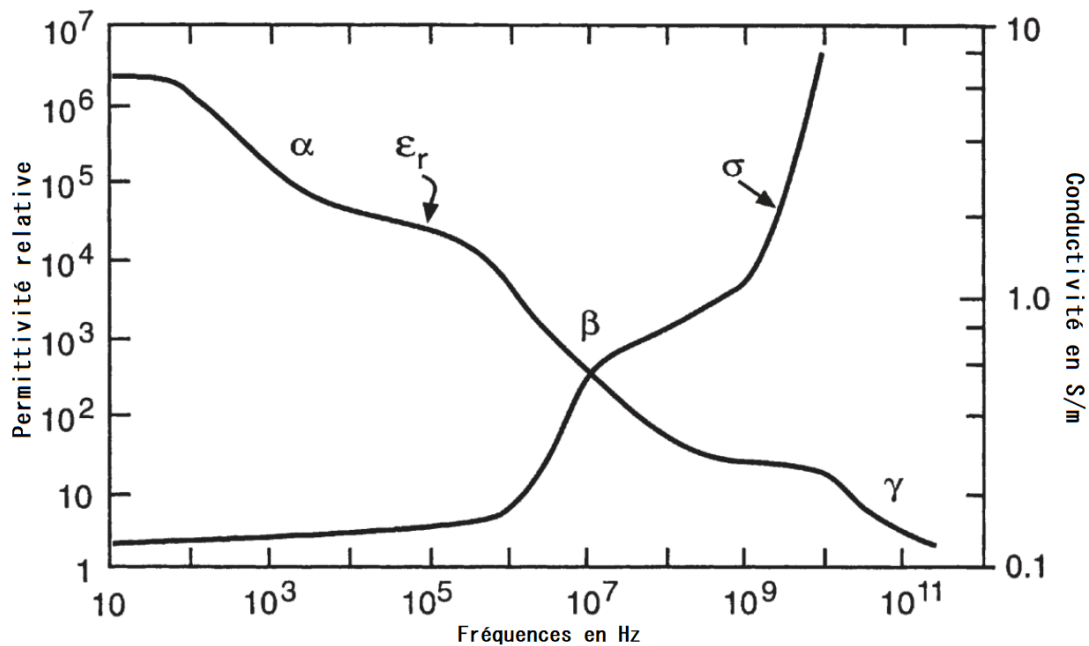


Fig. 1.21 : exemple de variations typiques de σ et ϵ en fonction de la fréquence pour des tissus humains. Les relaxation α , β et γ sont particulièrement visibles pour la courbe de permittivité. Adapté de [57].

Par conséquent la permittivité et la conductivité présentent une variation de plusieurs ordres de grandeur selon la fréquence considérée [56]. On peut remarquer que les tissus sont faiblement conducteurs à basse fréquence ($< \text{MHz}$) et que σ augmente fortement au-delà.

	100 KHz	64 MHz (1.5T)	128 MHz (3T)	300 MHz (7T)	500 MHz (11.7T)	10 GHz
Sang ϵ_r	5,12E+3	8,64E+1	7,32E+1	6,57E+1	6,33E+1	4,51E+1
$\sigma(S/m)$	7,03E-1	1,21E+0	1,25E+0	1,32E+0	1,38E+0	1,31E+1
Muscle ϵ_r	8,09E+3	7,22E+1	6,35E+1	5,82E+1	5,64E+1	4,28E+1
$\sigma(S/m)$	3,62E-1	6,88E-1	7,19E-1	7,71E-1	8,22E-1	1,06E+1

Tableau 1.2 : valeurs moyennes de permittivité et de conductivité pour les fréquences de Larmor du proton entre 1,5T et 11,7T [56].

Au-delà des propriétés diélectriques locales, il faut tenir compte des structures macroscopiques et de l'agencement des tissus entre eux pour estimer les risques. Plusieurs structures cellulaires présentent une anisotropie à basse fréquence ($< \sim 10^7$ Hz), comme la substance blanche ou les fibres musculaires [58].

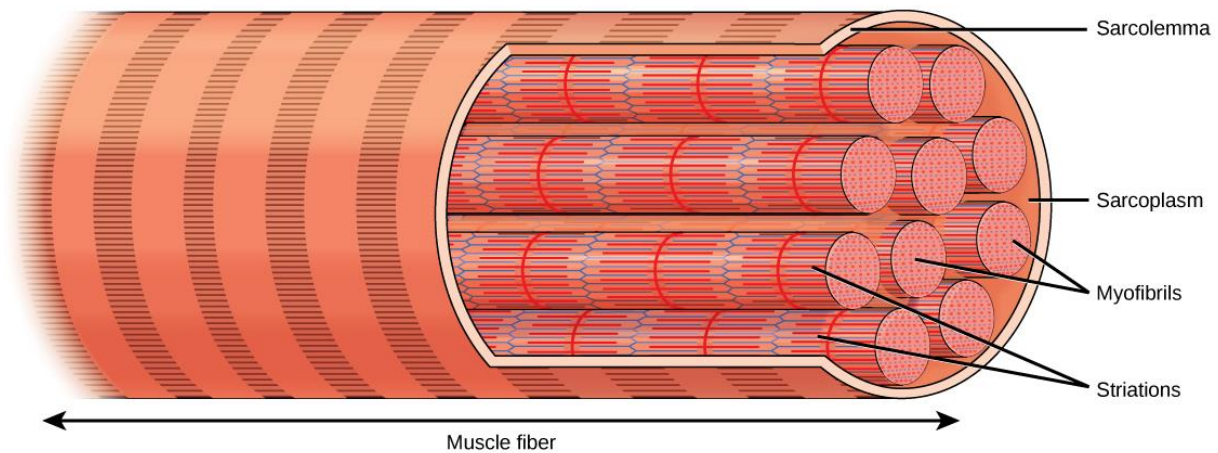


Fig. 1.22 : structure macroscopique des fibres musculaires. L'anisotropie est une conséquence directe de l'agencement des sous-éléments qui constituent ce tissu.

Dans le cas des fibres musculaires, le courant circule plus facilement dans l'axe des fibres que dans leurs axes transverses car les milieux qui séparent les sous structures sont moins conducteurs que les sous structures elles-mêmes. En résumé, les tissus du corps ont des propriétés diélectriques différentes selon la fréquence, selon leur composition et selon l'orientation.

Enfin le dernier paramètre qui intervient est μ [$H.m^{-1}$], la perméabilité magnétique. Elle décrit la manière dont un matériau modifie un champ magnétique \vec{B} . Comme pour la permittivité, on préfère utiliser la perméabilité relative $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m étant la perméabilité du vide. Il existe des matériaux diamagnétiques ($\mu_r < 1$) qui génèrent une aimantation opposée au champ extérieur, comme l'eau, ou paramagnétiques ($\mu_r > 1$) (aimantation dans le même sens que le champ extérieur), comme l'air. Un matériau dont la perméabilité est égale à celle de l'air est appelé amagnétique. On peut également parler de susceptibilité magnétique avec $\chi = \mu_r - 1$.

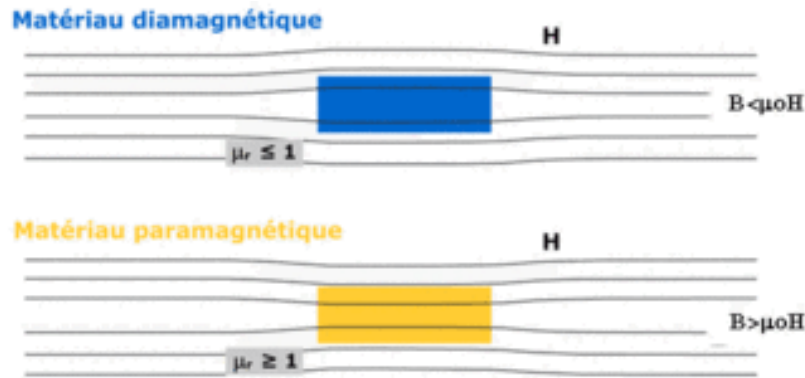


Fig. 1.23 : modification des lignes du champ H pour des matériaux diamagnétique et paramagnétique. Un matériau amagnétique ne modifie pas les ligne de champ.

La plupart des tissus du corps humain sont légèrement diamagnétiques [55] [59], bien que certains comme l'hémoglobine désoxygénée ou la ferritine soient paramagnétiques.

b.2) Absorption des champs magnétiques variants par le corps humain

On peut désormais croiser les informations sur les propriétés diélectriques du corps humain avec les caractéristiques des champ EM pour décrire les différents effets en jeu. Lors d'un examen, plusieurs bobines conductrices émettent des champs magnétiques variables (cf. 1.f)) Le premier risque associé aux champs EM concerne l'élévation de températures des tissus, liée à l'absorption directe.

Les champs émis par les bobines de gradient, bien que d'amplitudes de l'ordre de la dizaine de mT, sont négligeables [60] du fait de leur basses fréquences (< qq kHz) [53]. Quelques effets d'inductions de faibles courants dans le système nerveux peuvent apparaitre, mais les conséquences sont bénignes et de courtes durées [61]. En revanche, le champ RF varie à la fréquence de Larmor (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de MHz dans le cas du proton) et peut être la cause d'échauffements considérables. Pour estimer ce risque et assurer la sécurité lors d'un examen, on utilise le débit (ou taux) d'absorption spécifique (DAS) [W/Kg] qui quantifie la puissance absorbée par unité de masse. On le définit ainsi :

$$DAS = \frac{E_{rms}^2 \sigma}{\rho_v} \quad (1.24)$$

Avec E_{rms} est la valeur efficace du champ E induit, ρ_v la masse volumique [$kg \cdot m^{-3}$] et σ la conductivité des tissus.

La loi de Faraday indique que le champ E induit est égal à la dérivée temporelle du flux magnétique Φ_b , lui-même égal à $AB_1 \cos(\omega t)$ avec A la surface traversée par le flux. Ainsi $E = \omega AB_1 \sin(\omega t)$. On comprend que le DAS augmente considérablement avec :

- La fréquence et l'amplitude du champ électrique, du fait du terme E_{rms}^2
- La conductivité des tissus (qui augmente également avec la fréquence)
- Le rapport cyclique ou « duty cycle », le rapport entre la durée d'émission du champ B_1 et le temps de répétition de la séquence.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

Le processus physique initial est l'absorption d'énergie par les tissus, et la conséquence problématique est l'augmentation de la température due à l'effet joule. On peut aussi définir le DAS selon l'élévation en température ΔT [K], Δt l'intervalle de temps [s] et la capacité calorifique C_c [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]:

$$TAS = C_c \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (1.25)$$

Cette formule est adaptée si la seule source de variation de température est le DAS. Dans le cas d'estimation du DAS dans les tissus humains, d'autres échanges de chaleurs ont lieu (diffusion, perfusion, conductivité thermique) et de la chaleur est produite (activité métabolique) où l'équation de transfert de biochaleur de Pennes [62] est l'outil de référence.

$$c_t \frac{dT_t}{dt} = \nabla \cdot \left(\overset{\text{Conductivité thermique}}{k_t} \nabla T_t \right) + \underset{\text{Perfusion}}{\rho_b c_b w_t (T_b - T_t)} + \overset{\text{Chaleur métabolique}}{Q_m} + \underset{\text{Source extérieures type DAS}}{Q_{ext}} \quad (1.26)$$

Avec k_t la conductivité thermique [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$], ρ_t et ρ_b les masses volumique des tissus et du sang [$kg \cdot m^{-3}$], c_b la capacité calorifique du sang, w_t la perfusion sanguine [$m^3 \cdot s^{-1} \cdot kg^{-1}$], T_b la température des tissus [K] et Q_m , Q_{ext} les chaleurs métaboliques et extérieures [W/kg].

Il existe des valeurs de DAS et de variation de température à ne pas dépasser lors d'un examen. Ces valeurs sont détaillées dans la partie [III.D](#). Pour suivre ces consignes, les constructeurs intègrent des simulations aux systèmes IRM, pour estimer la déposition d'énergie en fonction de plusieurs paramètres. Ces paramètres incluent la puissance transmise par la bobine d'émission, la zone à imager ainsi que des données sur le patient comme la corpulence. Dans des conditions simples (volume large, propriétés diélectrique homogènes) les algorithmes constructeurs sont relativement performants [63], mais la complexité du corps humain et la variance de conductivité selon les tissus (et les individus) conduisent les scanners à fournir des valeurs limites conservatrices [64], [65].

Les erreurs d'estimations restrictives conduisent à restreindre les valeurs des paramètres des séquences et faire par exemple des compromis sur l'amplitude des impulsions RF ou sur le temps de répétition lors des examens [66], [67].

Nous avons passé en revue les risques liés aux interactions champ-tissus. Que se passe-t-il si un élément étranger conducteur est placé à l'intérieur ou à proximité du corps ?

b.3) Interactions avec des éléments conducteurs internes

Le premier cas de figure concerne les implants médicaux. Le vieillissement de la population entraîne une augmentation du nombre de patients porteurs d'implants [68]–[70]. La présence de ces dispositifs peut créer des artefacts de susceptibilité pour des valeurs différentes de celle des tissus [70], et des échauffements conduisant à des brûlures selon leur géométrie et leur conductivité [71]. On a vu dans la partie [III.a](#)) les interactions entre le champ statique et les implants. On peut catégoriser les risques selon les types d'implants (actifs (ayant une alimentation), ou passif) et les effets en jeu :

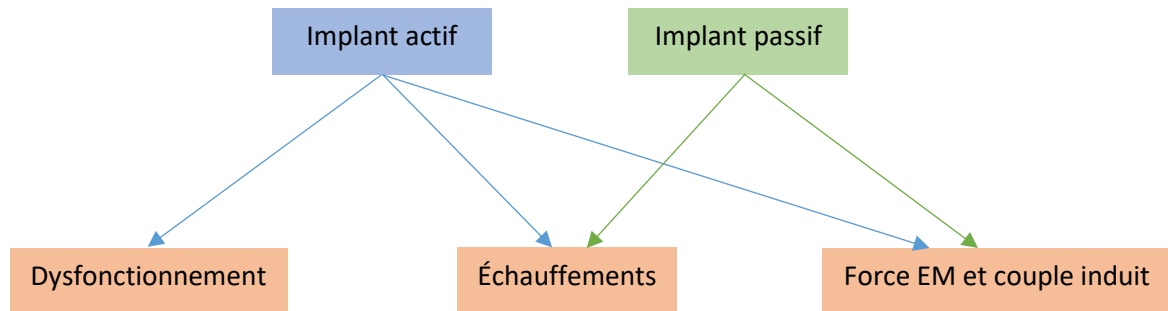


Fig. 1.24 : Types d'implants (en haut) et risques qui leur sont associés (en bas).

Les échauffements peuvent résulter du champs RF ou des gradients de champs, selon les circonstances.

Pour les gradients de champs, la fréquence basse limite les effets de peau lors de l'induction de courants de Foucault. L'élévation de température provient de large boucles de courant et de l'échauffement de l'implant lui-même. Cela survient principalement dans des implants massifs, comme la cupule d'une prothèse de hanche. Plus la section perpendiculaire au champ est grande, plus le risque est élevé.

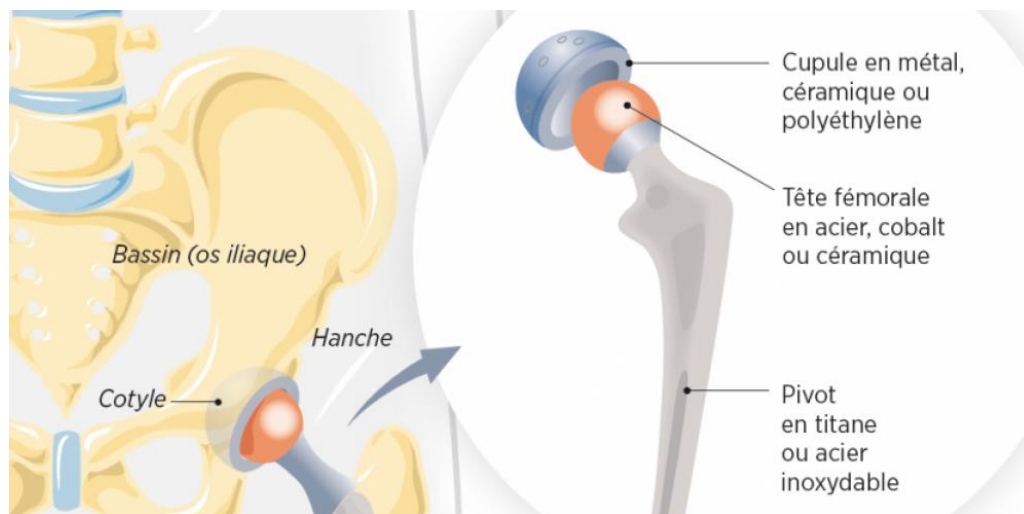


Fig. 1.25 : Schéma d'implantation d'une prothèse totale de hanche. En gris, la cupule, sa géométrie la rend susceptible de s'échauffer sous l'effet des champs de gradients.

Le champ radiofréquence peut également conduire à des brûlures en interagissant avec des implants. Cependant l'effet de peau accentué à haute fréquence confine les courants de Foucault en surface de l'implant, et ce n'est pas sa température qui est en cause. C'est le champ électrique réémis par les courants induits qui est problématique. Le champ E à proximité des tissus va induire des courants dans le patient, et provoquer l'élévation en température par effet joule. La géométrie la plus défavorable pour ce risque est une forme longue, de type « fil », dans l'axe du champ statique. Les accumulations de champ E sont généralement plus fortes aux extrémités (effet de pointe), si la longueur approche et dépasse le quart de la longueur d'onde RF.

En plus des risques de brûlures, les champs EM peuvent impacter le bon fonctionnement des implants actifs, avec des effets plus ou moins sévères selon le type d'implants. Les implants les plus étudiés sont les implants neuronaux et les implants cardiaques (« pacemakers »). La tension induite par les gradients d'encodage ou le champ RF peut entraîner des stimulations involontaires ou des synchronisation, aux conséquences potentiellement dramatiques, surtout pour les implants cardiaques [72]. Les implants neuronaux peuvent également être endommagés et nécessiter un remplacement.

b.4) Interactions avec des câbles

Plusieurs câbles galvaniques peuvent se trouver à proximité du patient selon la configuration d'imagerie. Les câbles des capteurs de surface ou d'électrocardiogrammes (ECG) par exemple [73], malgré l'usage de conducteurs en fibre de carbone plus résistifs [74]. Les câbles coaxiaux sont aussi sujets à des interactions avec le champ RF.

Le câble coaxial est la connexion standard utilisée pour la transmission de signaux en électronique. Il est composé d'un conducteur central (ou âme) entouré d'un isolant, lui-même entouré par une masse de cuivre tressée (ou blindage) et enfin d'une gaine de protection (cf. fig. 1.26). La masse et le conducteur central subissent les mêmes perturbations en cas de présence d'un champ extérieur : il n'y a pas de différence de potentiel et le signal est préservé.

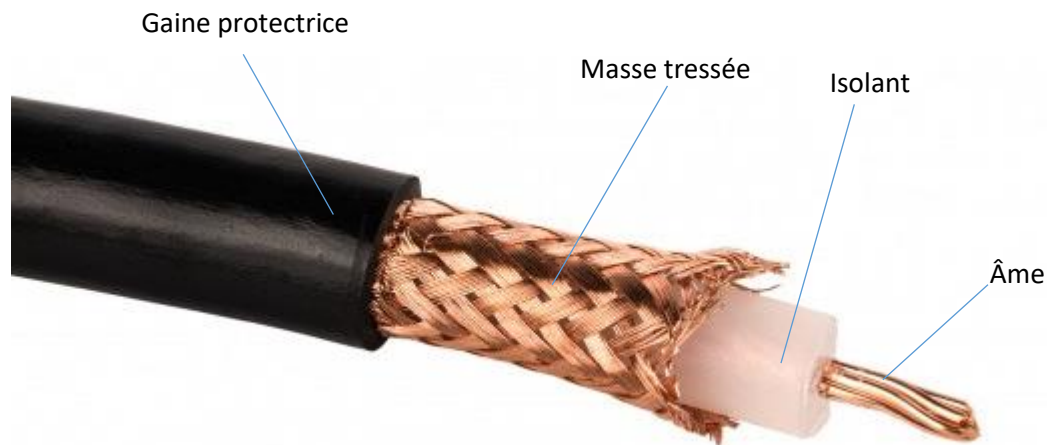


Fig. 1.26 : composition d'un câble coaxial dénudé.

Le mode de fonctionnement « normal » de ce dispositif est le mode différentiel : le courant circule dans un sens dans l'âme, et un courant de même intensité dans l'autre sens dans la masse.

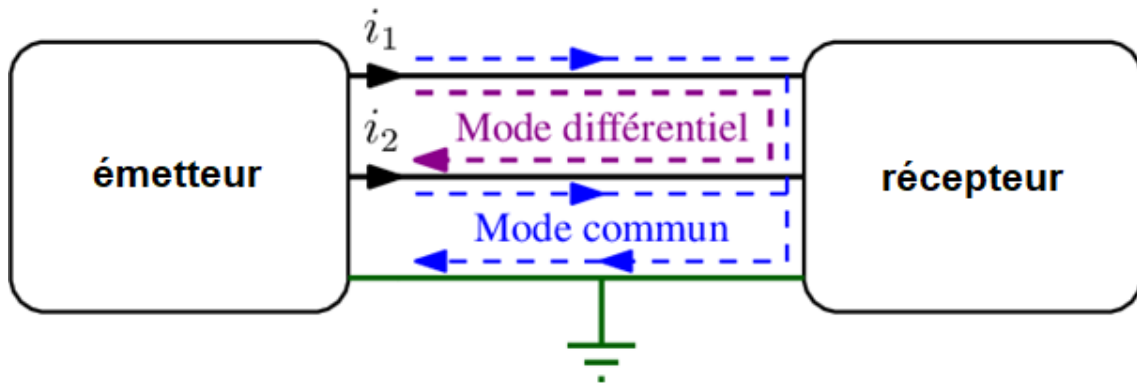


Fig. 1.27: Circulation des courants de mode différentiel (en violet) et de mode commun (en bleu). Les courants de mode communs sont de même sens dans l'âme et la masse du câble coaxial et circulent dans la masse commune des systèmes. [75]

Il existe un autre mode de circulation du courant, selon la qualité de la mise à la terre. Si le potentiel de référence entre les deux éléments reliés par le câble coaxial est physiquement le même, le courant peut circuler dans le même sens dans l'âme et dans le blindage du câble (fonctionnement en mode commun). Il peut alors entrer en résonance avec des champs magnétiques, comme celui du champ B_1 par exemple. Il peut apparaître une onde stationnaire le long du blindage, avec des maxima et des minima de courants repartis selon la longueur d'onde du champ extérieur. Si le champ électrique associé au courant induit est proche des tissus du patient, cela peut mener à des « brûlures RF » correspondant à une augmentation localisée du SAR.

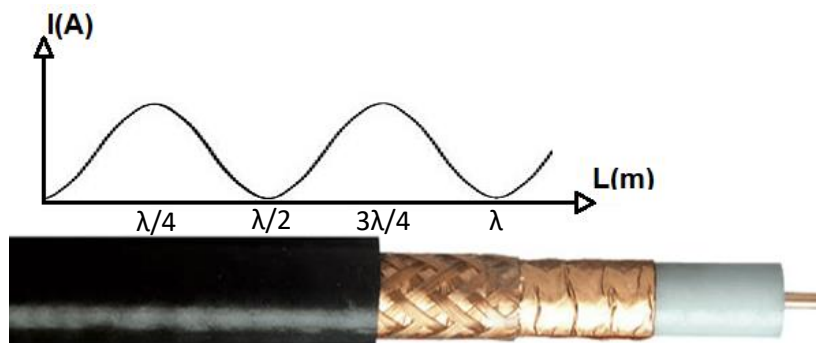


Fig. 1.28 : Maximas et minima de courant selon la position le long du conducteur.

Pour réduire les risques et préserver l'intégrité du signal, plusieurs solutions existent pour limiter les courants de mode communs. Les « câbles traps » sont des circuits électroniques qui permettent d'augmenter l'impédance du blindage pour les courants de mode commun [76], [77]. Néanmoins ces dispositifs sont souvent lourds et volumineux pour des raisons de robustesse, ce qui rend leur emploi contraignant pour certaines applications [78].

c) Autres risques

Pour garantir la sécurité des patients, d'autres effets physiques « indirects » de l'examen doivent être surveillés. C'est le cas du bruit acoustique. Lors de l'activation des gradients, la variation du courant dans le domaine des kHz produits des vibrations des bobines, or cette plage de fréquences coïncide avec le domaine audible des humains (0,1-20 kHz)[79]. Plusieurs études font état de niveaux de bruit mesurés pouvant atteindre 110-120 dB selon le type de séquences utilisées [80], [81].

Échelle d'intensité en décibels (dB)

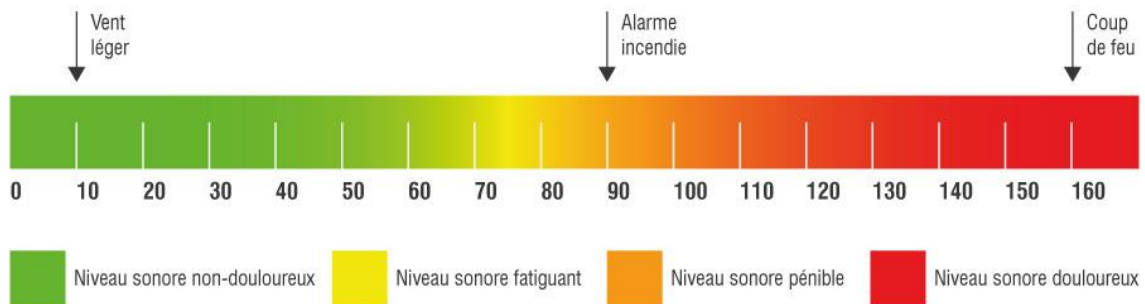


Fig. 1.29 : échelle d'intensité sonore et niveaux associés. Des effets néfastes de court terme peuvent apparaître dès 100 dB [81].

Fixé par la norme EN 352, la recommandation pour un employé en milieu bruyant est de ne pas dépasser 20s à 110 dB. Un examen IRM est généralement de l'ordre de la dizaine de minutes, d'où la nécessité de mettre à disposition des équipements de protection individuelles (EPI) type bouchons d'oreille ou casque. Les constructeurs de scanner proposent des approches complémentaires aux équipements de protection, en diminuant l'intensité des bruits générés par les gradients. La société Canon a proposé une déclinaison de ses gradients sous vide par exemple, et d'autres vendeurs proposent d'appliquer une résine qui réduit les vibrations sur les bobines. Une autre solution est de travailler sur le design des séquences[79], [80], [82], en évitant certaines bandes fréquentielle ou la génération d'harmoniques. En changeant la forme de l'enveloppe des impulsions de gradients, des études [83] font part d'une réduction du bruit de 15 dB, au prix d'une diminution du RSB.

La dernière source de risque réside dans l'usage de liquides cryogéniques pour refroidir l'aimant permanent. Le risque de brûlure en cas de contact avec le liquide cryogénique est réduit, en revanche il peut se produire une vaporisation de l'hélium (ou quench) : si le conducteur sort de l'état de supraconductivité, le courant produit de forts échauffements et le liquide s'évapore. Si une installation adéquate permettant d'évacuer le gaz n'est pas mise en place (le rapport de volume gaz/liquide de l'hélium est d'environ 750), le gaz peut remplacer l'oxygène de la pièce et un risque d'asphyxie existe.

d) Normes

d.1) Normes et directives

Cette partie a pour but de regrouper les normes et réglementations qui permettent d'assurer la sécurité des patients et d'aider les praticiens dans leur prise de décision. Une attention particulière sera accordée aux normes portant sur la compatibilité d'implants avec l'IRM, afin de prendre connaissance des valeurs de SAR maximales, et des protocoles de validation standards.

Diverses organisations ont pour tâche de normaliser la conception et les conditions d'utilisation du matériel médical. Les organisations peuvent être gouvernementales comme l'Agence Française de Normalisation (AFNOR), l'American National Standards Institute (ANSI) ou privées comme la Commission internationale de protection contre les rayonnements non ionisants (ICNIRP). Les agences nationales siègent dans des agences de normalisation internationales, comme l'Organisation internationale de normalisation (ISO) ou la Commission électrotechnique internationale (CEI ou IEC).



Fig. 1.30 : positionnement des organismes de normalisation internationaux. Les délégations nationales proposent des sujets selon les besoins identifiés par les acteurs du milieu en question.

Le rôle des agences de normalisation n'est cependant pas de produire des textes de lois mais de répondre à des problématiques de constructeurs. Elles reposent sur le principe d'utilisation volontaire. On les distinguera donc des directives des administrations de santé comme l'Agence nationale de sécurité du médicament et des produits de santé (ANSM), de la Food and Drug Administration (FDA) ou de l'union européenne. Enfin certaines normes peuvent devenir obligatoires, si un état le décide (normes d'application obligatoire).

d.2) Normes IRM

IEC 60601 : Il s'agit de la norme de référence pour les constructeurs, notamment en ce qui concerne les valeurs maximales de SAR. Il existe 3 modes d'opérations selon le degré de restriction souhaité et le profil du patient. Le niveau 0 a pour objectif de limiter l'élévation de température de l'examen à 1 degré Celsius. Toutes les valeurs sont considérées pour une exposition de 6 minutes[84].

	Corps entier	Tête	Torse ou tête (local)	Extrémités (local)
Niveau 0 (plus restrictif)	≤ 2 W/kg	≤ 3.2 W/kg	≤ 10 W/kg	≤ 20 W/kg
Niveau 1 (normal)	≤ 4 W/kg	≤ 3.2 W/kg	≤ 10 W/kg	≤ 20 W/kg
Niveau 2 (moins restrictif)	> 4 W/kg	> 3.2 W/kg	> 10 W/kg	> 20 W/kg

Tableau 1.3 : Valeurs maximales recommandées par la norme IEC 6060 selon le niveau de restriction et la zone exposée.

Néanmoins de nombreux pays n'autorisent pas une exposition corps entier supérieure à 4 W/kg et le niveau 2 n'y est pas autorisé.

ASTM F2182 : cette norme de l'American Society for Testing and Materials propose de catégoriser les échauffements dans les implants passifs selon 3 grades : MR safe, MR conditional et MR unsafe. Le premier grade indique qu'aucune mesure de sécurité supplémentaire n'est nécessaire, le deuxième qu'il revient au radiologue de déterminer si des mesures de sécurité supplémentaire sont requises, et le troisième interdit l'examen IRM.

Pour cela un protocole de mesure de SAR détaillé est fourni, avec la composition et la forme géométrique d'un fantôme gel de polyacrylamide et de chlorure de sodium. Le fantôme est exposé à un SAR corps entier d'environ 2 W/kg pendant 15 minutes et le SAR local (10 g de matière minimum) est mesuré à proximité de l'implant dans la position la plus défavorable.



Fig. 1.31 : Marquages associés à un implant passif. D'autres normes ont repris ces sigles identifiables pour d'autres risques que le SAR.

Depuis l'itération 19, les mesures de SAR doivent être comparées à des simulations numériques des échauffements.

Chapitre 1. Introduction : Développer un dispositif d'imagerie par résonance magnétique endoluminal sécurisé

ISO 10974 : Il s'agit de l'équivalent de la norme ASTM F2182, mais pour les implants actifs. Elle comprend des méthodologies de tests pour l'ensemble des risques qui leur sont liés, cf. tableau 1.4.

General hazard	Test method
Heat	RF field-induced heating of the AIMD
	Gradient field-induced device heating
Vibration	Gradient field-induced vibration
Force	B_0 -induced force
Torque	B_0 -induced torque
Unintended stimulation	Gradient field-induced lead voltage (extrinsic electric potential)
	RF field-induced rectified lead voltage
Malfunction	B_0 field-induced device malfunction
	RF field-induced device malfunction
	Gradient field-induced device malfunction
	Combined fields test

Tableau 1.4 : liste des risques concernés par la norme ISO 10974 et les types de test proposés aux constructeurs. [85]

Elle diffère de la norme ASTM cependant, car elle propose plusieurs (4) niveaux de précisions selon le type d'estimation réalisée. Le niveau le plus bas consiste en une mesure de SAR aux points les plus sujets aux échauffements (typiquement les extrémités), et le niveau le plus élevé en une modélisation détaillée de l'implant dans le corps, avec une simulation validée par des mesures expérimentales. L'intérêt des estimations plus complexes est de permettre d'appliquer des critères moins restrictifs lors des examens.

Il existe également des normes pour appréhender les risques liés au couple électromagnétique (ASTM F2052, ASTM F2213) aux bruit acoustique (NEMA MS 4-2010) et aux artefacts (ASTM F2119), qui sont considérés comme des facteurs de risques.

Conclusions du chapitre

En dépit des progrès considérables réalisés pour la prévention et le dépistage du cancer colorectal au cours des 30 dernières années, les méthodes de stadification peuvent être améliorées. Elles ne permettent pas toujours de distinguer l'avancement et la taille des tumeurs, notamment aux stades précoces, au cours desquels nous pouvons agir efficacement sur l'évolution de la maladie. Le développement de l'imagerie IRM endoluminale permettrait de répondre à ce besoin. Pour cela, il faudrait transmettre le signal RMN sans utiliser de câbles galvaniques, qui sont incompatibles avec cette application. Par ailleurs, l'évolution des pratiques cliniques voit privilégier, lorsque c'est possible, l'usage des capteurs de surface multicanaux pour leur sensibilité élevée. Ces techniques bénéficieraient également de la suppression de ce type de liaison, qui est source d'autres limitations (poids, diaphonie, échauffements, dégradation du signal).

Les risques en IRM sont multiples et leur appréhension parfois complexe. S'il est relativement aisé d'éviter les accidents liés à l'effet projectile en informant le personnel et les usagers, estimer le degré d'énergie absorbée par les tissus lors des phase d'émission de champ radiofréquence reste un enjeu d'actualité. Les premières approches étaient volontairement restrictives, pour éviter les incidents lors d'erreurs de quantification du débit d'absorption spécifique. Cependant un critère trop restrictif conduit à priver certains patients (porteurs d'implants passifs par exemple) d'un examen qui leur serait bénéfique, ou à restreindre l'usage de séquences qui permettent d'optimiser le temps d'utilisation des scanners. L'apparition de logiciels de simulations performants participe à mieux estimer les interactions champs EM-tissus, et l'évolution des normes depuis une dizaine d'années conforte cette dynamique. Ils doivent cependant être couplés à des mesures réelles de validation, qui demeurent complexes à réaliser dans cet environnement.

Nous proposons dans ces travaux de thèse, d'adresser ces deux problématiques à partir d'un effet physique, l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Cette interaction permet de lier un champ électrique aux propriétés d'un faisceau laser, que ce soit le champ E utile induit dans capteur RMN, ou bien le champ E induit dans un milieu responsable d'échauffements. Ainsi, Il serait possible de transmettre le signal RMN par fibre optique sans câble coaxial, et de mesurer le débit d'absorption spécifique par le biais de matériaux électro-optiques.

Ces deux applications sont distinctes, tout en étant liées aux aspects de sécurité, et elles seront détaillées dans les chapitres 3 et 4. Le prochain chapitre introduit l'effet exploité, ainsi que l'environnement technologique et les contraintes respectives des deux usages.

Références du chapitre 1

- [1] M. Décorps, *Imagerie de résonance magnétique*. 2012.
- [2] J. Neumann, "The Bloch Equations." *The Magnetic Moment and the Bloch Equations*. 2015.
- [3] S. Gutteridge, C. Ramanathan, et R. Bowtell, « Mapping the absolute value of M₀ using dipolar field effects », *Magn. Reson. Med.*, vol. 47, n° 5, p. 871-879, mai 2002, doi: 10.1002/mrm.10142.
- [4] D. I. Hoult, « The principle of reciprocity in signal strength calculations? A mathematical guide », *Concepts Magn. Reson.*, vol. 12, n° 4, p. 173-187, 2000, doi: 10.1002/1099-0534(2000)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q.
- [5] H.-E. Assemlal, « Traitement et analyse d'images IRM de diffusion pour l'estimation de l'architecture locale des tissus », p. 214.
- [6] J. T. Vaughan et J. R. Griffiths, Éd., *RF coils for MRI*. Chichester, West Sussex: John Wiley and Sons Ltd, 2012.
- [7] R. W. Brown, Y.-C. N. Cheng, E. M. Haacke, M. R. Thompson, et R. Venkatesan, *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*, Second edition. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc, 2014.
- [8] E. Moser, E. Laistler, F. Schmitt, et G. Kontaxis, « Ultra-High Field NMR and MRI—The Role of Magnet Technology to Increase Sensitivity and Specificity », *Front. Phys.*, vol. 5, p. 33, août 2017, doi: 10.3389/fphy.2017.00033.
- [9] K. Wachowicz, « Evaluation of active and passive shimming in magnetic resonance imaging », *Res. Rep. Nucl. Med.*, p. 1, oct. 2014, doi: 10.2147/RRNM.S46526.
- [10] L. Hong et D. Zu, « Shimming Permanent Magnet Of MRI Scanner », *PIERS Online*, vol. 3, n° 6, p. 859-864, 2007, doi: 10.2529/PIERS060826010243.
- [11] J. F. Schenck, « The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging: MRI magnetic compatibility of the first and second kinds », *Med. Phys.*, vol. 23, n° 6, Art. n° 6, juin 1996, doi: 10.1118/1.597854.
- [12] W. A. Edelstein, C. J. Hardy, et O. M. Mueller, « Electronic decoupling of surface-coil receivers for NMR imaging and spectroscopy », *J. Magn. Reson.* 1969, vol. 67, n° 1, Art. n° 1, mars 1986, doi: 10.1016/0022-2364(86)90421-X.
- [13] T. Ruytenberg, T. P. O'Reilly, et A. G. Webb, « Design and characterization of receive-only surface coil arrays at 3T with integrated solid high permittivity materials », *J. Magn. Reson.*, vol. 311, p. 106681, févr. 2020, doi: 10.1016/j.jmr.2019.106681.
- [14] Denis Hoa, *L'Irm Pas Pas (Edition Noir & Blanc)*. Lulu.com, 2007.
- [15] P. J. O'Dwyer, J. P. Stevenson, D. G. Haller, N. Rotman, et B. J. Giantonio, « Follow-up of stage B and C colorectal cancer in the United States and France », *Semin. Oncol.*, vol. 28, p. 45-49, févr. 2001, doi: 10.1016/S0093-7754(01)90252-0.
- [16] Société Nationale Française de Gastro-Entérologie, « Prévention, Dépistage et Prise en charge des Cancers du Côlon », 2008. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.requa.fr/download-doc.php?idpe=30113>
- [17] B. Iacopetta, « Are there two sides to colorectal cancer? », *Int. J. Cancer*, vol. 101, n° 5, p. 403-408, oct. 2002, doi: 10.1002/ijc.10635.
- [18] J. N. Rao et J.-Y. Wang, *Regulation of Gastrointestinal Mucosal Growth*. San Rafael (CA): Morgan & Claypool Life Sciences, 2010. Consulté le: 3 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK54091/>
- [19] Haute Autorité de Santé, « Place des tests immunologiques en france ». [En ligne]. Disponible sur: https://www.has-sante.fr/jcms/c_727080/fr/place-des-tests-immunologiques-de-recherche-de-sang-occulte-dans-les-selles-ifoht-dans-le-programme-de-depistage-organise-du-cancer-colorectal-en-france
- [20] Haute Autorité de Santé, « Colectomies par cœlioscopie ou par laparotomie avec préparation par cœlioscopie », avr. 2007. [En ligne]. Disponible sur:

<https://www.santepubliquefrance.fr/maladies-et-traumatismes/cancers/cancer-du-colon-rectum>

- [21] W. Bruening *et al.*, *Imaging Tests for the Staging of Colorectal Cancer*. Rockville (MD): Agency for Healthcare Research and Quality (US), 2014. Consulté le: 2 octobre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK248261/>
- [22] F. Bray, J. Ferlay, I. Soerjomataram, R. L. Siegel, L. A. Torre, et A. Jemal, « Global cancer statistics 2018: GLOBOCAN estimates of incidence and mortality worldwide for 36 cancers in 185 countries », *CA. Cancer J. Clin.*, vol. 68, n° 6, p. 394-424, nov. 2018, doi: 10.3322/caac.21492.
- [23] R. L. Siegel, K. D. Miller, et A. Jemal, « Cancer statistics, 2019 », *CA. Cancer J. Clin.*, vol. 69, n° 1, p. 7-34, janv. 2019, doi: 10.3322/caac.21551.
- [24] M. Arnold, M. S. Sierra, M. Laversanne, I. Soerjomataram, A. Jemal, et F. Bray, « Global patterns and trends in colorectal cancer incidence and mortality », *Gut*, vol. 66, n° 4, p. 683-691, avr. 2017, doi: 10.1136/gutjnl-2015-310912.
- [25] G. Launoy, « Survie des personnes atteintes de cancer en France métropolitaine 1989-2018 - Côlon et rectum ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.santepubliquefrance.fr/maladies-et-traumatismes/cancers/cancer-du-colon-rectum/documents/enquetes-etudes/survie-des-personnes-atteintes-de-cancer-en-france-metropolitaine-1989-2018-colon-et-rectum>
- [26] Haute autorité de santé, « GUIDE - AFFECTION LONGUE DURÉE Tumeur maligne, affection maligne du tissu lymphatique ou hématopoïétique Cancer colorectal », 2008. [En ligne]. Disponible sur: https://www.has-sante.fr/jcms/c_953906/fr/ald-n-30-cancer-colorectal
- [27] E. A. de Jong, J. C. E. M. ten Berge, R. S. Dwarkasing, A. P. Rijkers, et C. H. J. van Eijck, « The accuracy of MRI, endorectal ultrasonography, and computed tomography in predicting the response of locally advanced rectal cancer after preoperative therapy: A metaanalysis », *Surgery*, févr. 2016, doi: 10.1016/j.surg.2015.10.019.
- [28] R. García-Figueiras *et al.*, « Advanced Imaging Techniques in Evaluation of Colorectal Cancer », *RadioGraphics*, vol. 38, n° 3, p. 740-765, mai 2018, doi: 10.1148/rg.2018170044.
- [29] P. J. Pickhardt *et al.*, « Computed tomographic virtual colonoscopy to screen for colorectal neoplasia in asymptomatic adults », *N. Engl. J. Med.*, vol. 349, n° 23, p. 2191-2200, déc. 2003, doi: 10.1056/NEJMoa031618.
- [30] S. A. Taylor, A. Laghi, P. Lefere, S. Halligan, et J. Stoker, « European Society of Gastrointestinal and Abdominal Radiology (ESGAR): consensus statement on CT colonography », *Eur. Radiol.*, vol. 17, n° 2, p. 575-579, févr. 2007, doi: 10.1007/s00330-006-0407-y.
- [31] M. Kekelidze, « Colorectal cancer: Current imaging methods and future perspectives for the diagnosis, staging and therapeutic response evaluation », *World J. Gastroenterol.*, vol. 19, n° 46, p. 8502, 2013, doi: 10.3748/wjg.v19.i46.8502.
- [32] V. Tewari, D. Tewari, et F. G. Gress, « Computed tomography colonography for colorectal cancer screening », *Gastroenterol. Hepatol.*, vol. 9, n° 3, p. 158-163, mars 2013.
- [33] A. J. M. Watson, S. Lolohea, G. M. Robertson, et F. A. Frizelle, « The Role of Positron Emission Tomography in the Management of Recurrent Colorectal Cancer: A Review », *Dis. Colon Rectum*, vol. 50, n° 1, p. 102-114, janv. 2007, doi: 10.1007/s10350-006-0735-7.
- [34] D. A. Torigian, S. S. Huang, M. Houseni, et A. Alavi, « Functional imaging of cancer with emphasis on molecular techniques », *CA. Cancer J. Clin.*, vol. 57, n° 4, p. 206-224, août 2007, doi: 10.3322/canjclin.57.4.206.
- [35] B. Edelman et M. Weiser, « Endorectal Ultrasound: Its Role in the Diagnosis and Treatment of Rectal Cancer », *Clin. Colon Rectal Surg.*, vol. 21, n° 03, p. 167-177, août 2008, doi: 10.1055/s-2008-1080996.
- [36] E. Cho, M. Nakajima, K. Yasuda, T. Ashihara, et K. Kawai, « Endoscopic ultrasonography in the diagnosis of colorectal cancer invasion », *Gastrointest. Endosc.*, vol. 39, n° 4, p. 521-527, janv. 1993, doi: 10.1016/S0016-5107(93)70163-7.
- [37] G. M. Jeffery, B. E. Hickey, et P. Hider, « Follow-up strategies for patients treated for non-metastatic colorectal cancer », *Cochrane Database Syst. Rev.*, n° 1, p. CD002200, 2002, doi: 10.1002/14651858.CD002200.

- [38] L. Blomqvist *et al.*, « Rectal tumour staging: MR imaging using pelvic phased-array and endorectal coils vs endoscopic ultrasonography », *Eur. Radiol.*, vol. 10, n° 4, p. 653-660, 2000, doi: 10.1007/s003300050979.
- [39] M. C. Niekel, S. Bipat, et J. Stoker, « Diagnostic imaging of colorectal liver metastases with CT, MR imaging, FDG PET, and/or FDG PET/CT: a meta-analysis of prospective studies including patients who have not previously undergone treatment », *Radiology*, vol. 257, n° 3, p. 674-684, déc. 2010, doi: 10.1148/radiol.10100729.
- [40] J. E. R. Waage *et al.*, « Endorectal ultrasonography, strain elastography and MRI differentiation of rectal adenomas and adenocarcinomas », *Colorectal Dis. Off. J. Assoc. Coloproctology G. B. Irel.*, vol. 17, n° 2, p. 124-131, févr. 2015, doi: 10.1111/codi.12845.
- [41] M. Kanematsu *et al.*, « Diffusion/perfusion MR imaging of the liver: practice, challenges, and future », *Magn. Reson. Med. Sci. MRMS Off. J. Jpn. Soc. Magn. Reson. Med.*, vol. 11, n° 3, p. 151-161, 2012, doi: 10.2463/mrms.11.151.
- [42] H. Dorez *et al.*, « Endoluminal high-resolution MR imaging protocol for colon walls analysis in a mouse model of colitis », *Magn. Reson. Mater. Phys. Biol. Med.*, vol. 29, n° 4, Art. n° 4, août 2016, doi: 10.1007/s10334-016-0539-2.
- [43] H. Dorez *et al.*, « In vivo MRS for the assessment of mouse colon using a dedicated endorectal coil: initial findings », *NMR Biomed.*, vol. 30, n° 12, Art. n° 12, 2017, doi: 10.1002/nbm.3794.
- [44] E. de Kerviler, C. de Bazelaire, O. Mathieu, M. Albiter, et J. Frija, « Risque IRM : règles de sécurité, incidents et accidents », *J. Radiol.*, vol. 86, n° 5, p. 573-578, mai 2005, doi: 10.1016/S0221-0363(05)81410-6.
- [45] A. Aurengo *et al.*, « Imagerie médicale en France dans les hôpitaux publics », p. 379.
- [46] M. Mansouri, S. Aran, H. B. Harvey, K. W. Shaqdan, et H. H. Abujudeh, « Rates of safety incident reporting in MRI in a large academic medical center », *J. Magn. Reson. Imaging JMRI*, vol. 43, n° 4, p. 998-1007, avr. 2016, doi: 10.1002/jmri.25055.
- [47] D. Chen, « Boy, 6, dies of skull injury during MRI. », *The new york times*, 2001. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nytimes.com/2001/07/31/nyregion/boy-6-dies-of-skull-injury-during-mri.html>
- [48] G. M. Pohost, G. G. Blackwell, et F. G. Shellock, « Safety of patients with medical devices during application of magnetic resonance methods », *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, vol. 649, p. 302-312, mars 1992, doi: 10.1111/j.1749-6632.1992.tb49618.x.
- [49] INSERM, « Imagerie médicale en France dans les hôpitaux publics ». [En ligne]. Disponible sur: <https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-01570680>
- [50] J. F. Schenck, « Physical interactions of static magnetic fields with living tissues », *Prog. Biophys. Mol. Biol.*, vol. 87, n° 2-3, p. 185-204, févr. 2005, doi: 10.1016/j.pbiomolbio.2004.08.009.
- [51] D. Formica et S. Silvestri, « Biological effects of exposure to magnetic resonance imaging: an overview », *Biomed. Eng. OnLine*, vol. 3, n° 1, p. 11, déc. 2004, doi: 10.1186/1475-925X-3-11.
- [52] A. Schmoldt, H. F. Bente, et G. Haberland, « Digitoxin metabolism by rat liver microsomes », *Biochem. Pharmacol.*, vol. 24, n° 17, p. 1639-1641, sept. 1975, doi: 10.1016/0006-2952(75)90094-5.
- [53] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP), « Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection », *Health Phys.*, vol. 74, n° 4, p. 494-522, avr. 1998.
- [54] N. G. Van Kampen et F. Lurçat, « Causalité et relations de Kramers-Kronig », *J. Phys. Radium*, vol. 22, n° 3, p. 179-191, 1961, doi: 10.1051/jphysrad:01961002203017900.
- [55] L. Bernard, « Caractérisation électrique des tissus biologiques et calcul des phénomènes induits dans le corps humain par des champs électromagnétiques de fréquence inférieure au GHz », p. 129.
- [56] C. Gabriel, S. Gabriel, et E. Corthout, « The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey », *Phys. Med. Biol.*, vol. 41, n° 11, p. 2231-2249, nov. 1996, doi: 10.1088/0031-9155/41/11/001.

- [57] X. P. Ripoll, « Electrical Properties of Human Tissues Applied to Wearable Antenna Design », p. 105.
- [58] B. K. Choi *et al.*, « Evaluation of electrical conductivity and anisotropy in muscle tissues using conductivity tensor imaging (CTI) », *AIP Adv.*, vol. 10, n° 11, p. 115115, nov. 2020, doi: 10.1063/5.0031592.
- [59] D. Haddar *et al.*, « L'imagerie de susceptibilité magnétique : théorie et applications », *J. Radiol.*, vol. 85, n° 11, p. 1901-1908, nov. 2004, doi: 10.1016/S0221-0363(04)97759-1.
- [60] L. Winter, F. Seifert, L. Zilberti, M. Murbach, et B. Ittermann, « MRI-Related Heating of Implants and Devices: A Review », *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 53, n° 6, p. 1646-1665, juin 2021, doi: 10.1002/jmri.27194.
- [61] M. Davids, B. Guérin, A. vom Endt, L. R. Schad, et L. L. Wald, « Prediction of peripheral nerve stimulation thresholds of MRI gradient coils using coupled electromagnetic and neurodynamic simulations », *Magn. Reson. Med.*, vol. 81, n° 1, p. 686-701, janv. 2019, doi: 10.1002/mrm.27382.
- [62] T.-C. Shih, P. Yuan, W.-L. Lin, et H.-S. Kou, « Analytical analysis of the Pennes bioheat transfer equation with sinusoidal heat flux condition on skin surface », *Med. Eng. Phys.*, vol. 29, n° 9, p. 946-953, nov. 2007, doi: 10.1016/j.medengphy.2006.10.008.
- [63] J. Jin, F. Liu, E. Weber, et S. Crozier, « Improving SAR estimations in MRI using subject-specific models », *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, n° 24, p. 8153-8171, déc. 2012, doi: 10.1088/0031-9155/57/24/8153.
- [64] Y. Seo et Z. J. Wang, « Measurement and evaluation of specific absorption rate and temperature elevation caused by an artificial hip joint during MRI scanning », *Sci. Rep.*, vol. 11, n° 1, p. 1134, déc. 2021, doi: 10.1038/s41598-020-80828-7.
- [65] A.-M. M. El-Sharkawy, D. Qian, P. A. Bottomley, et W. A. Edelstein, « A multichannel, real-time MRI RF power monitor for independent SAR determination: Multichannel MRI RF power monitor », *Med. Phys.*, vol. 39, n° 5, p. 2334-2341, avr. 2012, doi: 10.1118/1.3700169.
- [66] Y. Seo et Z. J. Wang, « OPEN Measurement and evaluation of specific absorption rate », *Sci. Rep.*, p. 13.
- [67] C. M. Collins et M. B. Smith, « Signal-to-noise ratio and absorbed power as functions of main magnetic field strength, and definition of "90°" RF pulse for the head in the birdcage coil », *Magn. Reson. Med.*, vol. 45, n° 4, Art. n° 4, avr. 2001, doi: 10.1002/mrm.1091.
- [68] Haute Autorité de Santé, « assessment of the MRI compatibility of implantable medical devices », 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://www.has-sante.fr/jcms/p_3264825/en/cnedimts-assessment-of-the-mri-compatibility-of-implantable-medical-devices?portal=p_3058934&userLang=en
- [69] J. B. Erhardt *et al.*, « Should patients with brain implants undergo MRI? », *J. Neural Eng.*, vol. 15, n° 4, p. 041002, août 2018, doi: 10.1088/1741-2552/aab4e4.
- [70] E. M. Lee *et al.*, « Improving MR Image Quality in Patients with Metallic Implants », *Radiogr. Rev. Publ. Radiol. Soc. N. Am. Inc.*, vol. 41, n° 4, p. E126-E137, août 2021, doi: 10.1148/rg.2021200092.
- [71] S.-M. Park, R. Kamondetdacha, et J. A. Nyenhuis, « Calculation of MRI-induced heating of an implanted medical lead wire with an electric field transfer function », *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 26, n° 5, Art. n° 5, nov. 2007, doi: 10.1002/jmri.21159.
- [72] J. Stojanovska *et al.*, « Cardiac MRI for Patients With Cardiac Implantable Electronic Devices », *AJR Am. J. Roentgenol.*, vol. 215, n° 2, p. 374-381, août 2020, doi: 10.2214/AJR.19.21883.
- [73] H. Kugel *et al.*, « Hazardous situation in the MR bore: induction in ECG leads causes fire », *Eur. Radiol.*, vol. 13, n° 4, p. 690-694, avr. 2003, doi: 10.1007/s00330-003-1841-8.
- [74] H. R. van Genderingen, M. Sprenger, J. W. de Ridder, et A. C. van Rossum, « Carbon-fiber electrodes and leads for electrocardiography during MR imaging. », *Radiology*, vol. 171, n° 3, p. 872-872, juin 1989, doi: 10.1148/radiology.171.3.2717770.

- [75] C. Marlier, « Modélisation des perturbations électromagnétiques dans les convertisseurs statiques pour des applications aéronautiques », 2013. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2013LIL10145>
- [76] B. M. Schaller, A. W. Magill, et R. Gruetter, « Common modes and cable traps », p. 1.
- [77] D. M. Peterson, B. L. Beck, G. R. Duensing, et J. R. Fitzsimmons, « Common mode signal rejection methods for MRI: Reduction of cable shield currents for high static magnetic field systems », *Concepts Magn. Reson.*, vol. 19B, n° 1, p. 1-8, 2003, doi: 10.1002/cmr.b.10090.
- [78] I. Saniour, « Exploitation des effets électro-optiques pour la sécurité en IRM: applications des liaisons optiques pour des capteurs RF endoluminaux et des sondes de mesure du TAS », p. 195, 2017.
- [79] P. Mansfield, P. M. Glover, et J. Beaumont, « Sound generation in gradient coil structures for MRI », *Magn. Reson. Med.*, vol. 39, n° 4, p. 539-550, avr. 1998, doi: 10.1002/mrm.1910390406.
- [80] M. McJury PhD et F. G. Shellock PhD, « Auditory Noise Associated With MR Procedures: A Review », *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 12, n° 1, p. 37-45, juill. 2000, doi: 10.1002/1522-2586(200007)12:1<37::AID-JMRI5>3.0.CO;2-I.
- [81] A. H. Frey, « Human auditory system response to modulated electromagnetic energy », *J. Appl. Physiol.*, vol. 17, n° 4, p. 689-692, juill. 1962, doi: 10.1152/jappl.1962.17.4.689.
- [82] M. Segbers, C. V. Rizzo Sierra, H. Duifhuis, et J. M. Hoogduin, « Shaping and timing gradient pulses to reduce MRI acoustic noise », *Magn. Reson. Med.*, vol. 64, n° 2, p. 546-553, août 2010, doi: 10.1002/mrm.22366.
- [83] C. L. Dumoulin *et al.*, « Magnetic resonance imaging compatible neonate incubator », *Concepts Magn. Reson.*, vol. 15, n° 2, p. 117-128, juin 2002, doi: 10.1002/cmr.10028.
- [84] IEC, « Particular requirements for the basic safety and essential performance of magnetic resonance equipment for medical diagnosis ». [En ligne]. Disponible sur: https://webstore.iec.ch/preview/info_iec60601-2-33%7Bed3.1%7Db.pdf
- [85] ISO, « Assessment of the safety of magnetic resonance imaging for patients with an active implantable medical device ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.iso.org/fr/standard/65055.html>

Chapitre 2. Conversion électro-optique : considérations techniques et application en IRM

Introduction

Ce chapitre comporte une description succincte des phénomènes physiques exploités lors des conversions électro-optique (EO) et opto-électrique (OE), avant de s'intéresser à l'impact des éléments de la chaîne de conversion sur le signal. Le développement de ces éléments n'est pas l'objet de cette thèse, ainsi ils seront présentés principalement dans l'objectif de justifier les choix technologiques fait dans les chapitres 3 et 4 de ce manuscrit. Enfin, les deux applications visées (transmission du signal RMN et mesure du DAS) seront détaillées afin de faire le lien entre les besoins respectifs, et les possibilités qu'offrent les outils optoélectroniques modernes.

I) Effet Pockels et cristaux, modulation EO, types de modulateurs

a) Effets électro-optiques

On peut diviser les effets EO en plusieurs catégories. Les plus exploités sont d'une part ceux qui modifient le spectre d'absorption d'un matériau, et d'autre part ceux qui en modifient les indices de réfraction [1]. Nous ne nous intéresserons uniquement à la deuxième catégorie dans le cadre de ces travaux, car il est généralement admis que la modulation de l'absorption possède une dynamique plus restreinte et une réponse non-linéaire [2].

Considérons un matériau traversé par une onde optique \vec{k} dont le champ électrique variant \vec{E}_o est d'une fréquence de l'ordre de la centaine de THz, et un champ extérieur \vec{E}_m appliqué au matériau, variant à une fréquence largement inférieure à celle de \vec{E}_o .

- L'effet Pockels :

Propriété optique des cristaux et semi-conducteurs dont la structure est non centro-symétrique (qui ne possèdent pas de centre de symétrie), l'effet Pockels induit (cf. Fig. 2.1) ou modifie la biréfringence d'un matériau soumis à un champ électrique \vec{E}_m [3].

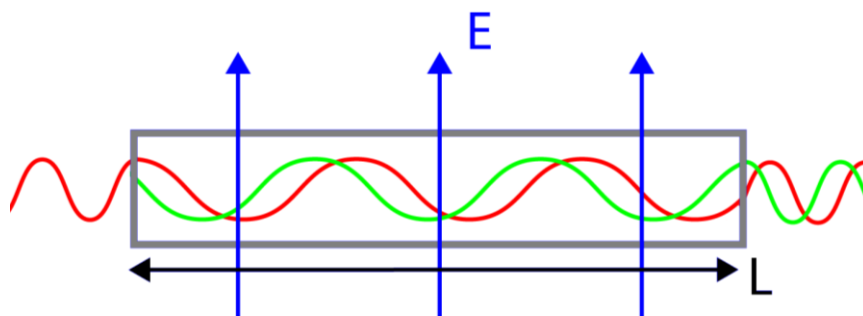


Fig. 2.1 : représentation schématique de l'effet Pockels : les variations de l'onde optique sur les axes de polarisation sont représentées en rouge et en vert. Le champ E_m induit un déphasage entre les polarisations proportionnel à son amplitude et à la longueur L du cristal.

C'est un effet EO linéaire. La modification des indices de réfractons induite est ainsi proportionnelle au champ électrique appliqué.

- L'effet Kerr :

L'effet Kerr, ou effet EO quadratique, modifie les indices de réfraction du matériau selon le carré du champ électrique appliqué. Il est également présent dans les milieux centro-symétriques. Pour des puissances optiques élevées, la modification des indices due à l'effet Kerr peut être induite par le champ E de l'onde optique, sans source de champ additionnelle [4].

On peut ainsi définir la polarisation \vec{P} du matériau suivant [5]:

$$\vec{P} = \underbrace{\varepsilon_0[\chi_1]\vec{E}O}_{\text{Ordre 1}} + \underbrace{\varepsilon_0[\chi_2]Em\vec{E}O}_{\text{Ordre 2}} + \underbrace{\varepsilon_0[\chi_3]Em^2\vec{E}O}_{\text{Ordre 3}} + \dots \quad (2.1)$$

Avec $[\chi_i]$ le tenseur de susceptibilité du matériau qui décrit les variations d'indices de réfraction pour un ordre i donné. L'ordre 1 décrit la polarisation propre du milieu, tandis que les ordres 2 et 3 décrivent respectivement les contributions de l'effet Pockels et de l'effet Kerr. Bien qu'il existe des développements technologiques fondés sur l'effet Kerr [6][7], ils nécessitent de fortes tensions ou des puissances optiques élevées [8] incompatibles avec les signaux de l'application visée. Aussi, l'ensemble des techniques EO évoquées dans la suite de ce manuscrit reposeront sur l'effet linéaire.

b) Modulation EO

La modulation consiste en la superposition d'un signal utile (contenant une information) avec une onde porteuse de fréquence plus élevée. L'intérêt d'une telle technique est d'encoder l'information sur un signal dont la transmission est plus adaptée à un canal. Dans notre cas, le canal est la fibre optique et la porteuse est réalisée par un faisceau laser.

Il est possible d'utiliser des signaux analogiques ou numériques pour le signal de modulation. Une des nombreuses différences est qu'en cas de dégradation du signal, lié à la transmission (si le signal a été correctement conditionné), la détérioration du signal est progressive en analogique alors qu'elle est subite en numérique [9].

b.1) Modulation directe

La modulation directe est la forme la plus simple de la modulation optique : c'est le courant I_m injecté à la diode, dont dépend l'intensité lumineuse émise, qui est modulé. L'avantage est la simplicité de la configuration qui ne pas faire intervenir d'éléments supplémentaires. Cependant la modulation du courant fait varier la fréquence propre du signal laser (Chirping) [10] et les oscillations de relaxation à forte puissance limitent la bande passante du signal de modulation (ordre de grandeur maximal du GHz) [11]. Cette forme de modulation a progressivement été délaissée, au profit des techniques de modulations externes.

b.2) Modulation externe

Dans le cas de la modulation indirecte, on utilise une source dont la puissance optique de sortie est maintenue constante, et un modulateur externe réalise l'encodage de l'information sur le signal lumineux.

Il existe 4 principaux types de modulations : modulation d'amplitude, de fréquence, de phase et de polarisation.

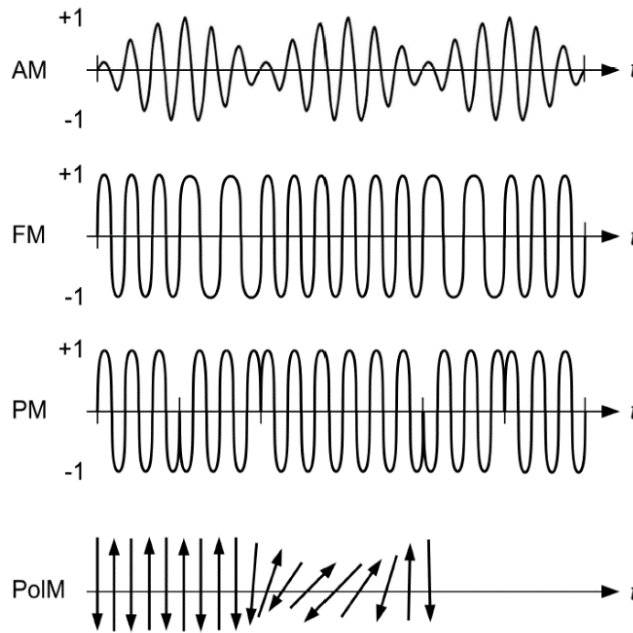


Fig. 2.2 : Illustration des modifications des signaux temporels pour 4 différentes formes de modulation : Amplitude, fréquence, phase et polarisation.

Dans chacun des cas, on inscrit le signal de modulation dans une des caractéristiques du signal (cf. fig. 2.2). Il est par ailleurs possible de combiner plusieurs modulations pour optimiser le débit d'un canal, en modulant à la fois l'amplitude, la phase et la polarisation par exemple.

Le débit et l'optimisation de la bande passante ne sont pas les critères primordiaux dans notre étude, ce sont les conditions de mise en œuvre (cf. III) qui guideront les choix des modulations. La modulation privilégiée dépend ainsi du reste de la chaîne de conversion, détaillée dans la partie suivante.

II) Éléments d'une chaîne conversion EO-OE

Les éléments en jeu lors des conversions EO et OE comprennent la source optique (une diode laser), un modulateur EO et un détecteur (une photodiode). Ces éléments ont un impact à la fois sur l'amplitude et sur le bruit du signal démodulé.

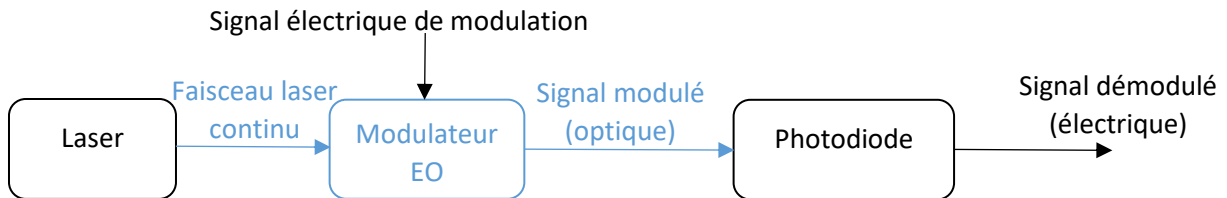


Fig. 2.3 : chaîne de conversion EO – OE et signal électrique de modulation. D'autres éléments peuvent intervenir lors de la chaîne (traitement de la polarisation par exemple).

a) Le laser

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission Radiation) est une source optique reposant sur le principe d'émission stimulée de photon. Un milieu comportant des électrons susceptibles d'être excités via une injection de courant (pompage) est associé à une cavité optique. Cette cavité, dans sa forme la plus simple, comporte deux miroirs semi réfléchissants séparés d'une longueur L . Les miroirs confinent les photons, et L permet de sélectionner une longueur d'onde spécifique. Les photons confinés dans le milieu excitable permettent de « désexciter » les électrons, qui émettent à leur tour un photon de même phase et de même longueur d'onde, c'est l'émission stimulée [12]. Dans une diode laser, qui représente la majorité des lasers produits, le milieu excitable est un semi-conducteur (Arséniure de gallium par exemple).

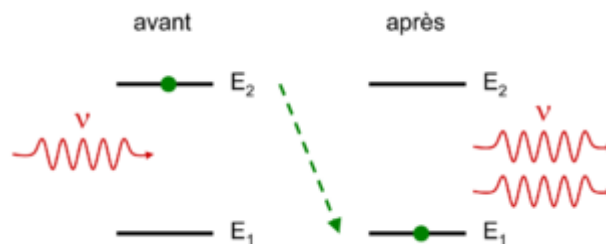


Fig. 2.4 : Schéma de principe de l'émission stimulée. Le photon incident induit la relaxation d'une charge au niveau d'énergie E_2 qui émet un photon de même phase et longueur d'onde.

Le laser a l'avantage de fournir un faisceau optique cohérent à bande étroite (ordre de grandeur du kHz pour les sources les plus cohérentes [13]), dont la puissance peut atteindre plusieurs centaines de mW en continu (CW) [14].

Il introduit cependant un bruit supplémentaire à celui du signal de modulation appelé le relative intensity noise (RIN). Le RIN comprend les différentes sources de bruit propres au laser : le bruit de la source de pompage, le bruit rose ($1/f$) et le bruit des émissions spontanées. En effet, en plus des émissions stimulées, des photons peuvent être émis par des électrons désexcités sans l'intervention de rayonnements. Cela engendre des fluctuations, qui dépendent de la puissance optique émise par le laser. On définit la puissance de bruit δP_{RIN} associée au RIN fourni par le constructeur [15]:

$$\delta P_{RIN} = R_{pd} * (\eta * P_{opt} * 10^{RIN})^2 * \Delta f \quad (2.2)$$

Avec R_{pd} l'impédance de charge de la photodiode [Ω], η l'efficacité de la photodiode [A/W], P_{opt} la puissance optique [mW] et Δf la bande passante du signal de modulation [Hz]. L'ordre de grandeur du RIN d'une diode laser standard est de -150 dB/Hz.

b) La photodiode

La photodiode est un composant semi-conducteur qui permet d'effectuer la conversion OE. Lorsqu'un photon incident a une énergie supérieure à celle de la bande interdite du composant, un électron a une probabilité d'absorber l'énergie du photon et de passer de la bande de valence, à la bande de conduction. Cela signifie qu'un courant électrique proportionnel à la puissance optique est induit dans le circuit. C'est pourquoi l'amplitude du signal démodulé est proportionnelle à P_{opt} .

Les caractéristiques principales d'une photodiode dédiée à des applications « signal » sont sa bande passante, son efficacité [A/W], et la puissance maximale qu'elle peut admettre.

Comme la diode laser, la photodiode a un bruit intrinsèque, appelé le bruit de grenaille ou shotnoise. Il est lié à la nature discrète des photons : la loi de poisson est utilisée pour décrire la probabilité d'observer N photons pour un nombre moyen \bar{N} de photons pendant une période [16]. Ces écarts sont la source de ce bruit inhérent à la lumière, il est donc inévitable [17].

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (2.3)$$

On comprend instinctivement que le shotnoise est lié à la puissance optique puisqu'elle est elle-même liée au nombre moyen de photons. Quelques projections de la loi de poisson pour des nombres de photons moyens différents confortent cette idée. Dans une chaîne de conversion EO-OE, on définit la puissance de bruit δP_{sn} associée au shotnoise comme :

$$\delta P_{sn}(P_{opt}) = 2 R_{pd} \eta q P_{opt} \Delta f \quad (2.4)$$

Avec Q la charge de l'électron [J].

c) Le modulateur

Contrairement au laser et à la photodiode, le modulateur n'introduit pas de bruit propre [18]. Il impacte cependant l'amplitude du signal démodulé via sa tension d'inversion de phase (V_{π}) et ses pertes optiques. La tension d'inversion de phase correspond à la tension à appliquer pour passer d'une sortie optique minimale à une sortie maximale, et les pertes optiques (en dB) correspondent au rapport entre la puissance optique sortante et entrante.

La tension d'inversion de phase dépend de plusieurs facteurs, parmi lesquels figurent les coefficients électro-optiques. Ces coefficients décrivent la variation des indices de réfraction pour un champ électrique donné. On définit l'ellipsoïde des indices, qui décrit la biréfringence d'un milieu selon l'axe de propagation de l'onde optique :

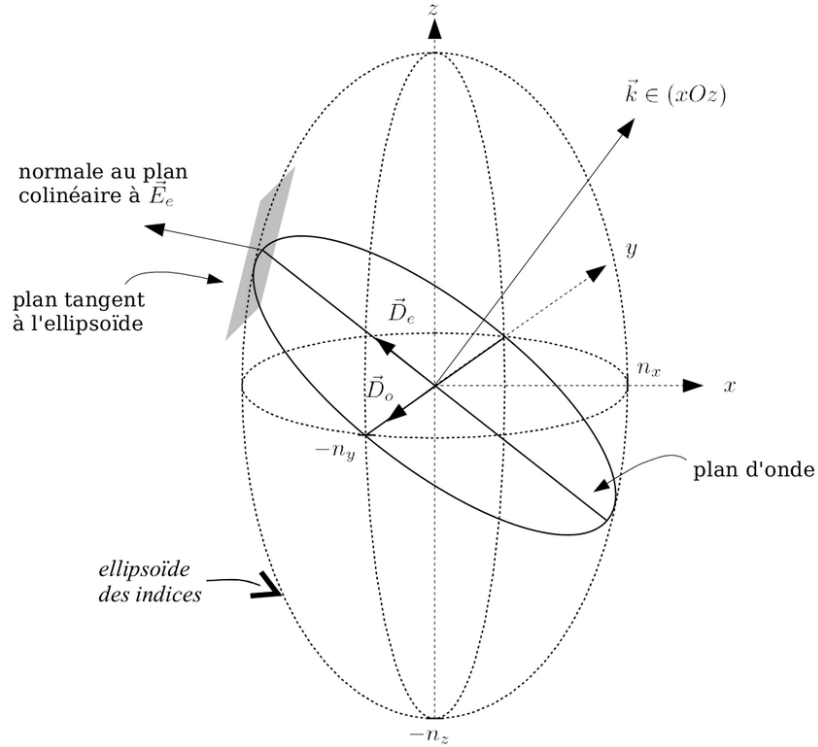


Fig. 2.5 : Représentation de l'ellipsoïde des indices. Le vecteur de l'onde optique \vec{k} et le plan tangentiel associé donnent les indices de réfraction des polarisations.

Le plan passant par le centre, perpendiculaire à la propagation du rayon \vec{k} donne les indices de réfraction des axes de polarisation. L'ellipsoïde a pour équation :

$$C_1x^2 + C_2y^2 + C_3z^2 + C_4yz + C_5xz + C_6xy = 1 \quad (2.5)$$

L'ellipse possède 6 coefficients C_i qui dépendent des coefficients EO, il y a 3 axes pour le champ électrique, ainsi le tenseur r des coefficients électro optiques comporte 18 valeurs.

$$r = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

On peut faire le lien entre les coefficients de l'ellipse et les coefficient électro optique en multipliant chaque coefficient EO par le champ E associé :

$$\left(\frac{1}{n_{x,y,z}^2} \right) = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (2.7)$$

On décrit ainsi la déformation de l'ellipsoïde selon le champ E appliqué. Les valeurs typiques des r_{ij} sont comprises entre 1 et 100 pm/V [19]. Plus le coefficient est élevé, plus un champ modifie la structure du cristal et plus le V_{π} est faible. Les r_{ij} sont des valeurs intrinsèques du matériau.

Le déphasage $\Delta\varphi$ entre l'onde d'entrée et de sortie dépend de la distance parcourue dans le milieu avec des indices de réfraction modifiés. Le V_{π} dépend par conséquent également de la longueur L du cristal suivant [20].

$$\Delta\varphi \propto E L r \tag{2.8}$$

Les modulateurs peuvent être conçus à partir de cristaux massifs (bulk), ou sur guides d'ondes (optiques intégrée). L'avantage du bulk est de ne pas nécessairement comporter d'électrodes (même si les électrodes optimisent le champ E dans le cristal, certains milieux ne permettent pas leur présence) et d'être de conception plus simple. Il est cependant moins robuste, et offre un moins bon confinement de la lumière par rapport à un guide d'onde. Cette disposition permet également d'exploiter des cristaux de longueurs supérieures à 1 cm [21].

Deux formes de modulations seront utilisées lors des expérimentations dans les chapitres 3 et 4. Il s'agit de la modulation de phase, et de la modulation de polarisation.

c.1) Le modulateur de phase : le Mach-Zehnder

La topologie la plus courante pour la modulation de phase est celle de l'interféromètre Mach-Zehnder (MZM). Le faisceau est divisé en deux bras. L'un des deux bras traverse le cristal EO sur lequel le signal de modulation est appliqué. Le signal électrique module l'indice de réfraction du cristal, et déphase le signal optique par rapport à l'autre bras qui n'est pas modulé. Les deux bras sont recombinaés, et les signaux interfèrent de manière constructive ou destructive [22].

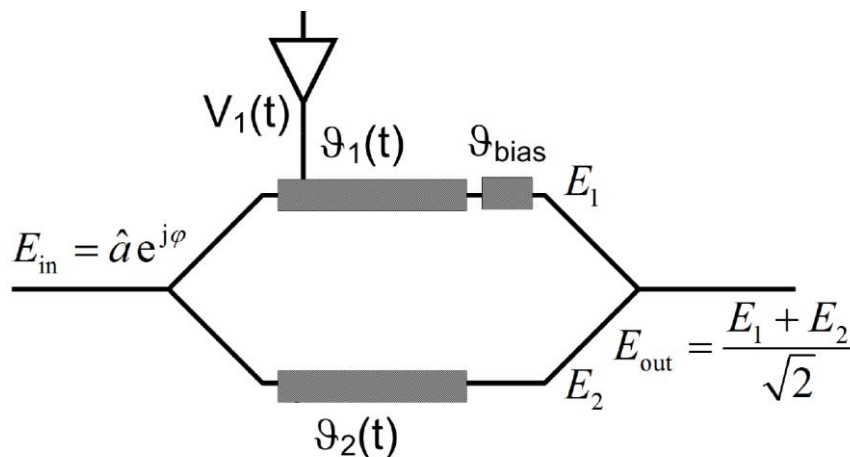


Fig. 2.6 : Schéma de principe de la structure d'un modulateur Mach-Zehnder. L'onde optique E_{in} est divisée, modulée puis recombinaée.

On peut définir le déphasage entre les deux bras $\Delta\theta = \vartheta_1 + \vartheta_{bias} - \vartheta_2$. Si l'on considère la transmission comme étant sans perte, la fonction de transfert F de l'amplitude du champ E à la recombinaison devient :

$$F = \frac{E_{out}}{E_{in}} = e^{j\left(\frac{\vartheta_1 + \vartheta_{bias} + \vartheta_2}{2}\right)} \cos\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)$$

(2.9)

Bien que ce soit un modulateur de phase, on remarque que l'on peut l'utiliser en modulation d'intensité. La partie exponentielle représente la possibilité de conserver une modulation de phase (fonctionnement push-push) et le cosinus, de moduler l'intensité (on choisit Θ_1 proche de $-\Theta_2$ au repos, fonctionnement push-pull).

Le fonctionnement push-pull est le plus commun, et la fonction de transfert de l'intensité lumineuse (carré du champ) est donné par :

$$F^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos(\Delta\theta))$$

(2.10)

On obtient la courbe de fonctionnement suivante.

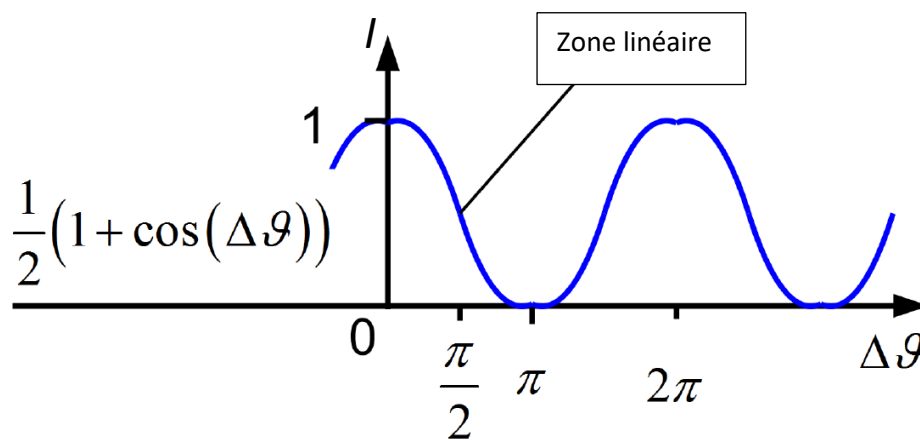


Fig. 2.7 : Courbe de modulation en intensité. A proximité d'un déphasage $\Delta\theta = \pi/2$, toute faible variation du déphasage entraîne une variation proportionnelle de l'intensité lumineuse.

Pour utiliser ce modulateur, il faut par conséquent se placer dans la partie linéaire de la courbe de modulation [23]. Cela nécessite une tension continue de biais, donnée à titre indicative par le constructeur mais qui évolue en fonction de la température.

Le principal avantage du MZM est la possibilité d'accéder à des faibles valeurs de V_π , de l'ordre de grandeur du Volt. Pour cela, le coefficient EO le plus élevé est utilisé. Je présente ci-après, le tenseur du niobate de lithium, matériau le plus utilisé pour la conception de modulateurs EO [24]

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

(2.11)

Le coefficient r_{33} est le plus élevé (ordre de grandeur de la trentaine de pm/V). Il correspond à une coupe Z du cristal, pour une propagation en X de l'onde optique. Le V_π est alors égal à :

$$V_{\pi} = C \frac{\lambda}{n^3 r_{33} L} \tag{2.12}$$

Avec C un coefficient dépendant de la largeur du guide d'onde, de la géométrie des électrodes, et du coefficient de superposition des champ E de modulation et optiques. Des modulateurs modernes peuvent avoir des V_{π} de l'ordre de quelques Volts.

Il faut en revanche l'alimenter en tension continue (quelques Volts), et contrôler le changement du point de fonctionnement selon la température [25].

c.2) Le modulateur à état de polarisation

Un modulateur à état de polarisation repose sur une variation de la biréfringence du cristal électro-optique. Si les indices selon les axes X et Y varient différemment (si le rapport entre leurs indices de réfraction n'est pas conservé) selon le champ E appliqué, la polarisation en sortie du dispositif est modifiée. Une lumière incidente de polarisation circulaire est émise, et le faisceau modulé traverse un polariseur (cf. fig. 2.8). L'intensité en sortie du polariseur varie selon l'axe de l'ellipse, par conséquent selon le champ E .

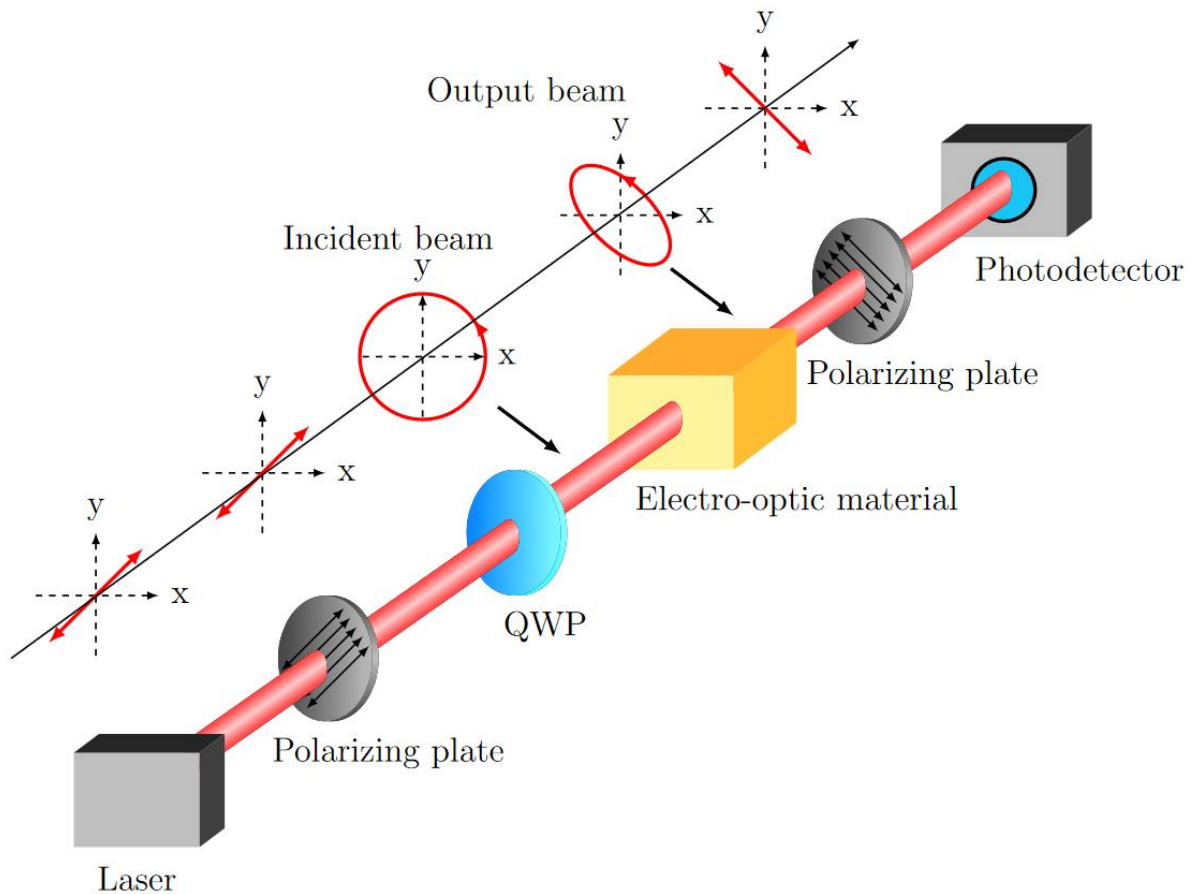


Fig. 2.8 : Schéma de principe d'un modulateur à état de polarisation avec un cristal massif. L'association du polariseur et de la lame quart d'onde, qui déphase les deux polarisations de 90° , permet d'obtenir une polarisation circulaire [21].

La modulation de l'état de polarisation fait intervenir des éléments supplémentaires pour traiter le faisceau laser. Il faut un polariseur et une lame quart d'onde pour créer la polarisation circulaire, et un polariseur pour mesurer l'intensité. Dans le cas d'optique fibrée, il faut également des fibres à maintien de polarisation.

Une des problématiques de la modulation optique est la stabilité en température (le MZM, comme nous l'avons vu précédemment utilise une tension de biais pour s'en prémunir). Sous l'effet d'une variation de température, les dimensions et les indices de réfraction sont modifiés. La biréfringence intrinsèque Φ_0 (en l'absence de champ E) dépend de la différence des indices de réfractifs vu par les deux axes de polarisation n_+ et n_- suivant la relation :

$$\Phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_+ - n_-)L \quad (2.13)$$

Avec L la longueur dans l'axe de propagation et λ la longueur d'onde dans le milieu.

La dépendance en température s'écrit [21] :

$$\frac{\delta\Phi_0}{\delta T} = \frac{2\pi L}{\lambda} \left[\left(\frac{\delta n_+}{\delta T} - \frac{\delta n_-}{\delta T} + \alpha_L (n_+ - n_-) \right) \right] \quad (2.14)$$

Avec $\alpha_L = 1/L * \delta L / \delta T$ le coefficient d'expansion thermique dans l'axe de la propagation. Il est possible de choisir un axe de propagation avec une biréfringence intrinsèque faible ($n_+ \approx n_-$) pour limiter l'effet de ce coefficient. Dans le cas du niobate de lithium, il s'agit de l'axe Z (coupe x) [23]. Cela limite les effets de la température, et permet de se passer de l'ajustement du point de fonctionnement. On parvient ainsi à un modulateur complètement passif.

Ainsi la biréfringence est principalement induite par le champ E. On définit Φ_E la biréfringence induite par le champ E de modulation :

$$\Phi_E = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_E(E)L \quad (2.15)$$

En revanche les coefficients EO associés à la propagation d'axe Z, tel que r_{22} (=3,4 pm/V @1550 nm) [26], sont plus faibles que le r_{33} (=30,8 pm/V). Pour un modulateur à état de polarisation, le V_π dépend de la différence de variation des indices de réfractifs Δn_E associés à un axe du champ E.

$$\Delta n_E(E) = -r_{22} E n_0^3 \quad (2.16)$$

Ce facteur contribue à augmenter le V_π . Par ailleurs, le polariseur, inhérent à la topologie de modulateur, diminue la puissance optique incidente sur la photodiode, et donc l'amplitude du signal démodulé.

d) Bruit en transmission optique

Pour appréhender l'impact de la chaîne de conversion EO-OE sur le rapport signal sur bruit d'une image, il faut ajouter aux bruits et variations d'amplitude, le bruit thermique évoqué dans le premier chapitre (I) g.2). Les autres bruits liés à l'acquisition de l'image (couplages électromagnétique, bruit de

conversion numérique) et non à la transmission du signal ne sont pas utiles dans ce contexte car inchangés. La somme des puissances de bruit δP_b devient :

$$\delta P_b = \delta P_{sn} + \delta P_{RIN} + \delta P_j = \Delta f [(2 R_{pd} \eta q P_{opt}) + (R_{pd} (\eta P_{opt} 10^{RIN})^2) + (4 K_b T)] \quad (2.17)$$

La puissance du signal RMN P_s est proportionnelle à :

$$\frac{P_{opt} \eta}{V_\pi} \quad (2.18)$$

Puisque le terme P_{opt} décrit la puissance optique reçue par la photodiode, les pertes optiques sont comprises dans ce terme.

Le RSB est proportionnel à :

$$\frac{P_s}{\delta P_b} \propto \frac{P_{opt} \eta}{V_\pi [\delta P_j + \alpha P_{opt} + \beta P_{opt}^2]} \quad (2.19)$$

Où les coefficients α et β représentent respectivement les paramètres du shotnoise et du RIN. Le η est autour de 0.8 A/W et varie peu, les paramètres importants sont par conséquent le V_π , la puissance optique et la répartition des sources de bruit.

On peut être tenté de représenter la chaîne de conversion comme une chaîne d'amplificateurs de gains G et de figures de bruit F (cf. [chap1 l\) g.3](#)). Néanmoins ce sont des phénomènes physiques différents, et les facteurs de bruits ne seraient pas fixes comme ceux d'un amplificateur. Ensuite, les conversions diminuent l'amplitude du signal, et le gain G serait inférieur à 1. Ainsi la règle qui consiste à négliger les figures de bruit au-delà de celle du premier élément ne fonctionne plus : le deuxième terme $\frac{F_2}{G_1 G_2}$ ne serait pas forcément faible si G_2 est très inférieur à 1.

III) Applications de la modulation EO en IRM

Cette thèse comporte deux axes distincts, qui reposent sur le même principe physique de modulation optique. Le premier concerne la transmission du signal RMN par fibre optique, et le deuxième la mesure de champ électrique pour le débit d'absorption spécifique. Les besoins liés à ces applications diffèrent, et les dispositifs de modulation ne sont pas interchangeables. Cette dernière partie du deuxième chapitre détaille les contraintes liées à nos besoins, ainsi que les caractéristiques et topologies des modulateurs retenus.

a) Conversion du signal RMN

a.1) Contexte de l'application

Le premier axe concerne la suppression des câbles coaxiaux pour la transmission du signal. Les bobines de réception sont reliées aux éléments de mesure de l'IRM par des câbles, qui sont sujets aux interactions mentionnées au chapitre 1 (III)b.4). Ce risque de brûlure RF limite plusieurs applications, comme l'imagerie endoluminale qui permettrait de tirer profit du RSB très élevé des capteurs au contact des zones à analyser [27]. Les câbles ont par ailleurs des effets négatifs sur le signal RMN (pertes) [28], et dans le cas des capteurs multicanaux, induire des effets de cross talk et de couplage [29]. Enfin, leur poids, leur volume et celui des baluns qui leur sont associés est non-négligeable.

La finalité est d'obtenir un capteur de réception fibré, sans connexion galvanique. Pour cela commençons par établir les contraintes de l'environnement IRM. La contrainte commune à l'ensemble des dispositifs employés dans un environnement IRM est l'amagnétisme. La proximité avec la zone à imager, et l'intensité du champ statique sont des facteurs aggravant, et au-delà du risque d'attraction, toute modification du champ statique entraîne des artefacts en forme ou intensité [30].

Il faut également que le dispositif amagnétique ne soit pas hautement conducteur, car l'induction d'un courant lors des phase d'émission du champ B1 peut réémettre un champ magnétique suffisant pour modifier l'aspect de l'image [31] comme le montre la figure ci-dessous.

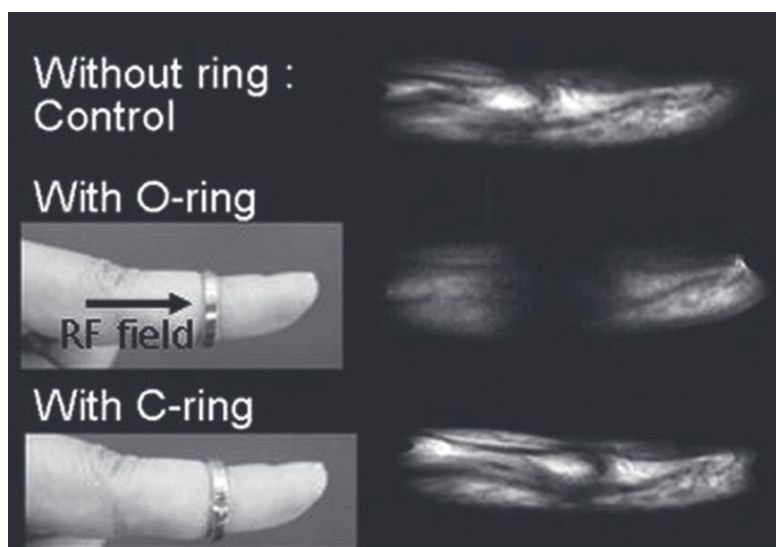


Fig. 2.9 : Artefact produit par un matériau amagnétique, mais conducteur. Sa géométrie et son orientation peuvent générer des interactions avec le champ RF.

Ces deux critères sont vérifiés par la plupart des cristaux EO utilisés pour la modulation. C'est le cas notamment du niobate de lithium LiNbO₃.

La chaîne de conversion doit avoir une réponse stable sur une plage de température d'environ 10 à 40°C, pour s'adapter aux températures des salles IRM climatisées, et à la température du corps humain. Le laser, la photodiode et le modulateur présentent des variations de leurs caractéristiques selon la température. S'il est relativement aisé de contrôler les variations de la longueur d'onde du laser et l'impédance de la photodiode qui sont, dans le cas de la modulation externe, en dehors du tunnel de l'IRM, il faut en revanche que le point de fonctionnement du modulateur varie suffisamment peu. Cela signifie qu'entre la position inférieure et supérieure du point de fonctionnement, l'application du signal électrique de modulation ne doit pas faire sortir le dispositif de sa zone de réponse linéaire.

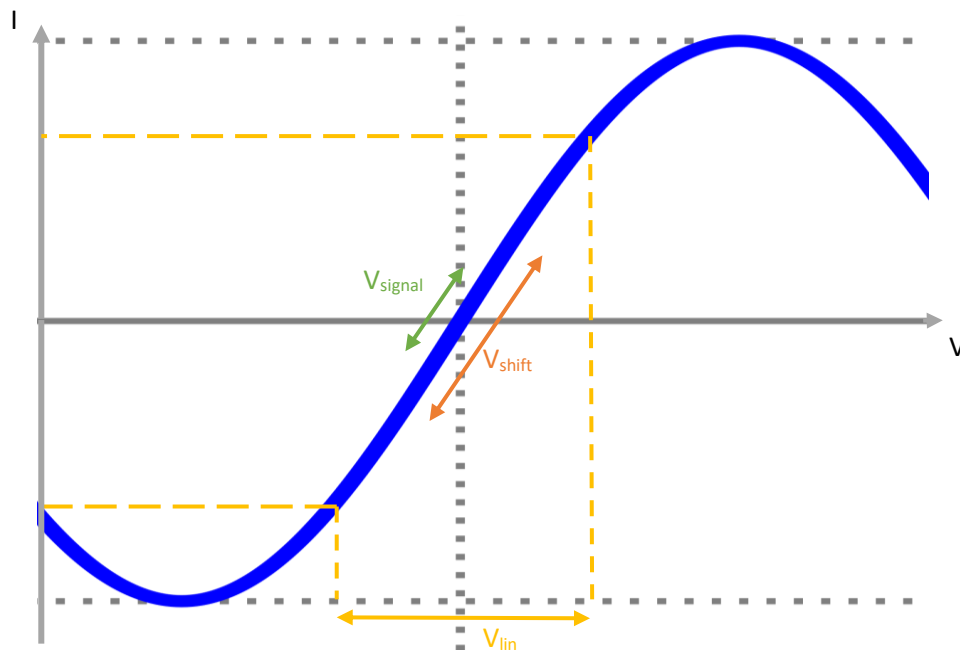


Fig. 2.10 : Représentation des limites de la zone linéaire en jaune, des variations propres au signal utile en vert, et du déplacement du point de fonctionnement lié aux variations de température en orange.

Soient V_{signal} , V_{shift} et V_{lin} respectivement les variations de tensions du signal modulant, du déplacement du point de fonctionnement lié à la température, et de la plage de réponse linéaire. Considérons que le point de fonctionnement soit au centre de la zone linéaire. La tension V_{signal} maximale est donné par l'amplitude du signal RMN, dont l'amplitude dépend de l'objet d'étude et de la méthode de détection. Pour une bobine de faible diamètre (\sim cm), l'amplitude est de l'ordre du mV [32], V_{shift} dépend de la dépendance en température et V_{lin} est de l'ordre de 80% du V_{π} . Il est nécessaire que $V_{\text{signal}} + V_{\text{shift}} < V_{\text{lin}}$.

L'alimentation d'un capteur de réception sans câble pose de nombreux problèmes. Les solutions actuellement envisagées (batterie amagnétique, induction électromagnétique, photodiode embarquée) comportent toutes des limitations. Les batteries amagnétiques sont volumineuses et leur compatibilité avec les champs magnétiques élevés des bobines de gradients restent à démontrer [33], l'induction électromagnétique pose des problèmes de positionnement et de DAS [34]. Enfin, alimenter par photodiode limite la puissance disponible (quelques dizaines de mA à 50 ohm), à cause du rendement des photodiodes.

Dans ces travaux de thèse nous avons fait le choix privilégier les éléments passifs. Cela a pour conséquence une transmission analogique du signal pour se passer d'un convertisseur analogique-numérique et une modulation externe pour ne pas embarquer de diode laser sur le capteur. Le découplage du capteur lors des phase d'émission peut être assuré par un laser de faible puissance passant par la fibre de conversion [35].

Enfin les conversions EO et OE doivent permettre de conserver la plage de dynamique du signal RMN, qui est intrinsèquement lié au RSB des images produites.

a.2) Les modulateurs évalués et utilisés

Trois modulateurs EO ont été employés pour la conversion du signal RMN. Deux modulateurs à état de polarisation (PSM) ont été acquis dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de Nadège Courjal de l'institut de recherche FemtoST (Besançon, France). Ces modulateurs ont été développés spécialement pour notre application. Le dernier dispositif est un modulateur Mach-Zehnder de la société Thorlabs (LN82S-FC), développé pour les télécommunications.

Les PSM ont été développés pour répondre au critère d'indépendance en température. Leur fonctionnement est analogue à celui présenté dans la figure 2.8 mais ils sont réalisés en optique intégrée.

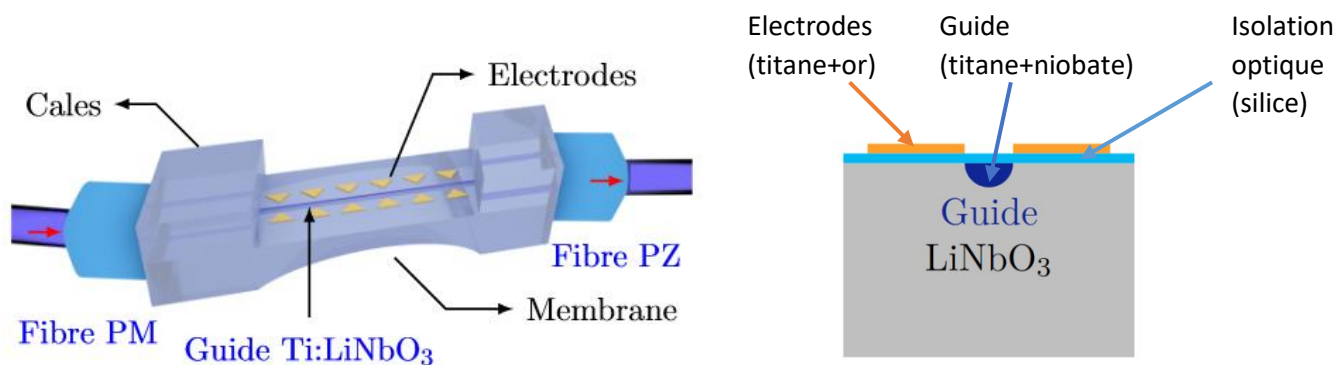


Fig. 2.11 : Vue schématique du PSM (à gauche) et plan de coupe du guide d'onde (à droite). Le cœur est obtenu à partir d'une diffusion de titane dans le niobate de lithium. La silice permet de confiner efficacement l'onde optique dans le guide.

La fibre P_Z (fibre polarisante) en sortie du modulateur remplace le polariseur et permet de réduire les pertes optiques. Le guide est en Ti : LiNbO₃, avec un profil d'indice de réfraction gaussien.

Deux itérations de cette structure ont été employées : une première avec un cristal de 12 mm, pour un V_{π} à basse fréquence de 36 V, et une deuxième avec un guide de 43 mm et un V_{π} de 14 V. Les électrodes du second sont de 30 mm, et elles définissent la zone de modulation effective d'où le V_{π} .

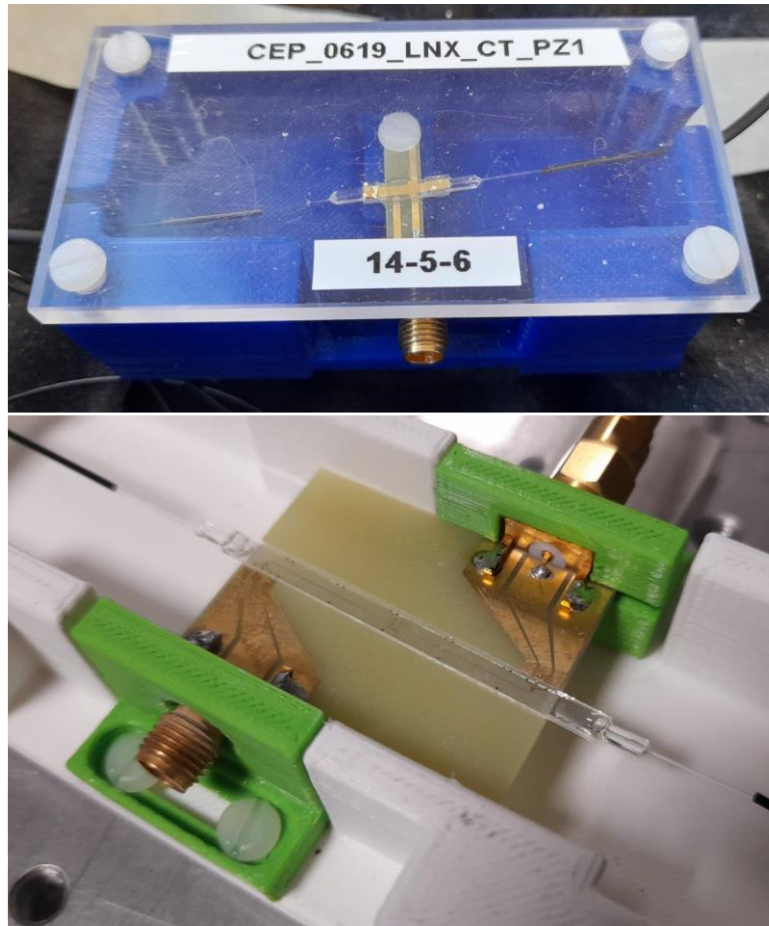


Fig. 2.12 : PSM avec guide de 12mm (en haut) et 43 mm (en bas).

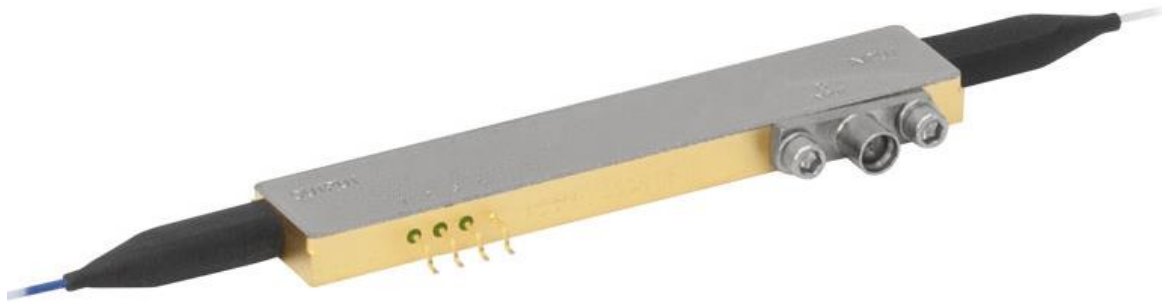


Fig. 2.13 : modulateur MZM Thorlabs. A droite le port RF en connecteur SMP et à gauche les pins de la tension de biais.

Le modulateur type Mach-Zehnder utilisé développé par Thorlabs est également conçu à partir de niobate de lithium. Sa tension d'inversion de phase mesurée est d'environ 2,3 V (cf. Fig. 2.13), et la

tension de biais nécessaire est autour de 2 V à 23°C. Bien que ce ne soit pas un élément passif, son V_{π} faible sera utile pour discriminer les paramètres important de la conversion.

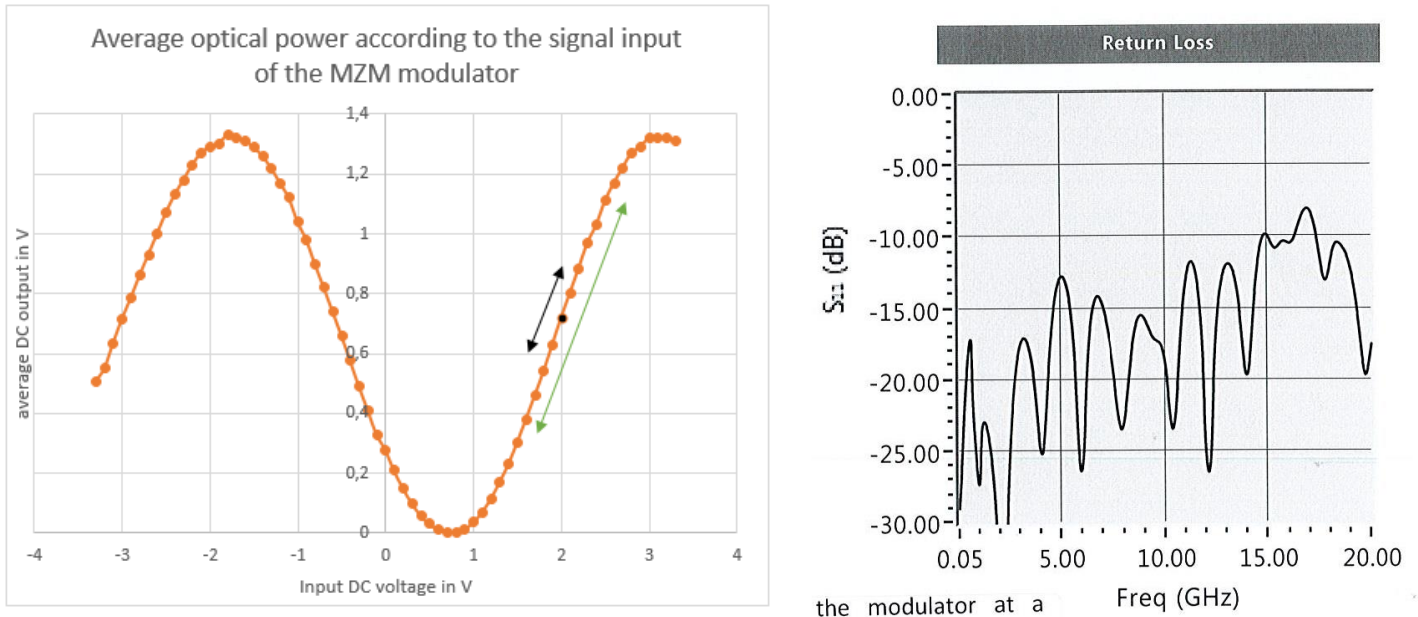


Fig. 2.14 : Courbe de fonctionnement mesurée (à gauche) et courbe du coefficient de réflexion du modulateur Thorlabs en fonction de la fréquence (données constructeur pour le modèle XXX). Les réflexions sont négligeables jusqu'à 15 GHz environ.

La bande passante très large (10 GHz) est surdimensionnée pour les application IRM dont les signaux utiles ont des fréquences pouvant aller jusqu'à quelques centaines de MHz. On peut résumer les caractéristiques utiles à l'application de conversion du signal RMN dans un tableau :

	Longueur de guide (mm)	Longueur d'électrodes (mm)	Distance inter-électrodes (μm)	V_{π} (V)	Pertes optiques (dB)	Axe de propagation
PSM _{12mm}	12.5	12.5	9	36	4	Z
PSM _{43mm}	43.1	30	8	14	5	Z
MZM	x	x	x	2.3	10	X

Table 2.1 : Caractéristiques principales des 3 modulateurs exploités pour la conversion du signal RMN.

b) Mesure du taux d'absorption spécifique

b.1) Contexte de l'application

La deuxième application de la conversion EO est la mesure du champ E induit par les impulsion RF lors de la séquence. Le débit d'absorption spécifique (DAS) [W/kg] mesure la quantité d'énergie absorbée par les tissus. C'est une donnée fondamentale pour garantir la sécurité des patients (cf [chap 1 III](#))b.2). On peut l'obtenir à partir du champ E ou du suivi de l'élévation de température, à condition de

connaître ou faire l'hypothèse de certaines propriétés des tissus, comme la conductivité, la masse volumique et la capacité thermique.

Certaines des contraintes sont similaires à celles de la transmission du signal. C'est le cas de tous les contraintes liées à l'environnement (stabilité en température, amagnétisme). L'amagnétisme est requis pour garantir que la sonde ne perturbe pas l'environnement, et que les résultats soient similaires en son absence. En revanche le type de signaux mesurés est différent, notamment la plage d'amplitude des champs mesurés. L'amplitude maximale des signaux RMN est de l'ordre du mV, soit pour un espacement inter-électrodes de 8 μm de 125 V/m. La plage d'intérêt est de ~ 0.1 mV/m à ~ 100 V/m. Pour la mesure du DAS, les champ E mis en jeu peuvent dépasser les 1000 V/m [36]. La modulation doit permettre de mesurer des signaux allant du volt/m jusqu'à 10 kV/m.

La résolution spatiale de la sonde est une donnée importante, car un des enjeux pour la mesure de SAR est d'identifier des effets locaux (effets de pointe sur une prothèse par exemple). La sélectivité (sensibilité selon l'orientation) est également un paramètre à considérer. Le champ E est une donnée vectorielle, pouvoir discriminer la contribution selon les orientations est un des avantages de la mesure de DAS via le champ E. Enfin la résolution temporelle, qui doit permettre de visualiser l'enveloppe du signal RF, doit être inférieure à la milliseconde.

b.2) La sonde de champ électrique

Nous proposons de caractériser les sondes de champ électrique EoProbe de la société Kapteos pour cette application. Les caractéristiques des sondes sont les suivantes :

La sonde repose sur un cristal d'oxyde de bismuth de silicium (BSO). Ce cristal est naturellement isotrope : les coefficients vus par l'onde optique sont les mêmes indépendamment de la direction, ce qui en fait un matériau de choix pour sa stabilité en température. Son utilisation est cependant plus marginale que celle du niobate, et il n'existe aujourd'hui pas de guide d'onde à base de BSO. Il est par conséquent utilisé dans une configuration « bulk ». Contrairement aux modulateurs de la partie b.1), la sonde fonctionne en aller-retour dans le cristal, avec un miroir à son extrémité.

La sonde présente une perméabilité relative de 1, les éléments qui la composent sont fortement résistifs (pertes diélectriques tangentiels $\tan \delta < 10^{-3}$). La sonde ne perturbe donc pas le champ magnétique. La permittivité relative se décline selon les deux versions de sondes : biologique (bio) et air. La sonde bio présente une structure en couches de permittivités croissantes, pour une permittivité relative effective de 30, et la sonde air de 3,6. Plus la permittivité du milieu de mesure est proche de celle de la sonde, plus le champ E mesuré est proche de celui en absence de sonde.

Contrairement aux cristaux intrinsèquement anisotropes, la direction du champ E modifie la longueur et l'orientation des axes propres de l'ellipsoïde des indices. Ainsi, l'onde optique ne sera pas forcément sensible au champ E selon sa propagation. Des études [37] montrent que les propagations en [100] et [110] (cf. fig. 2.15) permettent d'obtenir des interactions respectivement entre l'onde optique et un champ E parallèle, et avec un champ E perpendiculaire. Cela signifie que ces orientations permettent de mesurer le champ longitudinal ou transverse. Ainsi les sondes se déclinent en deux versions : longitudinales ou transverses.

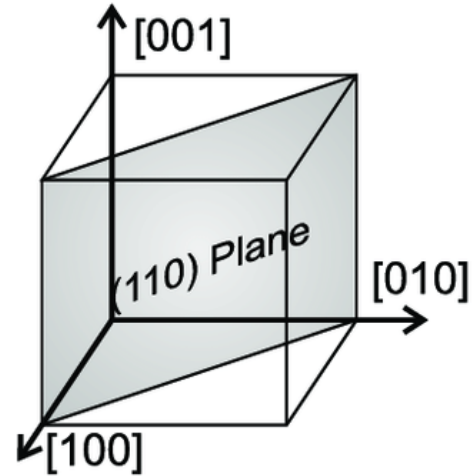


Fig. 2.15 : Sens de propagations par rapport aux axes propres d'un cristal de structure cubique

Concernant la plage de dynamique de mesure, les sondes utilisées ont une sensibilité minimale de l'ordre de 0.1 V/m (cf. Fig. 2.16), et sont linéaires jusqu'au MV/m [38].

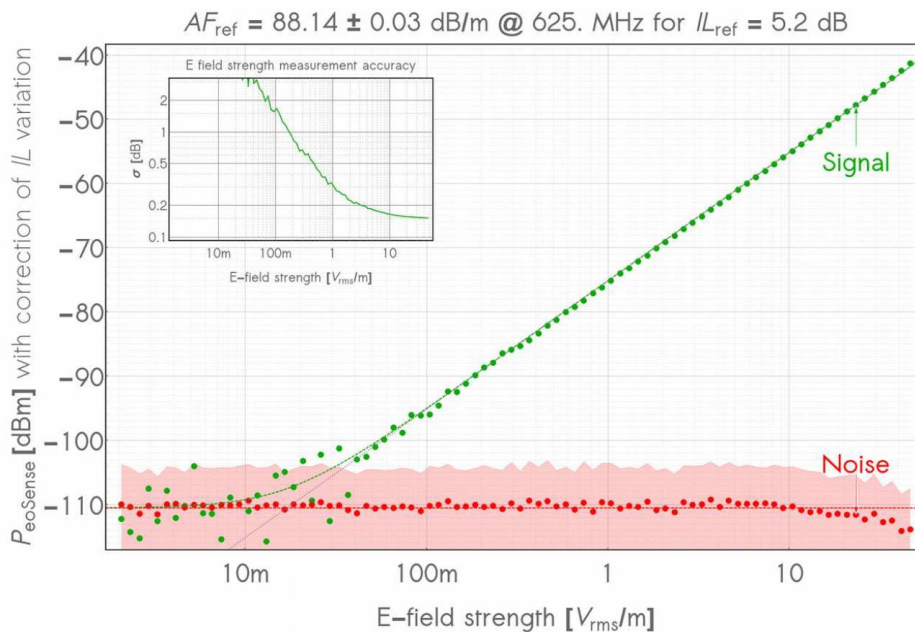


Fig. 2.16: Courbe de mesure de la puissance optique mesurée en fonction du champ électrique présent et permettant d'établir la sensibilité de la sonde et sa linéarité jusqu'à 100 V/m. Le signal se distingue du bruit dès 100 mV/m.

La résolution temporelle et la bande passante sont liées. En effet, la résolution temporelle est l'écart type de la réponse impulsionnelle, et la bande passante est issue de la transformée de Fourier de de la réponse impulsionnelle. Dans notre cas, la limite purement physique de la mesure réside dans le temps de propagation dans le cristal. La réponse impulsionnelle dépend du temps de propagation aller-retour dans le cristal, soit une fonction créneau de largeur $\frac{2nL}{c}$ (avec c la célérité de la lumière dans le vide). La transformée de Fourier de cette fonction possède une fréquence de coupure à -3 dB de $\frac{0.44c}{2nL}$. La sonde utilisée fonctionne théoriquement entre 50 Hz et 60 GHz.

Néanmoins le système n'est pas composé uniquement d'une sonde, la photodiode et le matériel électronique sont généralement plus limitants que cette dernière. L'ensemble a néanmoins été utilisé jusqu'à 6 GHz. Les signaux d'intérêt en IRM ne dépassant généralement pas 500 MHz, la résolution temporelle n'est pas un problème dans ce contexte.

La sélectivité des sondes est présentée dans la figure 2.17. L'écart de 45 dB entre 0° et 90°, et la décroissance rapide entre 45° et 90° permettent à la sonde d'apporter une information sur chacune des composantes du champ électrique.

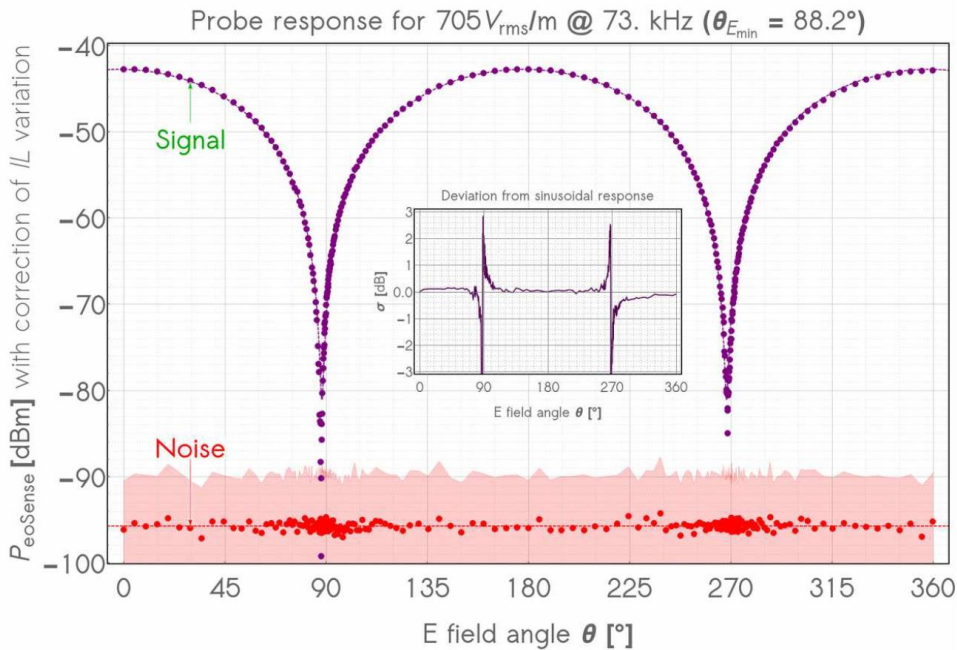


Fig. 2.17 : Réponse de la sonde selon l'angle entre son axe de mesure et l'axe du champ E.

La résolution spatiale dépend du volume d'interaction entre le milieu EO et le champ E. Dans le cas des sondes, il existe deux configurations des cristaux de longueur 1 mm, et de 5 mm. Le volume d'interaction est proche d'un cylindre de la longueur du cristal, et de diamètre 0,5 mm.

Le voxel V est égal à $\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 L$, soit 0,2 mm³ et 1 mm³ selon la longueur du cristal.

En toute rigueur, il faudrait utiliser la zone d'interaction entre le faisceau laser et le champ, soit un diamètre d plus faible, mais cette première approximation suffit si les mesures sont espacées de plus de 5 mm.

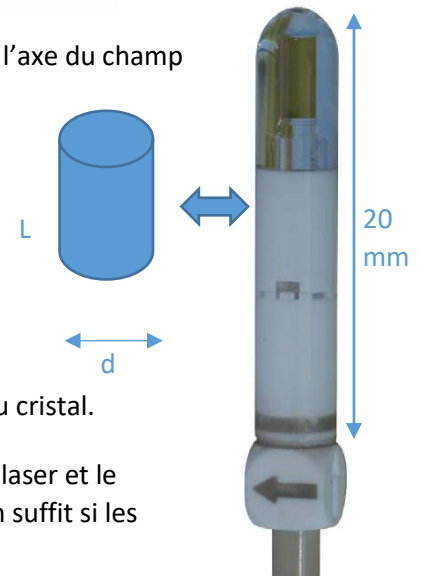


Fig. 2.18 : Photographie d'une Sonde EO et le volume équivalent d'interaction

Toutes les conditions requises sont théoriquement réunies pour l'application visée. Des mesures comparatives à haut champ (7T et 11.7T) sont présentées dans le chapitre 4 et sont comparées simultanément à des mesures de DAS par suivi de l'évolution de la température.

Conclusions du chapitre II)

En conclusion de ce chapitre, on peut résumer les enjeux techniques correspondant aux deux objectifs visés et les points d'attention :

- La chaîne de conversion EO-OE ajoute du bruit supplémentaire au signal, de natures physiques variées. Ce bruit supplémentaire dépend de la puissance optique. Il est nécessaire d'estimer les contributions selon les sources de bruit, et estimer la modification de l'amplitude du signal en sortie de chaîne de transmission.
- L'indépendance en température est un aspect essentiel de l'approche passive du dispositif. Néanmoins de manière générale, plus les modulateurs sont sensibles plus ils présentent une dépendance en température forte. S'assurer qu'un compromis viable existe fait partie des objectifs de l'axe de recherche sur la transmission du signal RMN.
- Concernant les mesures de DAS, les caractéristiques techniques des sondes de champ E semblent compatibles avec les besoins de l'application. Les aspects à vérifier expérimentalement seront la compatibilité EM, la capacité à mesurer des effets locaux et la reproductibilité des mesures.

Références du chapitre 2

- [1] H. Kogelnik, « 2. Theory of Optical Waveguides », p. 82.
- [2] Bin Liu, Jongin Shim, Yi-Jen Chiu, A. Keating, J. Piprek, et J. E. Bowers, « Analog characterization of low-voltage MQW traveling-wave electroabsorption modulators », *J. Light. Technol.*, vol. 21, n° 12, p. 3011-3019, déc. 2003, doi: 10.1109/JLT.2003.819799.
- [3] R. C. Alferness, « Waveguide Electrooptic Modulators », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, n° 8, p. 1121-1137, août 1982, doi: 10.1109/TMTT.1982.1131213.
- [4] R. H. Stolen et A. Ashkin, « Optical Kerr effect in glass waveguide », p. 4, 2014.
- [5] I. Saniour, « Exploitation des effets électro-optiques pour la sécurité en IRM: applications des liaisons optiques pour des capteurs RF endoluminaux et des sondes de mesure du TAS », p. 195, 2017.
- [6] R. Y. Chiao, T. K. Gustafson, et P. L. Kelley, « Self-Focusing of Optical Beams », p. 14.
- [7] P. L. Kelley, « The nonlinear index of refraction and self-action effects in optical propagation », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, n° 6, p. 1259-1264, nov. 2000, doi: 10.1109/2944.902176.
- [8] E. L. Buckland et R. W. Boyd, « Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fibers », p. 3.
- [9] J. Goblick, « Theoretical Limitations on the Transmission of Data From Analog Sources », p. 10, 1965.
- [10] J. C. Cartledge et G. S. Burley, « The effect of laser chirping on lightwave system performance », *J. Light. Technol.*, vol. 7, n° 3, p. 568-573, mars 1989, doi: 10.1109/50.16895.
- [11] D. Welford, « A rate equation analysis for the frequency chirp to modulated power ratio of a semiconductor diode laser », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, n° 11, p. 1749-1751, nov. 1985, doi: 10.1109/JQE.1985.1072584.
- [12] M. J. Adams et M. Cross, « Electromagnetic theory of heterostructure injection lasers », *Solid-State Electron.*, vol. 14, n° 9, p. 865-883, sept. 1971, doi: 10.1016/S0038-1101(71)80013-8.
- [13] S. Blin, O. Vaudel, G. Stéphane, P. Besnard, et T. T. Tam, « Mesure de la largeur spectrale d'un laser cohérent par injection optique », p. 2.
- [14] G&H, « GH_DS_FO_HighPowerDFBLaser_AA1401_7009 Rev13-2_March2022.pdf ». [En ligne]. Disponible sur: <https://gandh.com/products/fiber-optics/dfb-lasers-and-modules/aa1401-series>
- [15] G. Gaborit *et al.*, « A Nonperturbative Electrooptic Sensor for in Situ Electric Discharge Characterization », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 10, Art. n° 10, oct. 2013, doi: 10.1109/TPS.2013.2257874.
- [16] Y. Hu, X. Peng, T. Li, et H. Guo, « On the Poisson approximation to photon distribution for faint lasers », *Phys. Lett. A*, vol. 367, n° 3, p. 173-176, juill. 2007, doi: 10.1016/j.physleta.2007.03.004.
- [17] P. Gallion, F. Mendieta, et S. Jiang, « Signal and Quantum Noise in Optical Communications and Cryptography », in *Progress in Optics*, vol. 52, Elsevier, 2009, p. 149-259. doi: 10.1016/S0079-6638(08)00005-X.
- [18] E. I. Ackerman et C. H. Cox, « The effect of a mach-zehnder modulator's traveling-wave electrode loss on a photonic link's noise figure », in *MWP 2003 Proceedings. International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2003.*, Budapest, Hungary, 2003, p. 321-324. doi: 10.1109/MWP.2003.1422909.
- [19] A. Petris *et al.*, « The r_{33} electro-optic coefficient of Er:LiNbO₃ », *J. Opt.*, vol. 12, n° 1, p. 015205, janv. 2010, doi: 10.1088/2040-8978/12/1/015205.
- [20] R. C. Williamson, « Sensitivity–bandwidth product for electro-optic modulators », *Opt. Lett.*, vol. 26, n° 17, p. 1362, sept. 2001, doi: 10.1364/OL.26.001362.
- [21] F. Behague, « Développement d'une plateforme électro-photonique pour le contrôle de la polarisation : application à la mesure de champ électrique », p. 191.

- [22] R. Zeng, B. Wang, B. Niu, et Z. Yu, « Development and Application of Integrated Optical Sensors for Intense E-Field Measurement », *Sensors*, vol. 12, n° 8, p. 11406-11434, août 2012, doi: 10.3390/s120811406.
- [23] C. Bulmer et W. Burns, « Linear interferometric modulators in Ti:LiNbO₃ », *J. Light. Technol.*, vol. 2, n° 4, p. 512-521, 1984, doi: 10.1109/JLT.1984.1073636.
- [24] C. H. Cox et E. I. Ackerman, « High Electro-Optic Sensitivity (r_{33}) Polymers: They Are Not Just for Low Voltage Modulators Any More », *J. Phys. Chem. B*, vol. 108, n° 25, p. 8540-8542, juin 2004, doi: 10.1021/jp036854y.
- [25] A. S. Greenblatt, C. H. Bulmer, R. P. Moeller, et W. K. Burns, « Thermal stability of bias point of packaged linear modulators in lithium niobate », *J. Light. Technol.*, vol. 13, n° 12, p. 2314-2319, déc. 1995, doi: 10.1109/50.475569.
- [26] G. B. Abboud, « Microstructuration par échange protonique sur niobate de lithium: application à la réalisation de fonctions de filtrage », p. 155.
- [27] H. Dorez *et al.*, « Endoluminal high-resolution MR imaging protocol for colon walls analysis in a mouse model of colitis », *Magn. Reson. Mater. Phys. Biol. Med.*, vol. 29, n° 4, Art. n° 4, août 2016, doi: 10.1007/s10334-016-0539-2.
- [28] D. A. Seeber, J. Jevtic, et A. Menon, « Floating shield current suppression trap », *Concepts Magn. Reson. Part B Magn. Reson. Eng.*, vol. 21B, n° 1, Art. n° 1, 2004, doi: 10.1002/cmr.b.20008.
- [29] H. Fujita, « New Horizons in MR Technology: RF Coil Designs and Trends », *Magn. Reson. Med. Sci.*, vol. 6, n° 1, p. 29-42, 2007, doi: 10.2463/mrms.6.29.
- [30] M. S. Graham, I. Drobnyak, M. Jenkinson, et H. Zhang, « Quantitative assessment of the susceptibility artefact and its interaction with motion in diffusion MRI », *PLOS ONE*, vol. 12, n° 10, p. e0185647, oct. 2017, doi: 10.1371/journal.pone.0185647.
- [31] T. Taniyama, T. Sohamura, T. Etoh, M. Aoki, E. Sugiyama, et J. Takahashi, « Metal artifacts in MRI from non-magnetic dental alloy and its FEM analysis », *Dent. Mater. J.*, vol. 29, n° 3, p. 297-302, 2010, doi: 10.4012/dmj.2009-116.
- [32] H. Fujita, T. Zheng, X. Yang, M. J. Finnerty, et S. Handa, « RF Surface Receive Array Coils: The Art of an LC Circuit », *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 38, n° 1, Art. n° 1, juill. 2013, doi: 10.1002/jmri.24159.
- [33] K. Aggarwal *et al.*, « A Millimeter-Wave Digital Link for Wireless MRI », *IEEE Trans. Med. Imaging*, vol. 36, n° 2, p. 574-583, févr. 2017, doi: 10.1109/TMI.2016.2622251.
- [34] L. Nohava, J.-C. Ginefri, G. Willoquet, E. Laistler, et R. Frass-Kriegel, « Perspectives in Wireless Radio Frequency Coil Development for Magnetic Resonance Imaging », *Front. Phys.*, vol. 8, p. 11, févr. 2020, doi: 10.3389/fphy.2020.00011.
- [35] I. Saniour *et al.*, « Active optical-based detuning circuit for receiver endoluminal coil », *Biomed. Phys. Eng. Express*, vol. 3, n° 2, Art. n° 2, 2017, doi: 10.1088/2057-1976/aa5db0.
- [36] I. Saniour *et al.*, « Electro-optic probe for real-time assessments of RF electric field produced in an MRI scanner: Feasibility tests at 3 and 4.7 T », *NMR Biomed.*, vol. 31, n° 1, Art. n° 1, 2018, doi: 10.1002/nbm.3849.
- [37] L. Duvillearet, S. Rialland, et J.-L. Coutaz, « Electro-optic sensors for electric field measurements II Choice of the crystals and complete optimization of their orientation », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, n° 11, p. 2704, nov. 2002, doi: 10.1364/JOSAB.19.002704.
- [38] Kapteos, « EoProbe V3 ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.kapteos.com/eoprobe-datasheet>

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

Introduction

Ce chapitre concerne la thématique de la suppression des câbles coaxiaux pour les capteurs de réceptions en IRM. Le contexte et la motivation a été présentée au chapitre 2 III)a.1), cette partie traite des différentes approches utilisées dans la littérature et l'approche que nous avons mise en œuvre. Ainsi, après un bref rappel des travaux menés précédemment au laboratoire sur cette thématique (capteur endoluminal et découplage optique), l'article « Optical link as an alternative for MRI receive coils: toward a passive approach » paru dans IEEE Transactions on biomedical engineering expose l'état de l'art et les résultats obtenus en transmission optique du signal RMN réalisés sur un système à 7T pré-clinique. Des résultats complémentaires ayant pour objet de valider le rôle central du V_{pi} et de l'amplitude du signal démodulé sont présentés dans la dernière partie, avant de conclure sur cette application et ses perspectives.

I) Premières expériences et identification des enjeux

a) Remplacement des câbles par l'optique fibrée

Les capteurs de réception du signal RMN ont deux fonctions : la mesure du signal et le découplage actif du capteur lors de l'émission du champ radiofréquence par la bobine RF corps entier [1]. Les deux fonctions font intervenir un câble galvanique, pour transmettre le signal RMN à la console de l'IRM, et pour faire parvenir les instructions de découplage depuis celle-ci jusqu'au capteur. Plusieurs approches existent pour répondre à cette problématique : transmission sans fil Wi-Fi, en optique libre ou par optique fibrée (cf. II)a)) [2]–[5]. Nous explorons les possibilités qu'offre l'optique fibrée.

La question du découplage optique a déjà été traitée au sein du laboratoire lors des travaux de thèse d'Isabelle Saniour[6]. Pour réaliser le découplage, elle proposait de conserver le système de découplage par diode PIN (où les diodes activées modifient la résonance de la boucle), mais de les remplacer par des photodiodes éclairées par fibre optique [7]. Le système permet un découplage avec un délai de réponse et un découplage comparables à celui des diodes PIN (délai < 10 μ s, 38 dB de rejection).

Les travaux suivants ne concerneront donc que la transmission du signal RMN.

b) Expériences préliminaires

b.1) configuration

Les premiers essais consistent en une conversion EO du signal RMN à 7T d'une bobine volumique. en quadrature de 23 mm de diamètre (RapidBiomed) avec un échantillon liquide constitué d'une solution de NaCl (5 g/l) + NiSO₄ (1.25 g/l) dans un falcon de 15 mm de diamètre. La bobine possédant des connecteurs BNC sans connectique d'identification automatique par le système, la bobine a été interfacée suivant la procédure décrite dans l'annexe 1.

Pour réaliser la conversion, le modulateur Thorlabs MZM décrit dans le chapitre 2 est employé. Le laser et la photodiode sont embarqués dans un EoSense, appareil développé par la société Kapteos. Un amplificateur MITEQ de 60 dB de gain et de figure de bruit 1,3 dB est en série avec la sortie de la

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation a état de polarisation pour la transmission du signal RMN

photodiode de l'EoSense. Une image avec la transmission galvanique (configuration A) et la transmission optique (configuration B) est acquise (cf. figure 3.1). La séquence est une Flash2D ($T_E=2,5$ ms, $T_R=18$ ms, $\Theta=20^\circ$, $FOV=20 \times 20$ mm², matrice = 256², Bande passante = 30 kHz).

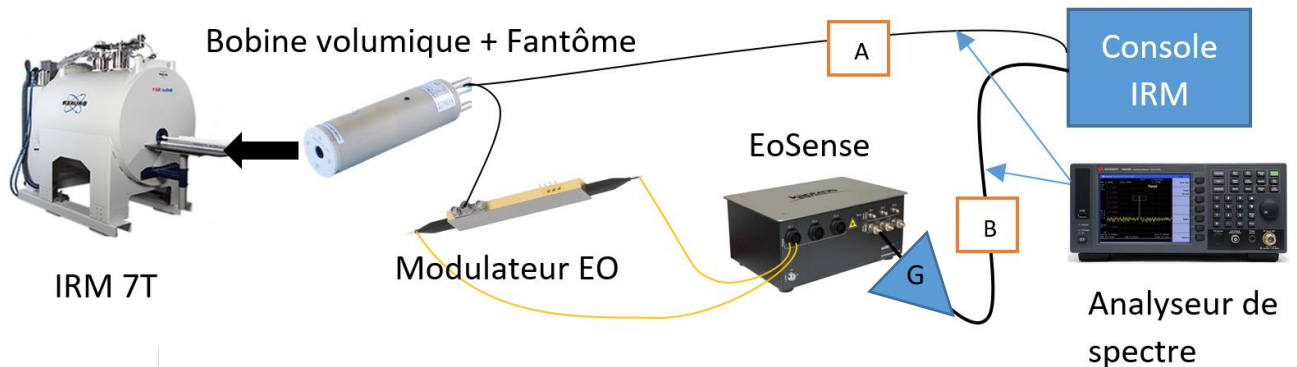


Fig. 3.1: Chaîne de transmission galvanique (A) et optique (B) du signal de réception. L'amplificateur de gain G est sur la sortie RF de l'EoSense. Le modulateur est maintenu en dehors du tunnel de l'IRM car son boîtier n'est pas amagnétique.

Le signal est mesuré par un analyseur de spectre (ASA) en mode densité spectrale de puissance (temporel) pour une résolution de bande passante de la fenêtre de réception (RBW) de 30 kHz. L'ASA reçoit comme trigger externe le même signal rectangulaire 0-5 V qui synchronise et déclenche les impulsions RF de l'IRM.

L'usage de la bobine volumique et l'uniformité du fantôme test simplifient la quantification du rapport signal sur bruit par rapport à une bobine de surface dont le profil de réception est inhomogène. Par conséquent, une manière courante de quantifier le RSB est d'estimer la moyenne du signal S_m dans le tube (figure 3.2) et la diviser par l'écart type σ en dehors du fantôme (estimation du bruit) [8].

$$SNR = \frac{S_m}{\sigma} \tag{3.1}$$

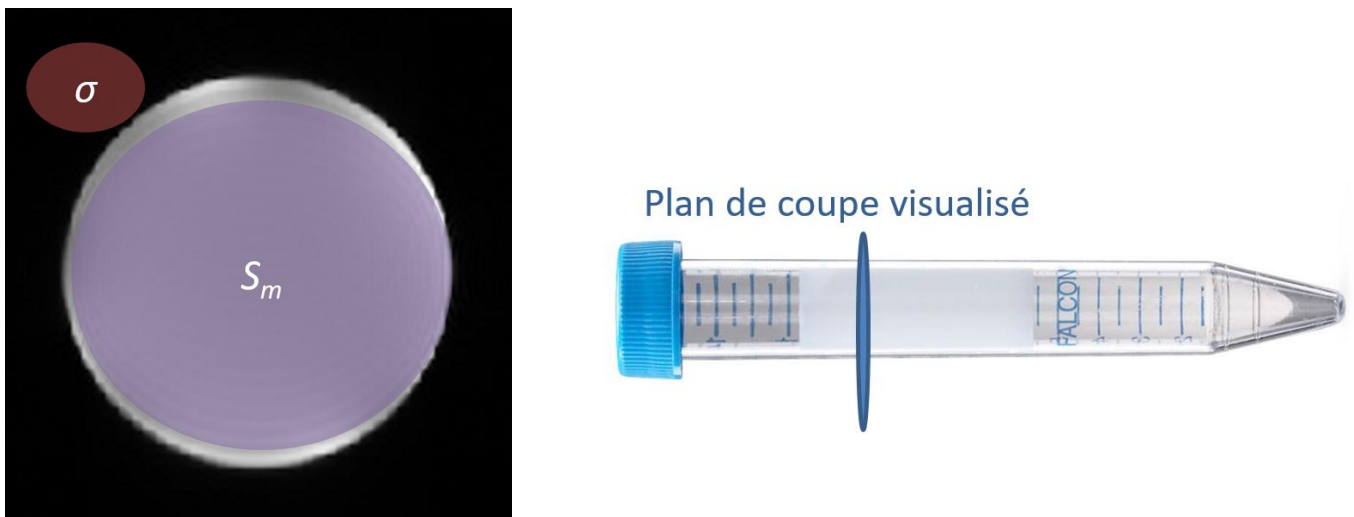


Fig. 3.2: Méthode calcul courante du RSB (gauche), et visualisation du niveau du plan de coupe dans le fantôme (droite).

b.2) Premiers résultats

Les images acquises avec les chaînes de transmission A et B et leur signaux associés sont représentés respectivement dans les figures 3.3 et 3.4.

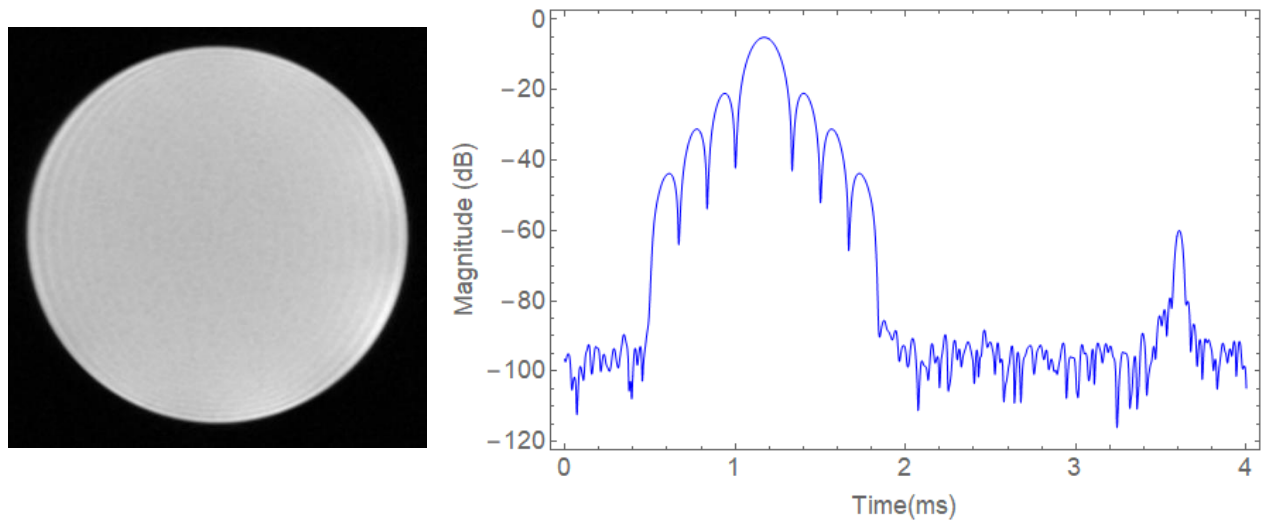


Fig. 3.3: Image acquise avec la transmission galvanique (gauche) et le signal associé (droite). Le temps d'écho mesuré entre l'impulsion RF et le signal mesuré correspond bien au T_E de 2,5 ms, Le signal dispose d'une dynamique minimale observable de 40 dB.

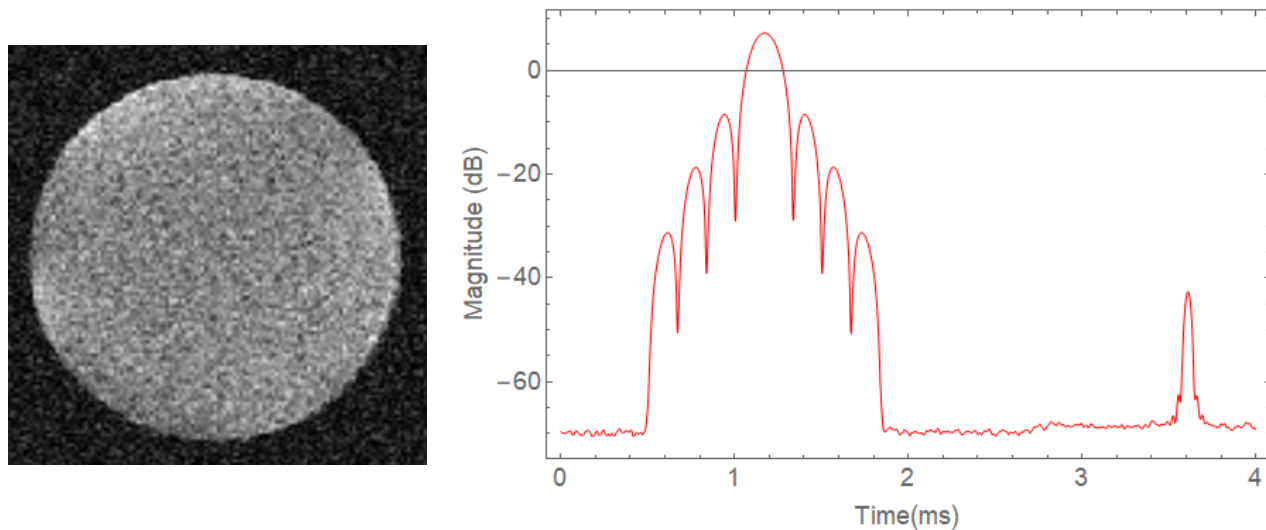


Fig. 3.4: Image acquise par transmission optique (gauche) et le signal (droite) en sortie de l'amplificateur, lui-même en sortie de la photodiode. Le plancher de bruit est de l'ordre de -70 dBm correspond au bruit thermique amplifié. En effet, l'ordre de grandeur théorique à 20°C et 30 kHz étant de -130 dBm, l'amplification de 60 dB ramène à la puissance de -70 dBm.

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation a état de polarisation pour la transmission du signal RMN

On observe une forte dégradation de l'image et une réduction d'au moins 20 dB de la dynamique du signal. Celui-ci passe d'au moins 50 dB à 30 dB. Le RSB des images passe de 98 en transmission galvanique à 2,5 en transmission optique.

b.3) Conclusion des expériences

On constate que le signal est dégradé et ne permet pas de reconstruire l'image convenablement (réduction trop drastique du RSB).

Pour comprendre cette chute du RSB, nous avons commencé par vérifier qu'un filtrage analogique suffisamment sélectif avant la conversion numérique était effectué (dans le cas où la photodiode aurait induit un bruit large bande par exemple). Pour cela nous avons réalisés les mêmes expériences avec des filtres passe-bande de 1 MHz de bande passante centrés à 300 MHz, mais cela n'a pas amélioré la qualité des images (Le filtre analogique Bruker de BP= 5 MHz étant suffisant).

Le modulateur EO nécessite une tension DC pour fixer son point de fonctionnement (cf. chapitre 2 II)c.1)). Nous avons également vérifié que l'alimentation n'introduisait pas un bruit haute fréquence, en alimentant le dispositif à l'aide de batteries DC découplées par des condensateurs chimiques et céramiques au plus proche du modulateur. Cela n'a pas eu d'effet.

Par conséquent, nous avons décidé d'identifier la contribution principale en bruit à l'aide de l'équation 2.19 du chapitre 2, ainsi que d'estimer la perte en dynamique réelle du signal. Ces expériences sont décrites dans le paragraphe suivant, et les conclusions en français sont exposées à l'issue de ce chapitre.

II) Optical link as an alternative for MRI receive coils: toward a passive approach

Cette section reprend intégralement l'article paru dans IEEE TBME (références complètes) accepté le 23 Octobre 2022. Les figures, équations et la bibliographie de l'article sont référencées indépendamment du reste du manuscrit.

© 2022 IEEE. Personal use of this material is permitted. Permission from IEEE must be obtained for all other uses, in any current or future media, including reprinting/republishing this material for advertising or promotional purposes, creating new collective works, for resale or redistribution to servers or lists, or reuse of any copyrighted component of this work in other works.

DOI [10.1109/TBME.2022.3217822](https://doi.org/10.1109/TBME.2022.3217822)

Paul Nobre¹, Gwenaël Gaborit^{2,3}, Raphaël Sablong¹, Nadège Courjal⁴, Florent Behague⁴, Antoine Coste⁴, Miguel Suarez⁴, Lionel Duvillaret³, Olivier Beuf¹

¹Univ. Lyon, INSA-Lyon, Université Lyon 1, UJM-Saint Etienne, CNRS, Inserm, CREATIS, UMR 5220, U1206, 69616 Villeurbanne, France

²Université de Savoie, IMEP-LAHC, UMR 5130, 73376 Le Bourget-du-Lac, France

³KAPTEOS, 73376 Sainte-Hélène-du-Lac, France

⁴Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, Université Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon cedex, France

Abstract— Objective: The objective of this work was to propose an alternative solution to NMR signal transmission by replacing the coaxial cables of the receiver radiofrequency (RF) coil in the context of MRI so as to improve safety. Starting from the analysis of previous studies and reports on the topic, the difficulty of supplying power wirelessly to an RF coil was identified. To avoid this difficult task, the development of a passive analog optical link was studied. Methods: In order to quantify the requirements for achieving an analog conversion, the performance of the link was evaluated based on the input NMR signal amplitude and the optical power and compared with that of a galvanic link. Acquisitions were performed on a 7-T preclinical MRI system with a doped saline solution as phantom. A passive and MRI-compatible polarization-state custom-made modulator was tested as well as a commercial Mach–Zehnder interferometer. Results: The conversion was not sensitive enough to keep similar SNRs, but the main source of noise was identified along with parameters for improvement. Optical power emitted by the laser, insertion loss, and full-phase inversion voltage of the modulators were found to be crucial characteristics for the application. These data indicate that custom application devices are required since the frequency, bandwidth, and amplitude of NMR signals are quite different to usual telecommunication signals. Conclusion: An electro-optic modulation and a transmission channel were successfully conceived and tested. Images were reconstructed with some significant SNR drawbacks that are expected to be compensated with an appropriate modulator.

Significance: While technical challenges remain, our approach to a two-decades-long problem could solve a major issue of MRI safety by removing the need for supplying on-coil electrical current.

Index Terms— Magnetic resonance imaging, RF MR coil, optical modulation, fibered sensor

a) Introduction

Coaxial cables are widely used for the transmission of analog signals. In the general case of MRI, coaxial cables transmit the signal from the receiver coil to the console for digital signal conversion. Galvanic links such as coaxial cables are also associated with limitations and hazard sources [1] as they can interact with the B1 transmit magnetic field and induce radiofrequency (RF) burns [2]. When an RF magnetic field is emitted by the body coil, common mode currents can flow along the cable of the receiver coil inducing an electric field in the patient's tissue.

This issue is well known and is generally avoided by using electrical circuits such as cable traps or balun [3]. Nevertheless, such circuits are usually bulky and rigid. Involving arrays of surface coils with many elements, which is the trend in MR coils currently [4, 5], this solution is of significant weight. Moreover, cable traps are so cumbersome that they still would not enable proper insertion of endoluminal coils to the area of interest during most cases of digestive tract exploration [6, 7]. Great efforts have been made to reduce the size and weight of baluns. However the size of the smallest produced baluns still is of the order of the tenths of mm [8, 9], while the optical fiber and modulator considered for endoluminal application are millimeter sized. As demonstrated for the colon wall, endoluminal coils take advantage of the very high spatial resolution achievable due to the high sensitivity of small loop coils at close proximity [10]. It is promising for the staging of colorectal cancers, a type of cancer where the early detection stage has tremendous influence on the survival rate [11]. Such coils still need and deserve a safer way of transmitting the receive MR signal.

Independently of safety concerns, the coaxial cables can have an impact on the integrity of the signal. The residual common mode currents not filtered by cable traps degrade the SNR [2], and the length of the cable makes impedance matching a complex process [12], which creates some additional losses of signal. Furthermore, the interference between cables due to mutual inductance of the different channels of an array is also troublesome with a geometric dependency [1].

These are the principal reasons prompting research for alternative solutions to convert and transmit the MR signal. There are several strategies to overcome the need for galvanic connections. The two most promising are wireless and optical transmissions.

a.1) Wireless transmission

Wireless transmission of analog or digital signal in the MRI context has been investigated since the early 2000s. As in telecommunications, a clear tendency for digital transmission emerged. In order to be wirelessly transmitted, the digital signal first has to be conditioned. This involves on-coil amplification, digital conversion, and eventually compression depending on the protocol used. The mode of transmission most widely investigated is Wi-Fi technology (GHz domain) [13]. It can be challenging to introduce such a device that is compatible with the environment and requirements of MRI, but studies have shown conclusive transmission of data in the MRI bore as the gradient and RF field were turned off [14, 15].

The optical frequency domain is an alternative that has also been studied, whether infrared (IR) or visible [16]. Compared with Wi-Fi, it has the advantage of less risk of interference but it requires a line of sight [17], not always obvious to conserve.

a.2) Optical fiber transmission

Electro-optical (EO) conversion is a process where an electric signal is used to modulate a laser beam guided in an optical fiber. The laser is controlled either directly with the signal (direct modulation) or by a crystal whose refraction index changes when applied to an electric field (external modulation).

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

The MR system expects an electric signal, and therefore the optical modulation has to be converted back to the electric domain by a photodiode (OE conversion).

In the late 2000s, various teams succeeded in demonstrating the inherent benefit of this method [18, 19, 20]. The structures of the links were embedded amplifiers and laser diodes on coils, coupled with optical fibers. This technique has many advantages: It does not interact with the magnetic field, the diameter of a fiber is in the submillimeter range, and fibers do not interact with each other. The setup used in the aforementioned studies, however, makes use of active components.

a.3) Wireless power supply

Another critical point in the aforementioned techniques lies in the power supply to on-coil components. It is truly challenging to bring power to the coil without cables while guaranteeing the safety of the patient. Three principal possibilities were explored. Non-magnetic batteries: Instead of “sending” energy to the coil, the power supply is also embedded. Lithium polymer batteries with a custom converter have been tested at 1.5 T in several studies [14, 19]. This setup solves the supply problem even for a large number of channels, but at the cost of space (a 6000-mAh 3.7-V battery is $138 \times 58 \times 6$ mm³), and the impact on image quality, especially at high field, needs to be further inspected. Optical power: The principle is the same as a solar panel, making use of light absorbed by semiconductors (photodiodes) to produce electric currents. This technique has worked well for small amounts of power (tens to hundreds of milliwatts) [21] but it becomes troublesome for larger values. It was successfully implemented to detune receive coils, for instance [22]. Electromagnetic induction: the physical principle is the same as in transformers, where the magnetic flux is used to transport the energy from a primary to a secondary coil. This method has successfully sent tens of Watts [23] in an MRI bore, which would be enough to power 32 channels needing 300 mW [24]. The effect on the patient’s specific absorption rate (SAR) and image quality are yet to be estimated, and the positioning of the coil is important to avoid interferences [23].

To solve this issue, some scanner manufacturers have worked on optical transmission with wired power supply. Philips Healthcare, for instance, has developed and marketed a line of scanners with the commercial “dStream” denomination [25], which aims at cancelling the loss of signal inherent to coaxial cables at high frequencies and the clutter of cables in phased array coils. The approach is used to perform AC conversion directly on the coil, before performing an EO conversion. Since the analog–digital converters (ADC) need power supply, there is still a galvanic link, but the signal is carried through optical fibers. This solution addresses part of the problem but is not suited to endoluminal applications, as the supply cable remains voluminous with baluns.

To avoid the issue of the wireless power supply, and to address all the issues of coaxial cables, our approach was to estimate the feasibility of passive optical conversion. In this work, we assessed the experimental settings and conditioning of signals to perform an EO conversion without power supply. The key elements of the transmission chain were examined and analyzed to establish the remaining challenges of a completely passive conversion for a receive-only coil.

b) Theory

Some insights into EO modulation and the origins of noise are required to analyze the performance of an optical link.

b.1) Considerations on optical conversion

To understand the impact of conversions and to design correctly the chain of transmission, with regard to the targeted application, we must inspect each element involved in the process.

For external modulation, three elements interact: a continuous-wave (CW) laser, an EO modulator, and a photodiode. The modulator will be the subject of special focus, as it should be embedded in the coil, while the laser and photodiode will only be studied in view of their impact on the SNR.

The principle of an EO modulator is to modify the properties of the light passing through it. As mentioned in I), in order to reach that objective, an EO crystal is used. When an electric field is applied, its refractive index changes, which modifies the phase of the wave propagating inside [26].

The important characteristics of the crystal are:

- Its EO coefficients r [m/V], which describe the geometric variation of the unit cell of the EO crystal for a given electric field E (order of tens of pm/V, greater value yields more modulation depth). The EO coefficients depend on the material and on the orientation of the optical wave vector travelling through the crystal.
- Its length L : The optical phase shift $\Delta\phi$ [rad] is proportional to the distance travelled by the laser beam in the crystal (Figure 1).

$$\Delta\phi \propto E * L * r \tag{7}$$

There is a trade-off, however, with the bandwidth of the modulator due to the length of the electrodes on the crystal [27]: Longer electrodes produce a more sensitive device, but they act as a low-pass filter.

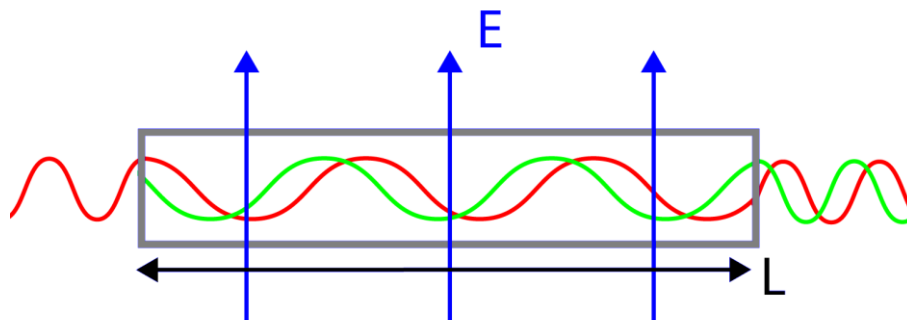


Fig. 1: Light wave propagating through an EO crystal (in blue). The phase shift between the wave entering and exiting is proportional to the distance travelled by the laser beam, the EO coefficients of the crystal, and the intensity of the electric field. Birefringence, used in polarization modulation, leads to a phase shift between the polarization axis (green and red curves)

b.2) Signal and noise

A major issue of the transmission is to preserve the integrity and quality of the signal. If we look at the sources of noise in the conversion, three prevail [28].

The first source is Johnson noise (or thermal noise). It is generated by the random movements of electrons in leads induced by thermal agitation [29]. The power of the Johnson noise (δP_j) is proportional to the temperature of the resistor T in Kelvin, and to the bandwidth Δf of the signal [30]. If we use the same MRI sequence, we can consider the bandwidth constant:

$$\delta P_j(T) = 4 * K_b * T * \Delta f \tag{8}$$

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

with k_B the Boltzmann constant ($1,380\ 649 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹).

This type of noise deteriorates every electric signal, and therefore it also contributes to noise in MRI examinations [31].

The second source of noise is associated with the photodiode: the shot noise (or quantum noise) [32]. It represents the probabilistic aspect of light: Instead of an ideal constant-amplitude light beam, photons are distributed following a Poisson law distribution. The same applies to the electric current that is composed of single electrons instead of a continuous current. These variations are described as the power of the shot noise δP_{sn} according to the optical power P_{opt} received.

$$\delta P_{sn}(P_{opt}) = 2 * R_{pd} * \eta * q * P_{opt} * \Delta f \quad (9)$$

R_{pd} [Ω] is the resistance load of the photodiode, η [A/W] is the photodiode efficiency, and q [C] is the charge of the electron.

The third noise source originates in the laser diode; it is the relative intensity noise (RIN). It describes the unwanted fluctuation of the light emitted, as photons can be spontaneously emitted instead of being willingly amplified. The RIN varies with the optical power according to a square law relation [30]:

$$\delta P_{RIN} = R_{pd} * (\eta * P_{opt} * 10^{RIN})^2 * \Delta f \quad (10)$$

with the value RIN in [dB.Hz⁻¹], a characteristic of a given laser diode.

The sum of the noise contribution of the conversion according to the optical power is as follows:

$$\delta P_{noise} \propto \delta P_j + \beta P_{opt} + \gamma P_{opt}^2 \quad (11)$$

with δP_j the thermal noise factor, β the shot noise factor, and γ the RIN factor. The amplitude of the useful signal increases with P_{opt} and with $1/\sqrt{V\pi}$, which is the voltage required for a full-phase inversion of the signal for a given modulator. There is an optimal point of operation for optical power according to equation 6:

$$SNR \propto \frac{P_{opt}}{V_{\pi}(\delta P_j + \beta P_{opt} + \gamma P_{opt}^2)} \quad (6)$$

This consideration on noise must be put in perspective with the NMR signal amplitude. The amplitude of the NMR signal depends on a wide set of parameters, the most important being the volume V considered, the static field B_0 , the flip angle θ and the receive coil size and geometry.

Quantitative description of the electromotive force (Emf) through the reciprocity principle has been vastly studied by D. Hoult and other authors [33] The principle of reciprocity states that the Emf induced in the receive coil is proportional to the magnetic field it would create with a unit current I flowing through it, and the equation can be derived as follow :

$$Emf \approx \omega_l * (B_{1xy}/I) * M * V * \cos(\omega_l * t) \quad (7)$$

with ω_l the Larmor angular frequency, B_{1xy} the transverse magnetic field generated by the coil in the volume V when being applied unit current I and M the macroscopic magnetization M in the volume.

The equation 7 shows that the amplitude of the signal is greatly dependent on hardware, the object of the study and sequence specifications, but a common order of magnitude is the hundreds of microvolt to millivolt [34, 35].

Using the equation 2. for a 50 Ohm receiver at 20 °C, the thermal noise floor is of the order of the tenth of nanovolts for conventional MR bandwidths (order of the tens or hundreds of kHz), leading to a dynamic range (DR) of 80 dB (even if 120 dB DR for specific high resolution 3D applications can occur) [36].

c) Material and methods

Our starting point was the conversion of the unamplified NMR signal, with “off-the-shelf” optical communication devices. The aim was to find the dominant source of noise, to set requirements for the sensitivity of the EO and OE conversions, and to propose leads of improvement.

All the images were acquired on a 7-T preclinical MRI scanner (Bruker, Germany). A quadrature mouse head coil of 23 mm inner diameter was used in reception instead of an endoluminal coil. Compared to this latter, the signal received by the coil is rather uniform with a homogeneous phantom. The volume coil makes easier image comparisons compared to small diameter surface coil with rapid decrease of SNR with distance from the coil. A receive only coil would also require active detuning during B_1 transmit period. This task was addressed by our lab by Saniour et al in a previous work [37]. The system developed based on optical detuning with a circuit associating a photodiode and PIN diode was compared to usual detuning circuits and validated at 3 T. With 38.5 dB isolation and a switching delay inferior to 10 μ s, proposed circuit was suitable with clinical requirements. This allows focusing on the conservation of the NMR signal. The phantom used consists of a 15-mm-diameter tube filled with doped saline solution (NaCl 5 g/l + NiSO₄ 1.25 g/l). The sequence used throughout this study was a T1 Flash with a 20° flip angle. The FOV is 40 mm for a 44-kHz receiver bandwidth. In order to separate the transmit signal from the receive signal on this volume coil, the coil was connected to a quadrature hybrid coupler. This device routes on two separate channels the emitting signal (RF pulse) and the receiving NMR signal, to convert the receive signals only. The output of the coupler is connected to the RF port of the EO modulator. The most well-known modulator topology is the Mach–Zehnder modulator (MZM), it makes use of the phase shift to modulate the amplitude of the light. The incoming light is split into two arms, one is modulated and the other is unaltered. When the two are recombined, the waves interfere and the resulting power depends on the phase shift [38]. This type of modulator is very popular in telecommunications because the voltage required for a full-phase inversion can be very low [27], making it a highly sensitive device. However, it requires a bias voltage, which adds a galvanic connection. Moreover the device is not stable with temperature because the refractive index of the crystal also varies according to that parameter [39].

A second option is polarization state modulation (PSM). Instead of modulating the phase, we modulate the polarization of light. An EO crystal is also used, but its refractive indexes vary with different coefficients according to the axis of polarization [40]. The PSM requires no voltage bias and is independent of the temperature, because the two axes have the same thermal variations. The PSM used has however more signal insertion loss.

First a commercial LN82S-FC MZM modulator (Thorlabs) was used. A second PSM modulator developed and built at the FemtoST lab in Besançon (France) was employed. It embeds a 12-mm-long

crystal and the packaging is non-magnetic. The modulators were kept outside the bore during this study, because of the magnetic package of the MZM and so as to keep the PSM in the same conditions as the MZM.

The optical ports of the modulator are connected to an optoelectronic unit (EoSense, Kapteos, France), which is an instrumentation device including the laser source (AA1401, G&H, Germany) delivered to the modulator, and the photo diode (G9801, Hamamatsu, Japan) receiving its output. The electrical output of the EoSense is connected to the usual preamplifier of the MRI system to be digitalized and reconstructed (Figure 2).

The acquisitions are performed alternatively with galvanic cables (path A) and optical conversion (path B) to have a quantitative reference of SNR. The conversions performed with the MZM and with the PSM are labelled B1 and B2 respectively. A spectrum analyzer (Agilent, USA) is used to monitor the amplitude of the signals fed to the MRI console. The device and MR sequence are triggered by an external waveform generator to visualize the power density spectrum in the time domain of echo signals. Transmission paths A and B use the same length of coaxial cable in order to have the same loss in both cases.

One of the goals of this study was to set the required modulation efficiency for the OE conversion to match the dynamic range of the coaxial transmission. Figure 3 shows the measured operating curve of the MZM. The voltage bias sets the operating point in the center of the linear part of the sine wave (in this case at 2 V on the abscissa). A greater sensitivity here means a steeper slope. However, if the input is amplified (like indicated by the green arrow), it behaves like a more sensitive component. Therefore, the first experiment was conducted to amplify gradually the RF signal in order to define the specifications for the modulator.

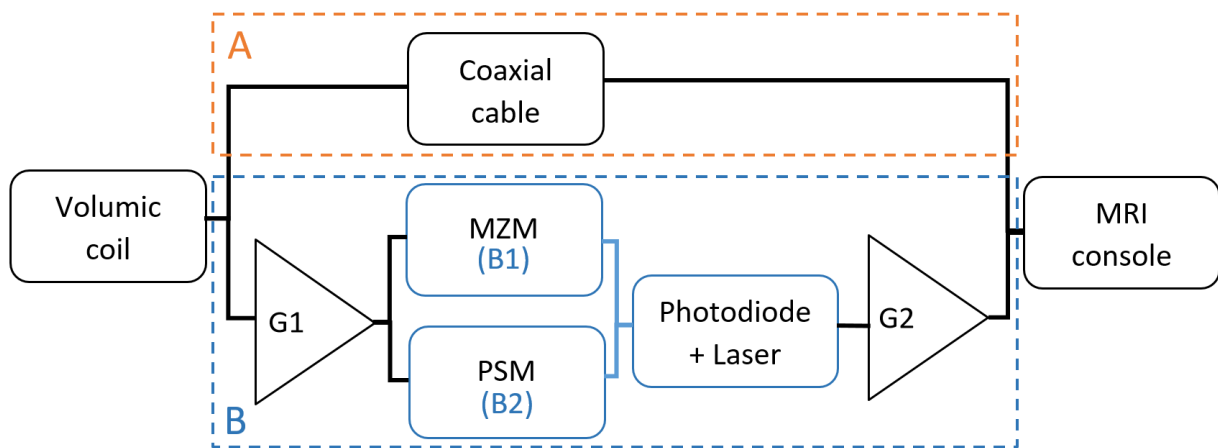


Fig. 2: Both chains of transmission of the NMR signal. The two paths of acquisition are performed alternatively for comparison. The EO modulator is outside the MRI bore because the packaging of the device is not MRI compatible.

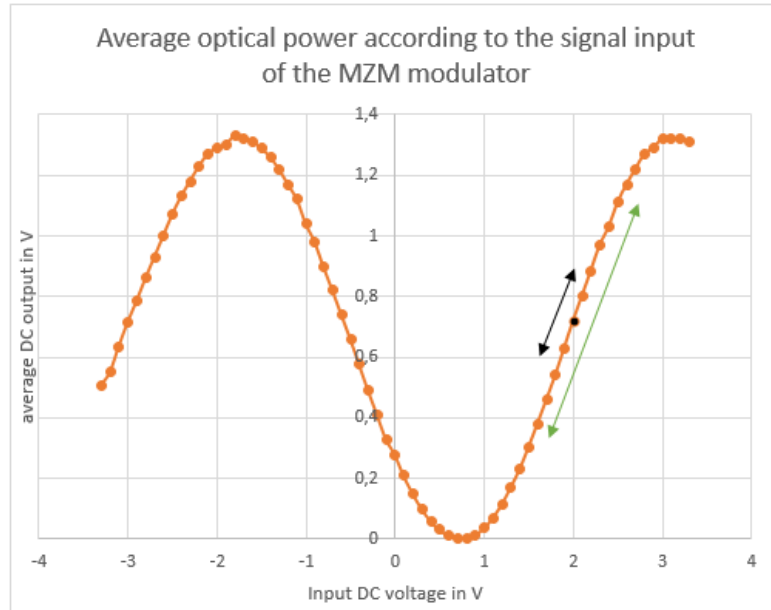


Fig. 3: Operating curve of the MZM modulator. The arrows show the range of operation based on a small-amplitude signal (black) and larger-amplitude signal (green). The DC power output values are measured after an amplification step.

The amplification between the coil and the modulator is between 0 and 40 dB with 10-dB steps. We used two amplifiers (ZX60-33LN, Microcircuit, USA) of 20-dB gain with a noise factor of 0.9 dB at 300 MHz, and one of 30 dB with 1.4 dB noise factor. A different set of 10-dB attenuators were placed after the amplifier to reach lower values. To make sure that the MRI dynamic amplifier has enough gain, an amplifier was also connected between the photodiode and the MRI preamplifier, ranging from 0 to 30 dB in 10-dB steps. This configuration is described in Figure 2.

Secondly, we mentioned the importance of optical power in the noise added by the conversion. In addition to a parametric study of the sensitivity, a study of the SNR in relation to the optical power was conducted. The SNR is deduced from the ratio of the mean signal in the center of the picture, and the standard deviation of the signal in the corners. The laser used is programmed to function at four different powers, ranging from 6.5 to 35 mW. Because of the attenuation of the modulator, however, the average power received by the photodiode is between 1 and 7 mW.

d) Results

The results of the unamplified conversion of the NMR signal compared to a reference are depicted in Figure 4.

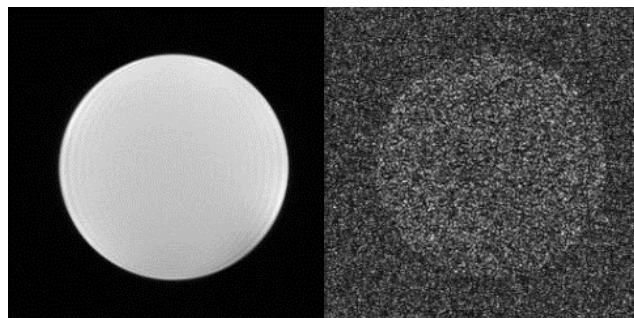


Fig. 4: Comparison of images without (reference) and with EO conversion in configuration B1. The SNR in the reference image is 98 (left) and drops close to 2.5 (right) after direct EO conversion.

Without proper conditioning of the signal, the image is recognizable but drastically deteriorated.

d.1) Amplification

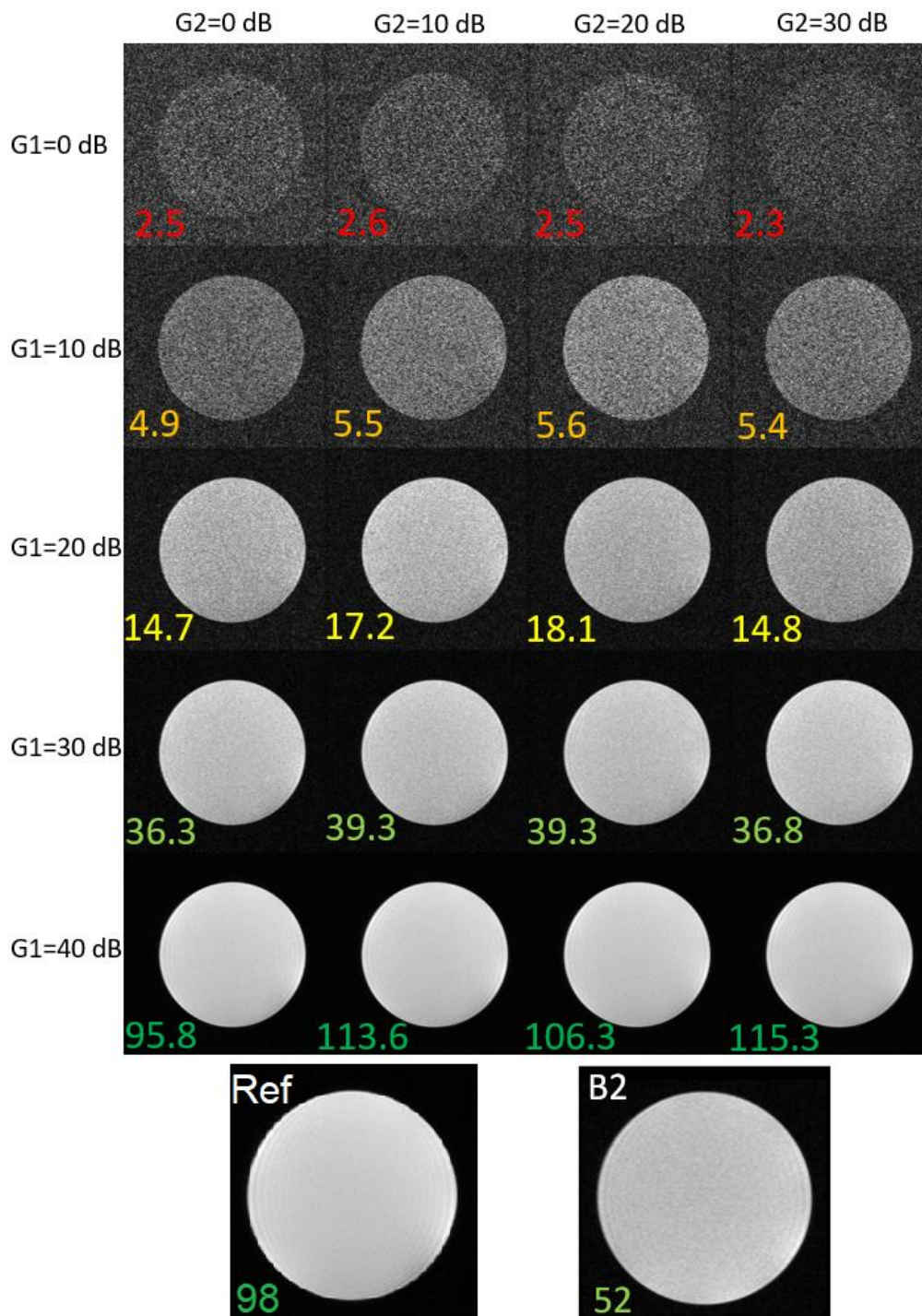


Fig 5: Series of images acquired with various gains G1 and G2. The SNR value is unaltered by conversion with sufficient prior amplification. All images obtained with configuration B were acquired with 35 mW of optical power. The image with B2 configuration (PSM) was acquired with a signal amplification gain of 40 dB before the conversion.

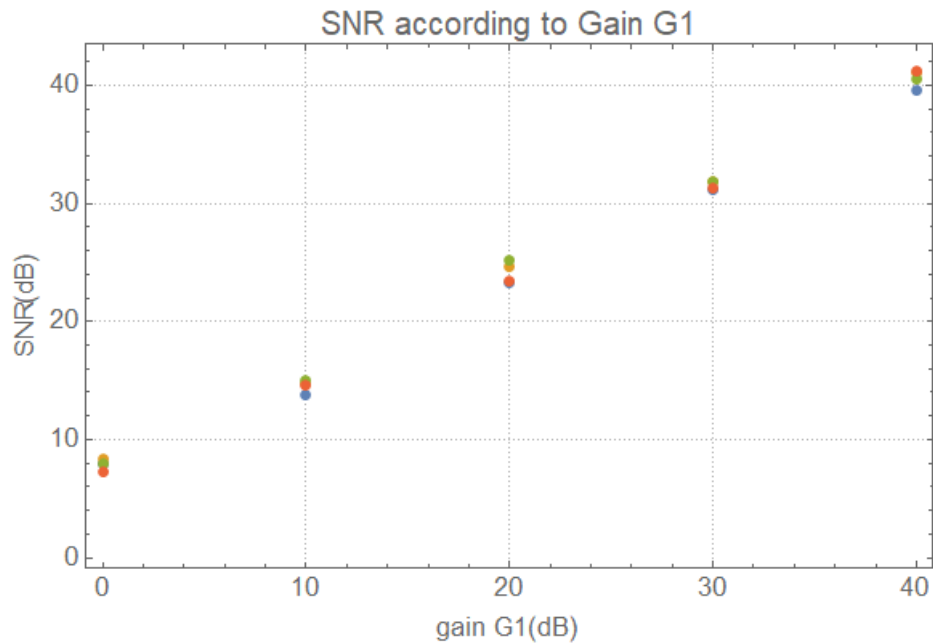


Fig. 6: Graph displaying the SNR as a function of amplifier gain G1 for different values of amplifier gain G2 (orange, blue, green, yellow).

The visualized signal on the spectrum analyzer reached the maximum value of -60 dBm. With a noise floor close to -130 dBm according to equation (2), the following results are to be considered for maximum DR of 70 dB. The imaging sequence was repeated with different amplification gains ranging from 0 to 40 dB (G1) before the conversion and from 0 to 30 dB (G2) after conversion. The images and SNR are shown in Figure 5. The different lines correspond to variable G1 values and the columns to variable G2 values. The images in the mosaic were obtained using the configuration B1, the image at the bottom were acquired using configuration A and B2 (G1=40 dB) respectively. The SNR is given in the corner of each image.

The polarization state modulator was used in the same configuration as the MZM, with a 7-dB lower signal magnitude witnessed on the spectrum analyzer due to larger insertion loss and higher $V\pi$. By amplifying the input signal up to 70 dB, we found that image SNR reaches a plateau before dropping, because the signal is clipped by the digital converter.

d.2) Optical power

To identify the dominating source of noise, we proceeded to an optical power parametric test. Figure 7 represents the SNR in relation to the optical power emitted by the laser source.

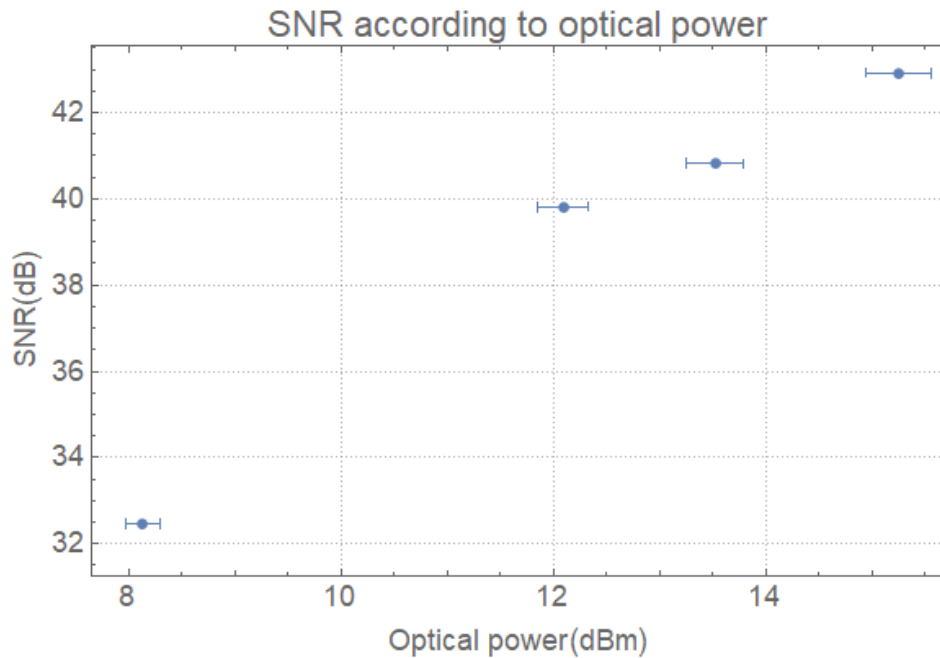


Fig. 7: SNR increases with the optical power. The power displayed on the abscissa is the power emitted by the laser.

The SNR increases along with the optical power. We could not reach the stage where the SNR would stagnate or decrease.

e) Discussion

e.1) Analysis of results

Figure 5 shows that the signal's SNR can be recovered after the EO and OE conversions with appropriate amplification. The 40-dB gain G1 configuration reaches a similar SNR value. Figure 6 shows however that the SNR gain scales linearly with G1, and that the gain G2 had no impact, as the MRI dynamic amplifier compensated for it.

The reason for the lower signal obtained with the PSM is the higher $V\pi$ and that the polarizing (PZ) fiber used allows less light to pass through than the MZM. This directly affects the SNR, as mentioned in Sect. IV.b. However, the absence of bias voltage still makes the solution worth considering if the prior signal amplification can be avoided.

The temperature stability of the MZM was a recurring issue during the experiment. Despite the stabilized environment of the MRI room, the operating point of the device changed substantially during the period of use, requiring several manual adjustments of bias voltage.

Figure 7 shows that the optical power is a promising first step for recovering the SNR to bypass the need for amplifiers. We did not reach the point where the SNR stopped increasing, which paves the way for using more powerful lasers. Indeed, as the equation 6 in II) indicate, if the SNR rises with the optical power, it means that the principal coefficient in the denominator relates to the thermal noise δP_j . The laser we used had a 35-mW limit with a RIN of -153 dB/Hz. Modern lasers can emit several hundred milliwatts with RINs as low as -168 dB/Hz.

Increasing the optical power is particularly interesting as it is not a trade-off and has no drawback. One could argue that injecting several milliwatts of optical power in a patient could be a hazard source, but

it is relatively easy to set an emergency stop for a laser, because the system expects to receive constant average power. The increase also indicates that, in our case, the most important source of noise is thermal noise.

A second axis of improvement is the sensitivity of the modulator. The crystal can be lengthened depending on the target application; a multiplication factor of approximately 4 in sensitivity would lead to the crystal being 48 mm long, which is manageable in most conditions. Secondly, the electrodes are a crucial aspect of the modulator as they set the electric field creating the modulation. Most modulators are designed for telecommunication applications, where the input signal amplitude is higher than NMR signals. Designing custom electrodes on the modulator (with a smaller gap, for instance) to increase the E field locally without increasing the voltage applied is also an avenue worth exploring [38].

Combining the solutions of a more sensitive device with higher optical power could help bridge the 40-dB gap. Other experimental options remain, although they involve longer technological development.

e.2) Perspectives

An interesting long-term perspective is the use of optical stopband filters to cancel the carrier wave (which represents a major part of the optical power) to only transmit the modulation side bands to the photodiode. The remaining signal could be amplified optically to increase the SNR significantly after the OE conversion.

In order to reduce the issue of dimensions with a longer modulator, a Fabry–Pérot etalon could be used. The length of the modulator is set to the wavelength of interest, and reflective media are added on each side. Then, like a laser cavity, a constructive interference occurs where the light travels the length of the media multiple times before being emitted from the crystal. This allows for lower V_{pi} without expanding the length of the crystal; however, it is a complex design process, especially if it cannot be tuned in real time.

Lastly, if despite the optical power increase the main source of noise remains Johnson noise, the photodiode can be cooled with cryogenic liquids. This reduces the thermal noise significantly (20 dBm difference between 290 °K and 4 °K), and cooling media are common in MRI environments for supraconductive coils. However, it changes the impedance matching [41], and is useless if the RIN becomes the limiting factor.

f) Conclusion

We believe that passive optical transmission is achievable and represents a breakthrough solution to coaxial cable issues in MRI. Cancelling the need for a wireless power supply enables safe and artifact-free imaging. Further developments in sensitivity are required, however, and many unexplored enhancements remain. Along with the passive optical decoupling system [22] already developed, this could lead to new imaging opportunities, in particular in endoluminal configurations.

References

- [1] N. De Zanche et Al. (2008, July). Modular Design of Receiver Coil Arrays. *NMR in Biomedicine*. [Online]. 21(6), pp 644-54. Available: <https://doi.org/10.1002/nbm.1237>
- [2] D.M. Peterson et Al. "Common Mode Signal Rejection Methods for MRI: Reduction of Cable Shield Currents for High Static Magnetic Field Systems". *Concepts in Magnetic Resonance*. Vol. 19B, no. 1, pp 1-8. October, 2003.

- [3] M. Bilgen et Al. (2006). Common Mode Signal Rejection Methods for MRI: Reduction of Cable Shield Currents for High Static Magnetic Field Systems. *BioMedical Engineering*. [Online]. 5(1). Available: <https://doi.org/10.1186/1475-925X-5-3>
- [4] H. Fujita et Al. (2007). New Horizons in MR Technology: RF Coil Designs and Trends. *Magnetic Resonance in Medical Sciences*. [Online]. 6(1), pp 29-42. Available: <https://doi.org/10.2463/mrms.6.29>
- [5] P.B. Roemer et Al. (1990, novembre). The NMR phased array. *Magnetic Resonance in Medicine*. [Online]. 16(2), pp 192-225. Available: <https://doi.org/10.1002/mrm.1910160203>
- [6] H. Dorez et Al. (2017). In Vivo MRS for the Assessment of Mouse Colon Using a Dedicated Endorectal Coil: Initial Findings. *NMR in Biomedicine*. [Online]. 30(12). Available: <https://doi.org/10.1002/nbm.3794>
- [7] Z.K.Shah et Al. (2015, April). Performance Comparison of 1.5-T Endorectal Coil MRI with 3.0-T Nonendorectal Coil MRI in Patients with Prostate Cancer. *Academic Radiology*. [Online]. 22(4), pp 467-74. Available: <https://doi.org/10.1016/j.acra.2014.11.007>
- [8] J.W. Beenakker JW et Al. (2016, February). Clinical evaluation of ultra-high-field MRI for three-dimensional visualisation of tumour size in uveal melanoma patients, with direct relevance to treatment planning. *MAGMA*. [Online]. 29(3), pp 571-7. Available: <https://doi.org/10.1007/s10334-016-0529-4>
- [9] A. Attaran, et Al. (2020). 2 mm Radius Loop Antenna and Linear Active Balun for Near Field Measurement of Magnetic Field in MRI-Conditional Testing of Medical Devices. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. [Online]. 62, pp 186-193. Available: <https://doi.org/10.1109/TEMC.2019.2896519>
- [10] A. Kumar et Al. (2009, May). Noise Figure Limits for Circular Loop MR Coils . *Magnetic Resonance in Medicine*. [Online]. 61(5), pp 1201-9. Available: <https://doi.org/10.1002/mrm.21948>
- [11] M. Arnold et Al. (2017, April). Global Patterns and Trends in Colorectal Cancer Incidence and Mortality. *Gut*. [Online]. 66(4), pp 683-91. Available: <https://doi.org/10.1136/gutjnl-2015-310912>
- [12] Bendet-Taicher et Al. (2012, September). Noise and Spin-Noise: Cable Dependence of Optimal Tuning/Matching Conditions. *ArXiv*. [Online]. Available: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1209.5024>
- [13] L. Nohava, et Al. (2020, February). Perspectives in Wireless Radio Frequency Coil Development for Magnetic Resonance Imaging. *Frontiers in Physics*. [Online]. 8(11). Available: <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00011>
- [14] K. Aggarwal et Al. (2017, February). A Millimeter-Wave Digital Link for Wireless MRI. *IEEE Transactions on Medical Imaging*. [Online]. 36(2), pp 574-83. Available: <https://doi.org/10.1109/TMI.2016.2622251>
- [15] J. Wei et Al. (2017, June). A Realization of Digital Wireless Transmission for MRI Signals Based on 802.11b. *Journal of Magnetic Resonance*. [Online]. 186(2), pp 358-63. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jmr.2007.03.003>
- [16] G. Konstantinou et Al. (2016, October). Experimental demonstration of an optical wireless MRI compatible PET/SPECT insert front-end. Presented at IEEE Nuclear Science Symposium, Medical Imaging Conference. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2016.8069524>

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

- [17] O. Alsulami et Al. (2018, December). Optical Wireless Communication Systems, A Survey. ArXiv. [Online]. Available: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1812.11544>
- [18] J. Yuan et Al. (2008). A 4-channel coil array interconnection by analog direct modulation optical link for 1.5-TMRI. IEEE TransMed Imaging. [Online]. 27, pp 1432–8. Available: <https://doi.org/10.1109/TMI.2008.922186>
- [19] O.G. Memis et Al. (2008, January). Miniaturized Fiber-Optic Transmission System for MRI Signals. Magnetic Resonance in Medicine [Online]. 59(1), pp 165-73. Available: <https://doi.org/10.1002/mrm.21462>.
- [20] Biber et Al. (2008). Analog Optical Transmission of 4 MRI Receive Channels with High Dynamic Range over One Single Optical Fiber. Presented at ISMRM. [Online]. Available: <https://cds.ismrm.org/protected/08MProceedings/PDFfiles/01120.pdf>
- [21] G. Koste et Al. (2005). Magnetic Resonance Imaging, a Commercial Application for Analog Photonics. Presented at IEEE Conference Avionics Fiber-Optics and Photonics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/AVFOP.2005.1514159.conf>
- [22] I. Saniour et al. (2017). Active optical-based detuning circuit for receiver endoluminal coil. Biomedical Physics & Engineering Express, [Online], 3(2), Available: <https://doi.org/10.1088/2057-1976/aa5db0>
- [23] K. Byron et Al. (2017, October). An RF-Gated Wireless Power Transfer System for Wireless MRI Receive Arrays. Concepts in Magnetic Resonance. [Online]. 47B(4). Available: <https://doi.org/10.1002/cmr.b.21360>
- [24] K. Byron et Al. (2018). A Wireless Power Transfer System for MRI Scanners. Presented at IEEE Wireless Power Transfer Conference. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/WPT.2018.8639107>
- [25] C. Possanzini et al. (2011). Scalability and channel independency of the digital broadband dStream architecture. Presented at ISMRM 19. [Online]. Available: <https://archive.ismrm.org/2011/1863.html>
- [26] Saleh et Al. (2007). Fundamentals of Photonics. (2nd ed. John Wiley & sons Inc.) [Online]. Available : http://lib.ysu.am/disciplines_bk/1e50d8144d6e0c3ffea3ae655684c626.pdf
- [27] R. C. Williamson, (2001). Sensitivity–bandwidth product for electro-optic modulators. Opt. Lett. [Online]. 26, 1362-1363. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-26-17-1362>
- [28] E. Ackerman et Al. (2005). Low Noise Figure, Wide Bandwidth Analog Optical Link. Presented at International Topical Meeting on Microwave Photonics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/MWP.2005.203604>
- [29] E. O. Göbel et Al. “Some Basics,” In Quantum Metrology: Foundation of Units and Measurements, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, pp. 5-22
- [30] G. Gaborit et Al. (2013, October). A Nonperturbative Electrooptic Sensor for in Situ Electric Discharge Characterization. IEEE Transactions on Plasma Science [Online]. 41(10), pp 2851-57. Available : <https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2257874>.
- [31] A. Macovski et Al. (1996, September). Noise in MRI. Magnetic Resonance in Medicine [Online]. 36(3), pp 494-97. Available: <https://doi.org/10.1002/mrm.1910360327>.
- [32] L.N Binh. (2016). Noises in Optical Communications and Photonic Systems. CRC Press. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1201/9781315372747>

- [33] D. I. Hoult et Al. (1976, October). The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment. *Journal of Magnetic Resonance* [Online]. 24(1), pp 71-85. Available: [https://doi.org/10.1016/0022-2364\(76\)90233-X](https://doi.org/10.1016/0022-2364(76)90233-X).
- [34] H. Fujita et Al. (2013, July). RF Surface Receive Array Coils: The Art of an LC Circuit: RF Surface Receive Array Coils. *Journal of Magnetic Resonance Imaging* [Online]. 38(1), pp 12-25. Available: <https://doi.org/10.1002/jmri.24159>.
- [35] L. Nohava, "Lightweight Flexible Radio Frequency Coils and Optical Wireless Communication," PhD. Dissertation. [Online] Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03141307>
- [36] R. Behin et Al. (2005, August). Dynamic Range Requirements for MRI. *Concepts in Magnetic Resonance*. [Online]. 26B(1), pp 28-35. Available: <https://doi.org/10.1002/cmr.b.20042>.
- [37] I. Saniour et Al. (2017, February). Active Optical-Based Detuning Circuit for Receiver Endoluminal Coil. *Biomedical Physics & Engineering Express*. [Online]. 3(2). Available: <https://doi.org/10.1088/2057-1976/aa5db0>.
- [38] V.S. Calero et al. (2019). An ultra wideband-high spatial resolution-compact electric field sensor based on Lab-on-Fiber technology. *Sci Rep* [Online]. 9. Available: <https://doi.org/10.1038/s41598-019-44644-y>
- [39] Courjal et al. (2018, November). "Lithium Niobate Optical Waveguides and Microwaveguides" in *Emerging Waveguide Technology*. (Kok Yeow You) [Online]. Available: <https://doi.org/10.5772/intechopen.76798>
- [40] Ayde et al. (2014, June). Unbiased Electro-Optic Waveguide as a Sensitive Nuclear Magnetic Resonance Sensor. *IEEE Photonics Technology Letters*. [Online]. 26(12), 1266-1269. Available: <https://doi.org/10.1109/LPT.2014.2321099>
- [41] Bardalen et al. (2018). Evaluation of InGaAs/InP Photodiode for High-Speed Operation at 4 K. *International Journal of Metrology and Quality Engineering*. [Online] 9(13). Available: <https://doi.org/10.1051/ijmqe/2018015>.

III) Expériences complémentaires

Nous avons identifié l'effet responsable de la diminution du RSB du signal en transmission optique, et montré qu'une amplification adéquate en amont de la conversion EO permettait de compenser la perte de signal. Néanmoins, l'amplification introduit des difficultés techniques sur le long terme (alimentation). Dans cette partie traitant des expériences complémentaires, nous étudions un autre axe d'amélioration que l'amplification, celui de la diminution du V_{pi} du modulateur.

a) Influence du V_{pi} sur le signal démodulé

L'objectif est de valider l'effet du V_{pi} sur la conservation de la dynamique du signal. Pour cela, un deuxième modulateur, de cristal EO de 43 mm de long a été conçu par l'équipe de Nadège Courjal au laboratoire FemtoST.

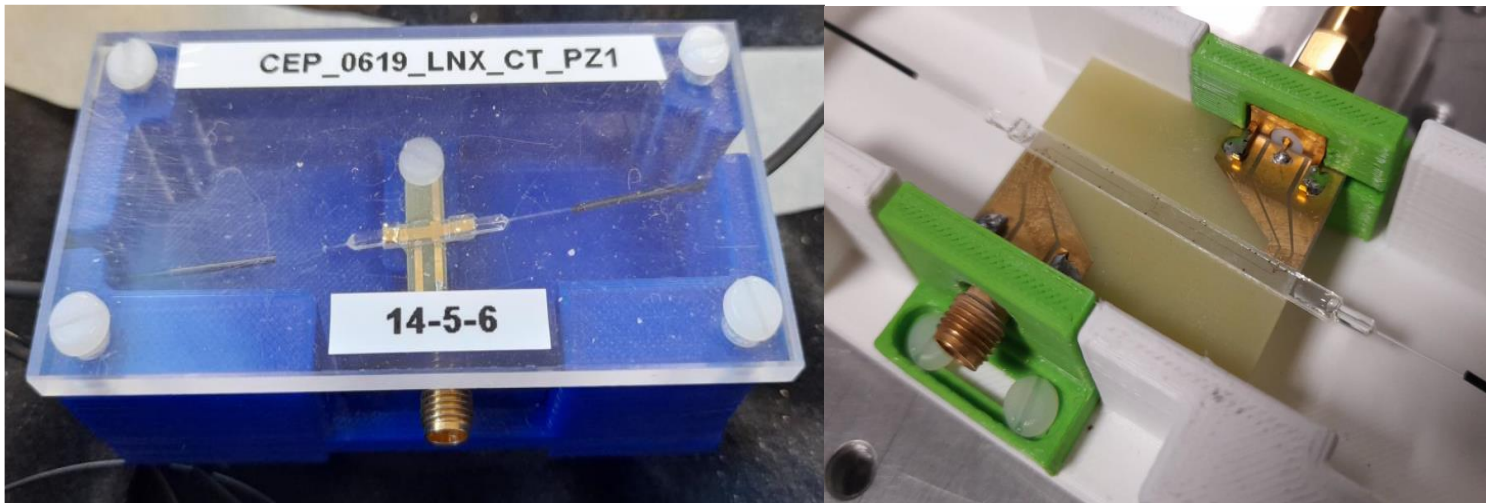


Fig. 3.5: les modulateurs de 12 (gauche) et 43 mm (droite).

Le V_{pi} à basse fréquence du modulateur précédemment utilisé était de 30 V. Le V_{pi} du modulateur de 43 mm est de 14 V. Le rapport entre les V_{pi} est proche d'un facteur 2 et non d'un facteur 4 comme la longueur du cristal le laisserait supposer. En effet, les électrodes qui définissent la zone de modulation effective sont longues de 30 mm.

Pour estimer l'effet sur l'amplitude du signal, il faut tenir compte à la fois de $1/V_{pi}$ et des pertes optiques. Les deux facteurs agissent linéairement sur l'amplitude du signal, et sur le SNR tant que le bruit d'origine optique (Laser+photodiode) est négligeable devant le bruit thermique.

En prenant l'image obtenue avec le modulateur Thorlabs comme référence, dont les pertes sont de 10 dB et le V_{pi} de 2V, on a : $20 \log\left(\frac{1}{V_{pi}}\right) + pertes = -16 \text{ dB}$ Le même calcul effectué pour les modulateurs 12 et 43 mm donnent respectivement -33 et -28 dB. L'usage de ces modulateurs devraient respectivement produire des images dont les RSB seront inférieurs de 17 et 12 dB à ceux du modulateur Thorlabs. Pour la vérification expérimentale, les paramètres du paragraphe précédent sont conservés (même fantôme et séquence, 40 dB de gain pré conversion et 0 dB de gain en sortie de photodiode).

b) Résultats

Les images acquises sont présentées dans la figure 3.6, et les données théoriques et réelles sont compilées dans la table 3.1.

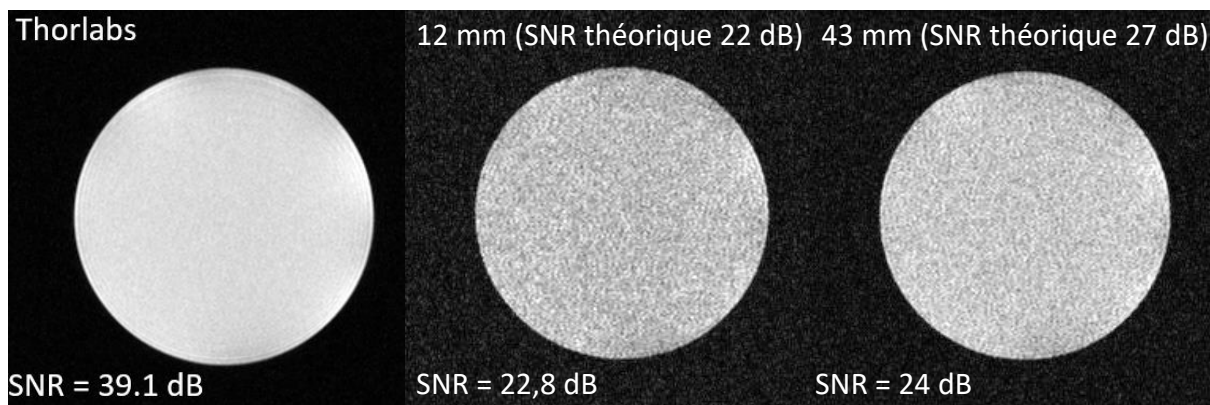


Fig. 3.6: Images obtenues avec les 3 modulateurs optiques. Les SNR mesurés et théoriques sont indiqués respectivement en bas et haut de l'image.

	V _{pi} DC (V)	20 Log(1/V _{pi}) (dB)	Pertes opt (dB)	Pertes optique + 1/V _{pi} (dB)	RSB Théorique (dB)	RSB (dB) mesurés	RSB (linéaire) mesurés
Thorlabs	2	-6	-10	-16	référence	39	89
Modulateur 12 mm	30	-29	-4	-33	22	22.8	13.8
Modulateur Run 43 mm	14	-23	-5	-28	27	24	16

Table 3.1 : Calcul de l'écart entre les RSB des différents modulateurs à partir des pertes et du V_{pi} et les RSB mesurés.

On observe bien une amélioration avec l'inverse du V_{pi} et de la puissance optique. Dans le cas du modulateur de 12 mm, le résultat est très proche du résultat théorique : 22,8 dB, soit 0,8 dB de plus qu'espéré. En linéaire, le RSB est de 13,8 au lieu de 12,6, la différence n'est pas significative. Pour le modulateur de 43 mm, il y a une amélioration mais elle n'est pas linéaire, avec un écart de 3 dB de moins que la théorie.

c) Remarques et conclusions

L'allongement du cristal et des électrodes permet de réduire le V_{pi}, mais les contraintes géométriques de l'application endoluminale et les coefficients EO des cristaux limitent cette voie d'amélioration.

Par ailleurs, le design des électrodes n'est pas trivial à 300 MHz. Une hypothèse pour expliquer l'écart de 3 dB serait une transmission plus faible des électrodes, pouvant réduire le V_{pi} à haute fréquence.

Enfin, les contraintes mécaniques peuvent induire des modifications du point de fonctionnement, car celles-ci modifient la biréfringence du milieu. Cela pourrait également expliquer la performance du modulateur de 43 mm.

Par exemple nous avons mesuré la courbe de fonctionnement basse fréquence avec (rouge) et sans (bleu) contrainte sur la puce, et nous avons constaté un décalage et une légère réduction d'amplitude de la courbe.

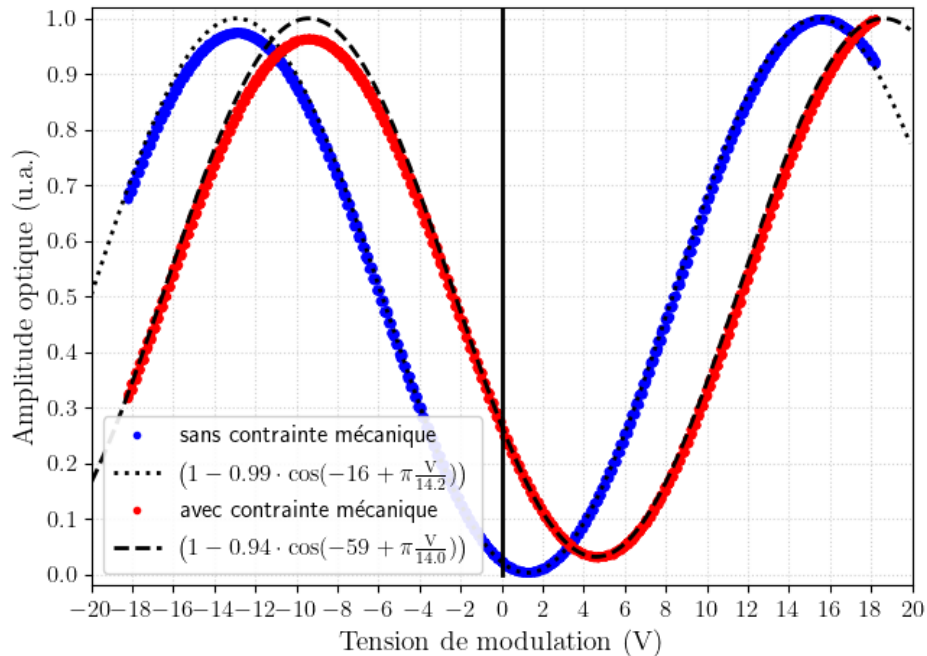


Fig. 3.7: Illustration du décalage du point de fonctionnement et réduction de l'amplitude maximale de la puissance optique.

En conclusion, le V_{π} et la puissance optique permettent d'augmenter l'amplitude du signal, mais l'ordre de grandeur du gain nécessaire (40 dB pour un dispositif sensible à la température, jusqu'à 50 dB pour en être indépendant) nous semble trop élevé pour en faire l'unique axe d'amélioration. Par ailleurs un cristal plus long est plus sensible aux perturbations extérieures.

Conclusion du chapitre 3

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons résumer la problématique à l'aide de la figure 3.8. L'amplitude du signal RMN est réduite lors des conversions EO et OE. Le plancher de bruit thermique, ici représenté par la ligne rouge en pointillée, qui dépend de la bande passante, de la charge résistive et de la température est de même puissance qu'en amont des conversions.

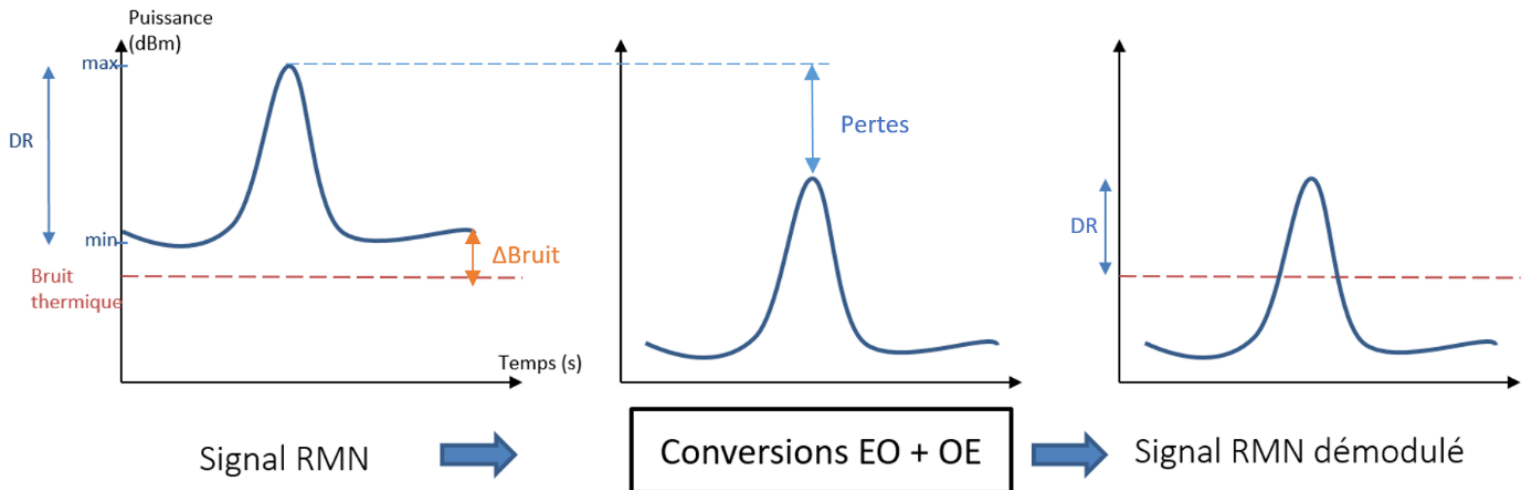


Fig. 3.8: Représentation schématique de la diminution de l'amplitude du signal en sortie de la photodiode. Le plancher de bruit thermique (en rouge) n'est pas limitant avant la conversion mais réduit la dynamique du signal en sortie de la photodiode. L'image centrale représente le signal optique (cad sans bruit thermique) mais n'a pas de réalité physique. C'est toujours le signal électrique de l'image de droite qui est observé.

La perte de la dynamique du signal (et donc la dégradation de l'image) a lieu dès que les pertes de la chaîne de conversion sont supérieures à l'écart entre la puissance minimale du signal et le bruit thermique ΔBruit . Ainsi, nous identifions 3 moyens d'actions :

- Augmenter la puissance du signal
- Réduire l'atténuation liée aux conversions
- Diminuer le plancher de bruit

1) Augmenter la puissance

Il s'agit de dynamique, mais aussi de puissance absolue : le même signal (même dynamique), avec une puissance supérieure, peut être converti puis transmis sans dégradation. C'est l'expérience menée avec les amplificateurs RF, représenté par le schéma ci-dessous.

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

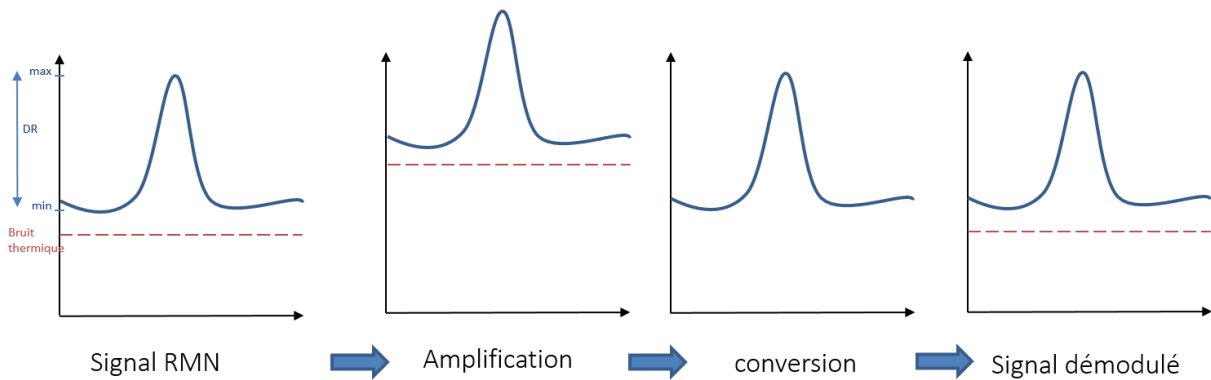


Fig. 3.9: 1ere solution pour résoudre le problème de perte de dynamique : rehausser la puissance du signal avant sa conversion.

Cette solution fonctionne, mais nécessite l'alimentation des amplificateurs. Récemment des travaux [9] ont exploités des amplificateurs RF basse consommation (20 mA, 15-dB de gain) compatibles IRM, qui peuvent être alimentés par fibre optique. C'est néanmoins une solution complexe à mettre en œuvre dans le cas de l'imagerie endoluminale (plusieurs fibres, diamètre et consommation des composants).

2) Réduire les pertes liées aux conversions

Une autre solution, évoquée dans les expériences complémentaires en III), concerne la variation de l'amplitude du signal entre l'entrée du modulateur EO et la sortie de la photodiode. Nous avons identifié la puissance optique et la tension d'inversion de phase comme étant les critères principaux d'amélioration du gain de la chaîne de conversion.

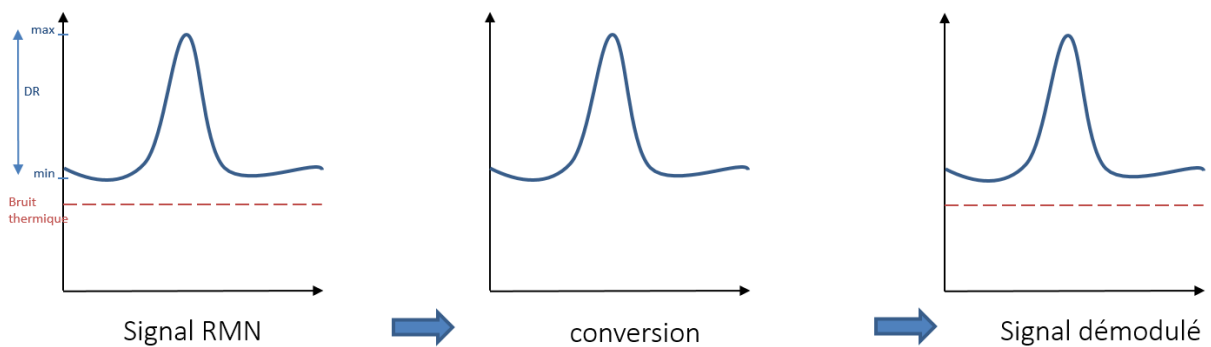


Fig. 3.10: Deuxième stratégie : limiter l'atténuation du signal lors des conversions EO-OE. Dans cette figure, la puissance du signal converti ne décroît pas par rapport à celle du signal RMN de départ.

Néanmoins, récupérer 40 dB d'amplitude uniquement avec le V_{pi} et la puissance optique semble difficile. Une augmentation d'un facteur 10 de puissance optique pour arriver à 50 mW sur la photodiode, sous réserve que le bruit optique ne devienne pas dominant, nécessiterait un gain d'un facteur 10 également sur le V_{pi} du modulateur, ce qui ne paraît pas réalisable actuellement. Des technologies fondées sur de nouveaux matériaux EO [10] montrent des coefficients EO très élevés (> 100 pm/V, V_{pi} inférieurs au Volt), mais ces technologies ne sont pas au stade de maturité du niobate de lithium. Par conséquent, rien ne garantit une stabilité suffisante du point de fonctionnement dans

Chapitre 3. Conversion électro-optique et modulation à état de polarisation pour la transmission du signal RMN

un milieu moins contrôlé que celui du marbre optique : nous avons vu que les réponses aux contraintes mécaniques et aux variations de températures ne peuvent être négligées.

3) Diminuer le plancher de bruit

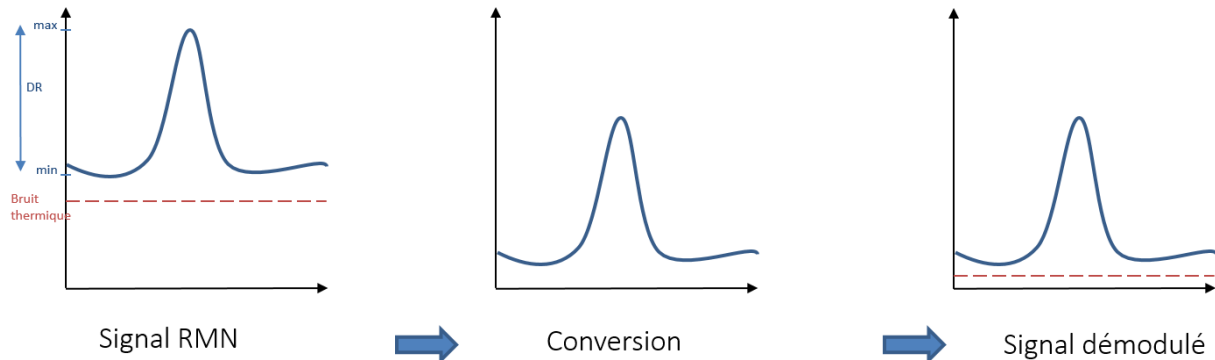


Fig. 3.11: Refroidir la photodiode et l'amplificateur RF par usage de liquides cryogéniques réduirait le bruit de Johnson.

Il s'agit d'une option non explorée dans cette thèse. Puisque le bruit thermique est limitant, et qu'il dépend de la température, refroidir la photodiode et l'amplificateur post-conversion diminuerait la puissance de bruit.

En dehors des difficultés pratiques de mise en œuvre [11], refroidir la photodiode et l'amplificateur de sortie nécessite de dimensionner cette partie du circuit pour les impédances des composants aux températures envisagées. Par ailleurs, refroidir de 290 à 4 K abaisserait le plancher de bruit thermique de 20 dB. Si le bruit du laser ou de la photodiode demeurent négligeables, il serait toujours nécessaire, dans les conditions et la configuration présentes, d'amplifier de 20 dB en amont de la conversion EO.

En conclusion, exploiter des signaux de puissance très faibles (inférieure à -100 dBm) tels que ceux rencontrés en IRM, semble actuellement incompatible avec une conversion électro-optique purement passive. Pour satisfaire l'équilibre entre la stabilité du dispositif, ses dimensions et sa sensibilité, il faudrait associer la technique de conversion à une technique d'amplification du signal avant la conversion, comme par exemple un amplificateur RF bas bruit alimenté par photodiode [9].

Références du chapitre 3

- [1] T. Ruytenberg, T. P. O'Reilly, et A. G. Webb, « Design and characterization of receive-only surface coil arrays at 3T with integrated solid high permittivity materials », *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 311, p. 106681, févr. 2020, doi: 10.1016/j.jmr.2019.106681.
- [2] J. Wei, Z. Liu, Z. Chai, J. Yuan, J. Lian, et G. X. Shen, « A realization of digital wireless transmission for MRI signals based on 802.11b », *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 186, n° 2, p. 358-363, juin 2007, doi: 10.1016/j.jmr.2007.03.003.
- [3] S. Fandrey, S. Weiss, et J. Müller, « A novel active MR probe using a miniaturized optical link for a 1.5-T MRI scanner », *Magn. Reson. Med.*, vol. 67, n° 1, Art. n° 1, 2012, doi: 10.1002/mrm.23002.
- [4] J. Yuan, J. Wei, et G. X. Shen, « A direct modulated optical link for MRI RF receive coil interconnection », *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 189, n° 1, Art. n° 1, nov. 2007, doi: 10.1016/j.jmr.2007.08.016.
- [5] S. Biber, P. Baureis, J. Bollenbeck, P. Höcht, et H. Fischer, « Analog Optical Transmission of 4 MRI Receive Channels with high Dynamic Range over one Single Optical Fiber », p. 1.
- [6] I. Saniour, « Exploitation des effets électro-optiques pour la sécurité en IRM: applications des liaisons optiques pour des capteurs RF endoluminaux et des sondes de mesure du TAS », p. 195, 2017.
- [7] I. Saniour *et al.*, « Active optical-based detuning circuit for receiver endoluminal coil », *Biomed. Phys. Eng. Express*, vol. 3, n° 2, Art. n° 2, 2017, doi: 10.1088/2057-1976/aa5db0.
- [8] L. Wu, S. Zhang, et T. Zhang, « MRI-Based Image Signal-to-Noise Ratio Enhancement with Different Receiving Gains in K-Space », *Sensors*, vol. 21, n° 16, p. 5296, août 2021, doi: 10.3390/s21165296.
- [9] A. caglar Özen, « Light Coils: MRI with Modular RF Coils Using Optical Power and Data Transmission », présenté à ISMRM 2022, London, 2022. Consulté le: 8 novembre 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://archive.ismrm.org/2022/0186.html>
- [10] C. H. Cox et E. I. Ackerman, « High Electro-Optic Sensitivity (r_{33}) Polymers: They Are Not Just for Low Voltage Modulators Any More », *J. Phys. Chem. B*, vol. 108, n° 25, p. 8540-8542, juin 2004, doi: 10.1021/jp036854y.
- [11] E. Bardalen, B. Karlsen, H. Malmbekk, M. N. Akram, et P. Ohlckers, « Evaluation of InGaAs/InP photodiode for high-speed operation at 4 K », *Int. J. Metrol. Qual. Eng.*, vol. 9, p. 13, 2018, doi: 10.1051/ijmqe/2018015.

Chapitre 4. Mesure de débit d'absorption spécifique en IRM préclinique à très haut champ

Introduction

Ce dernier chapitre est dédié aux mesures de champ électrique en IRM pour l'estimation du DAS en environnement à haut champ magnétique. L'objectif est d'étudier l'adéquation et la compatibilité des sondes de champ E de la société Kapteos présentées dans le chapitre 2. La première partie du chapitre concerne les essais préliminaires effectués dans des fantômes d'agar et d'acide polyacrylique, qui nous ont permis de mettre en lumière des éléments nécessaires à la reproductibilité des mesures. La deuxième partie concerne une série de mesures de DAS et de suivi de température dans un fantôme de polyvinylpyrrolidone. Elles sont regroupées dans un article, « Electric field measurements in preclinical 11.7T MRI for SAR assessment » soumis en avril 2023 dans le journal « Journal of magnetic resonance », qui traite des avantages et inconvénients des mesures de champ électrique et de température.

I) Premières expériences et identification des enjeux

Pour valider l'usage des sondes de champ électrique EoProbe pour la mesure du DAS en IRM, nous avons défini les critères d'évaluation. Nous souhaitons vérifier que la sonde ne perturbe pas le milieu de mesure, que sa résolution spatiale permette d'identifier des maxima locaux (dans un volume de quelques mm³) comme ceux résultants des effets de pointe ou à proximité des condensateurs constituant le circuit résonnant de la bobine d'émission. Il faut s'assurer que la plage de la dynamique du signal mesuré garantisse une erreur de mesure faible (<10 %) notamment pour les valeurs de DAS maximales autorisées in vivo lors d'un examen (3 à 4 W/kg) [1].

a) Conditions des mesures

Les mesures de DAS sont toutes réalisées sur des IRM précliniques 7 ou/et 11,7T sur la plateforme PILoT du laboratoire. Pour mesurer le DAS, on utilise le mode « continu » ou « setup (GSP) » qui répète en boucle la séquence (incluant le pulse RF de la séquence) sans application d'un gradient d'encodage de phase (jusqu'à ce que l'utilisateur l'interrompe manuellement). On peut également lancer une acquisition d'image mais cette méthode est contraignante, notamment à l'étape de réglage des appareils de mesure (l'interruption de l'acquisition est moins souple qu'en mode « setup », la reconstruction de l'image ne nous est pas utile et le temps de séquence est fixe). Les bobines RF sont de type cage d'oiseau, linéaires à 7T et en quadrature à 11,7T, de 100 mm de long pour 72 mm de diamètre interne.

Le signal optique portant l'information sur le champ électrique est converti en signal électrique par la photodiode intégrée au système EoSense, ce signal électrique est visualisé sur un analyseur de spectre (AS). L'AS est généralement employé pour observer les composantes fréquentielles d'un signal, mais dans le cas présent nous l'utilisons en mode temporel. Ce mode, aussi appelé "zero span", affiche l'évolution temporelle de la densité de puissance spectrale autour d'une fréquence fixe, sur une bande passante définie (RBW pour "resolution bandwidth"). L'avantage de l'AS comparé à un oscilloscope est sa sélectivité spectrale. Puisque nous connaissons précisément la fréquence centrale du signal, on peut adapter la bande passante pour avoir un plancher de bruit faible sans perte d'intensité de signal.

Obtenir une mesure de la valeur absolue du champ E nécessite la calibration de la sonde. Pour cela, on applique un champ E d'amplitude connue entre deux électrodes dans le même milieu que celui étudié (cf. Figure 4.1) et on relève l'amplitude du signal mesuré. La mesure absolue s'appuie à la fois sur la procédure de calibration ainsi que sur la réponse linéaire de la sonde sur la plage dynamique étudiée [2].



Fig. 4.1: Cellule de calibration des sondes de champ électrique emplies de gel d'agar.

La puissance optique du laser traversant la sonde est sujette à des variations (variation du laser, contraintes exercées sur la sonde modifiant son bilan optique). Ces variations ont une incidence proportionnelle sur le signal de mesure, c'est pourquoi la puissance optique moyenne est mesurée par l'EoSense et donnée à l'utilisateur sous forme de facteur d'antenne (FA). Ce facteur d'antenne est pris en compte à la calibration et lors des mesures expérimentales.

b) Expérience liminaire

La première expérience est réalisée dans l'IRM 7T avec un fantôme constitué d'agar (4,25% en masse) et d'une solution de NiSo₄ 1.25 g/L + NaCl 5 g/L. Nous avons choisi l'agar car sa structure est suffisamment rigide pour supporter la masse de la sonde et ne nécessite pas de contenant. Le fantôme a la forme d'un parallélépipède de dimensions 33x30x24 mm³ et la sonde est insérée en son centre. Le cube est placé au centre de la bobine RF. La séquence utilisée est une Flash 3D (flip angle de 60° TE=2,6ms TR=15ms, FOV 40x40x40 mm³).

Dans une deuxième configuration on introduit un implant dentaire en titane (cf. figure 4.6) à proximité de la sonde. Ce test a pour objectif d'observer une augmentation locale du champ E.



Fig. 4.2: Le cube d'agar utilisé lors de la première expérience.

Les images réalisées avec et en absence de sondes n'ont montré aucun artefact introduit par la présence des sondes comme illustré sur la figure 4.3.

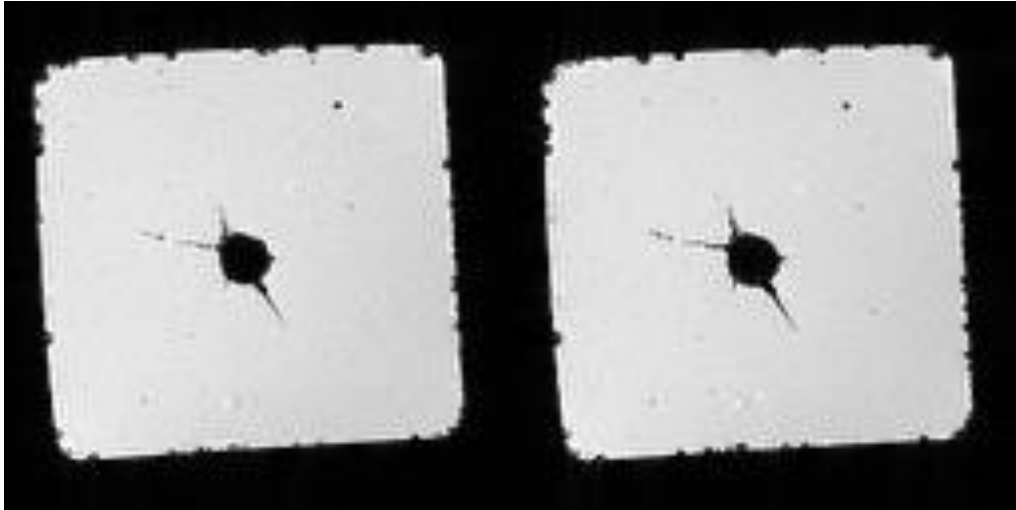
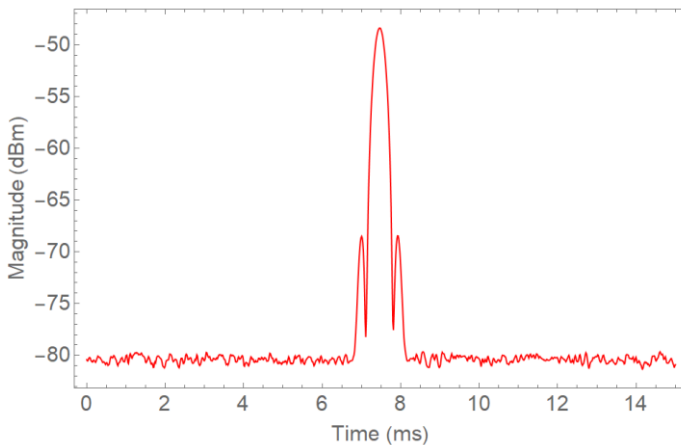


Fig. 4.3: Coupe axiale du cube avec (à gauche) et sans (à droite) la sonde de champ électrique. Aucun artefact d'image apparent n'a été introduit par les sondes de champ E.



Nous avons mesuré une dynamique de signal de plus de 30 dB (figure ci-contre) avec 100 accumulations et une bande passante de 4.3 kHz.

Le blindage RF de l'IRM 7T suffit à isoler l'électronique des appareils de mesure, et aucun rayonnement n'a induit de signal parasite. L'affichage du signal est synchronisé sur l'ASA en utilisant le trigger vidéo.

Fig. 4.4: Signal de mesure de l'impulsion RF dans le cube d'agar sur l'axe vertical. On applique le coefficient issu de la calibration pour obtenir le champ E (dans ce cas de l'ordre de la dizaine de V/m).

Après calibration des sondes, nous trouvons un champ E_{rms} maximal d'environ 17 et 12 V_{rms}/m pour les axes transverses au champ statique respectivement suivant X et Y (horizontal et vertical, figure 4.5). Le champ selon Z n'a pas été mesuré dans cet essai liminaire, obtenir les trois composantes du champ E n'était pas nécessaire puisque nous ne disposons pas de la conductivité du milieu pour calculer le DAS.

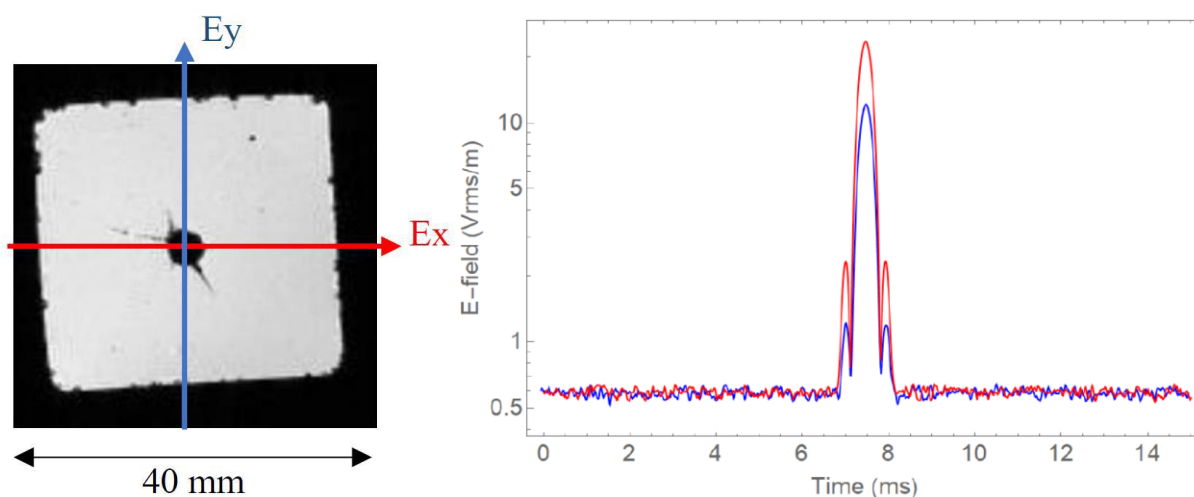


Fig. 4.5: champs E des axes verticaux Y (en bleu) et horizontaux X (en rouge).

Concernant l'essai avec l'implant dentaire, aucune modification du champ E n'a été détecté par rapport à la configuration précédente.

L'artefact sur la figure 4.6 n'est pas dû aux sondes : l'implant dentaire en titane est paramagnétique et produit des artefacts de susceptibilité [3,4].

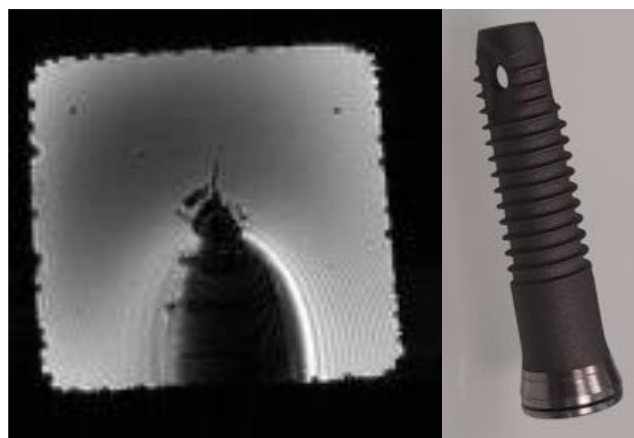


Fig. 4.6: Artefact de susceptibilité induit par l'implant dentaire en titane, de dimensions 12 x 4 \varnothing mm.

La difficulté majeure identifiée lors de cette expérience fut le positionnement de la sonde au même point de mesure. L'agar se déforme de manière destructive, une fine couche d'air pouvant perdurer entre la sonde et le milieu et la différence de permittivité induit une source d'erreur. Enfin l'application finale nécessite de connaître la conductivité pour calculer le DAS à partir du champ E, et connaître la permittivité permettrait de choisir une longueur d'implant de l'ordre de grandeur de la moitié d'une longueur d'onde afin d'observer des augmentations locales [5].

Les points positifs de cette première expérience sont :

- La compatibilité magnétique des sondes avec le haut champ statique
- La dynamique de mesure du signal de plus de 30 dB, pour des champ E faibles (de l'ordre de 10 V/m)

Les points à améliorer sont :

- L'absence d'air dans le milieu pour garantir la reproductibilité des mesures
- Le repositionnement de la sonde dans le fantôme, et du fantôme dans la bobine
- L'estimation des propriétés diélectriques du fantôme, pour calculer le DAS et estimer la longueur d'onde RF dans le milieu

c) Révision du protocole de mesure

La méthodologie employée par la suite pour les mesures (types de milieu, contenant, positionnement des sondes) est adaptée du protocole proposé par la norme ASTM [6] décrit ci-dessous.

c.1) Protocole de mesure de la norme ASTM 2182

La norme ASTM propose un protocole de mesure pour estimer la compatibilité des implants passifs en IRM. Un contenant rectangulaire (dimensions en figure 4.7) est rempli d'un fantôme et les capteurs sont introduits par le dessus qui reste ouvert.

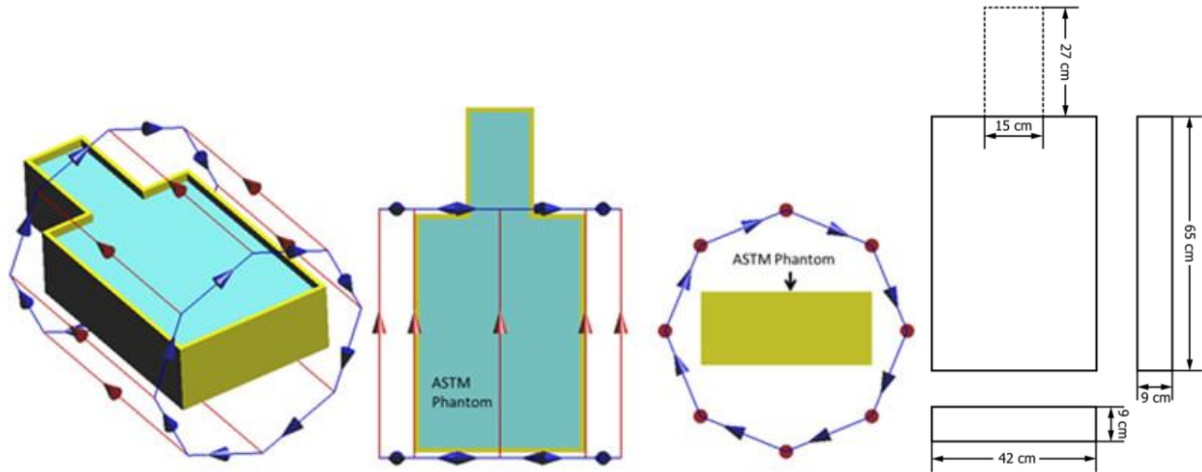


Fig. 4.7: Contenant recommandé par la norme ASTM 2182. La partie supérieure reste ouverte pour insérer les capteurs.

Le fantôme est constitué d'une solution aqueuse, avec 10 g/l d'acide polyacrylique (PAA) pour obtenir un gel et 1,32 g/l de NaCl pour augmenter la conductivité. L'avantage du gel est de limiter les effets de convection pour estimer le DAS à partir de la mesure des variations de température, néanmoins il doit être mélangé régulièrement pour éviter l'accumulation de bulles d'air et la formation d'agrégats. Ses propriétés diélectrique à la fréquence considérée de 300 MHz sont $\sigma = 0.47 \pm 10\% \text{ S/m}$ et $\epsilon_r = 80 \pm 20$ à 20°C.

La température est mesurée pendant 15 minutes à la position la plus défavorable et le DAS est estimé à partir de l'équation 1.25. Il est à noter que cette équation est utilisable lorsque les échanges thermiques sont négligeables [7]. C'est surtout le cas au début de l'expérience, mais pour un temps court la variation de température est généralement faible, et l'incertitude très élevée : un capteur très performant d'incertitude $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ conduit à environ $\pm 10 \text{ W/kg}$ sur la première minute pour une capacité thermique de 4000 J/K et $\pm 0.6 \text{ W/kg}$ sur 15 minutes. C'est pourquoi cette norme propose de mesurer la température sur un temps plus long.

c.2) Support de déplacement de sonde

Nous avons conservé l'idée d'un contenant ouvert (adapté aux tunnels précliniques), en ajoutant un système de déplacement des sondes. Le support est réalisé par impression 3D, en polytétrafluoroéthylène (PTFE). On utilise le PAA décrit dans le paragraphe ci-dessus comme fantôme. Les bords du support servent de rails, sur lesquels coulisse une pièce selon l'axe Z (axe du champ statique). Sur cette pièce se fixe le support des sondes (figure 4.8), qui peut translater selon l'axe X, la position sur l'axe Y est fixe. Cela permet d'effectuer une cartographie 2D dans le contenant. Le support

a un diamètre externe de 72 mm et épouse la surface interne de la bobine RF, il mesure 190 mm de long pour 180 mm de milieu de mesure.

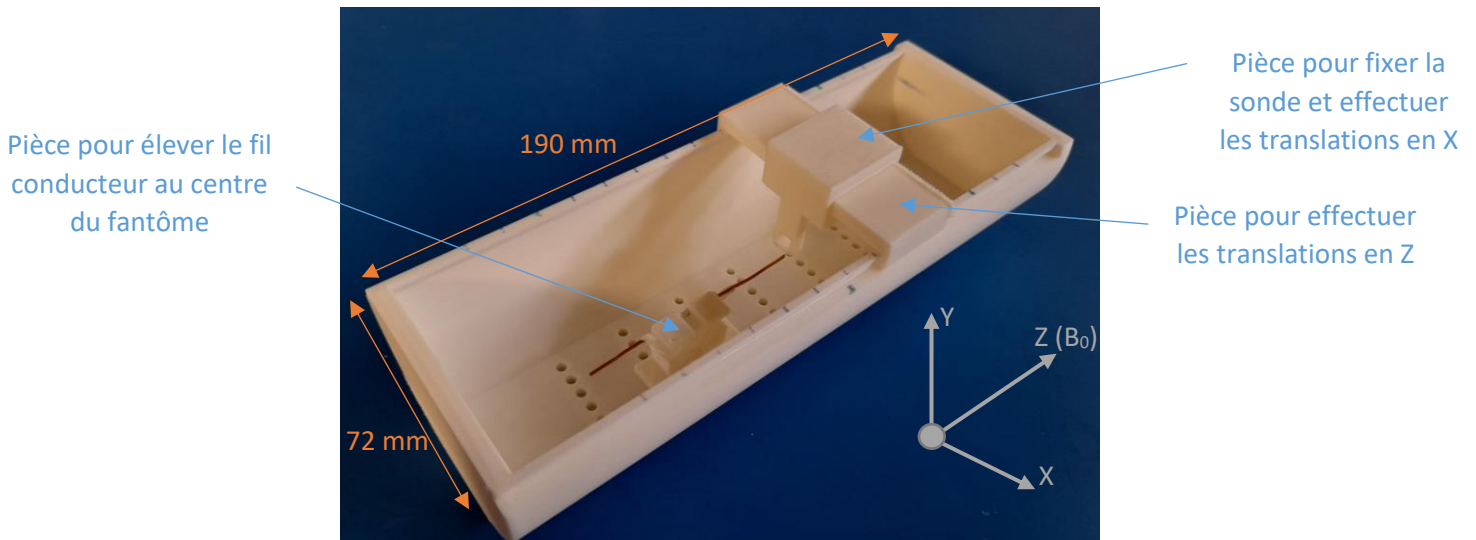


Fig. 4.8: Support de fantôme adapté pour l'IRM préclinique.

Pour vérifier si l'on peut détecter des augmentations de DAS localisées, on utilise un fil métallique en cuivre long d'une demi longueur d'onde $\lambda/2$. Pour une permittivité relative de 80 à 300 MHz, cette dernière est égale à 56 mm. Le fond plat est composé de renforcements à intervalle régulier pour fixer la pièce qui maintient le fil conducteur au centre du fantôme à hauteur des sondes (figure 4.8).

d) Conclusions sur le protocole de mesure

Nous avons testé le support et le fantôme dans les conditions décrites en I)b). L'avantage principal est que le PAA se reforme lorsqu'on déplace le conducteur, sondes et supports et l'on peut désormais répéter des mesures dans de bonnes conditions. Ainsi, nous avons pu détecter des augmentations locales à l'extrémité du fil conducteur (d'un facteur 2 suivant l'axe longitudinal). Il est apparu que la distribution du champ E semblait aussi être fortement impactée par la présence et position des condensateurs de la bobine. C'est une des spécificités de la configuration préclinique : le fantôme est très proche de la bobine RF, et c'est souvent proche de celle-ci que se trouvent les maxima de DAS [8].

Les problèmes qui persistent sont :

- La présence de bulles d'air à l'intérieur du fantôme (cf. figure 9). Le PAA se reforme mais il n'est pas parfaitement homogène et nécessite d'être mélangé régulièrement.
- L'incertitude élevée sur les propriétés diélectrique (10 % sur σ et 25% sur ϵ_r). Les incertitudes sont données par le protocole de la norme ASTM, il faudrait employer une sonde de mesure des propriétés diélectriques haute fréquence (type N1500A Keysight, USA) pour avoir une



Fig. 4.9: Bulles d'air dans le fantôme de PAA dans la cellule de

mesure plus précise. Celle sur la conductivité est particulièrement problématique, car elle intervient directement dans le calcul de l'incertitude du DAS.

Pour résoudre ces problèmes, des membres de l'institut de métrologie de Turin nous ont fait parvenir un ensemble de fantômes de gels liquides de conductivité 0.4 et 1.3 S/m, et de permittivité relative 65. Leurs compositions sont détaillées dans la partie [II](#)). L'avantage est que ceux-ci sont homogènes, et que l'incertitude sur σ est estimée à 2.3%.

Dans l'article qui constitue la partie suivante, nous utilisons le support et les fantômes calibrés pour valider l'usage des sondes de champ E pour la mesure du DAS à 11.7T, Nous proposons également une comparaison entre l'évaluation du DAS par la mesure de champ E et celle basée sur la mesure de l'évolution de température.

II) Mesure de champ électrique pour l'estimation du DAS en IRM préclinique à 11.7T

a) article

Electric field measurements in preclinical MRI at 11.7T and 7T for experimental SAR comparison

Paul Nobre¹, Gwenaël Gaborit^{2,3}, Adriano Troia⁴, Umberto Zanovello⁴, Lionel Duvillaret³, Olivier Beuf¹

¹Univ. Lyon, INSA-Lyon, Université Lyon 1, CNRS, Inserm, CREATIS, UMR 5220, U1206, 69616 Villeurbanne, France; ²Université de Savoie, IMEP-LAHC, UMR 5130, 73376 Le Bourget-du-Lac, France; ³KAPTEOS, 73376 Sainte-Hélène-du-Lac, France; ⁴Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica, Strada delle Cacce, 91, 10135, Torino, Italy

Highlights:

- The E-field probe introduced no visible alteration of the fields up to 11.7T.
- The E-field allowed accurate SAR measurement independently of complex heat exchanges
- The Uncertainty of measurement was below 3% for a minimal SAR of $4 \cdot 10^{-4}$ W/kg.
- The SAR was 6 times higher at the center of the coil at 11.7T than at 7T.
- The repeatability estimated with the coefficient of variation was 2.3%.

Abstract: SAR assessment is a major concern in MRI. The energy absorbed by tissues increases quadratically with the static magnetic field; therefore, ultra-high field (≥ 7 T) systems require careful dosimetry to exploit their potential. The objectives are to validate the use of electric-field probe for SAR assessment for high-field MRI, and to study the advantages and drawbacks of E-field measurements.

The experiments were performed at 7 and 11.7T on preclinical systems in a phantom with calibrated dielectric properties. Absolute values of the E-field were measured according to position inside a birdcage coil and electrical conductivity, local temperature increase were simultaneously evaluated with operating RF frequency, as well as the re-positioning precision through five repetitive measurements. Results yielded a 14.8 ± 0.36 W/kg SAR near the coil's capacitors compared to 8.1 ± 0.19 W/kg estimated at the center of the coil. The temperature rise was nevertheless higher in the center likely due to heat transfer effects. The SAR measured in similar conditions was 6 times higher at 11.7T than at 7T. The probes induced no visible artefact, and the test to estimate the reproducibility of positioning the sensors granted a low 2.3% coefficient of variation. Measuring both the cause (E-field) and the effect (temperature rise) yielded different information, both useful in the context of EM simulation validation.

Keywords: SAR, MR Safety, high magnetic field, E-field sensors, temperature sensors

The authors have no conflict of interest to disclose.

1) Introduction

The main safety concerns regarding MR imaging involve effects due to the high static magnetic fields (projectile effects, active implant dysfunctions), and absorption of radiofrequency (RF) energy by biological tissues¹. While the former effect has been directly responsible for a few accidents and the death of patients², it is considered a manageable risk if strict procedures are followed³. The absorption of RF energy however, is inherent to the principle of acquisition and is more complex to approach. The specific absorption rate (SAR) [W/kg] describes the amount of energy transmitted to the body by the RF coil. As such, it is the quantitative value monitored to assure a safe medical examination since high SAR values may cause an excessive temperature increase in tissues⁴ and local burns.

The SAR is defined as follows:

$$\text{SAR} = \frac{\sigma \cdot E_{\text{rms}}^2}{\rho} \quad (1)$$

where σ is the electrical conductivity [S/m], E_{rms} is the root mean square of the electric field (E-field) [V/m] associated with the RF magnetic flux density (B1-field) applied for imaging, and ρ is the mass density [kg/m³]. Faraday's law of induction indicates that the E-field is proportional to the time derivative of the B1-field. Since the time derivative is proportional to the Larmor frequency and to the amplitude of the B1-field, the SAR increases quadratically with the static magnetic field intensity (which is proportional to the Larmor frequency) and with the amplitude of the B1-field (eq.1)⁵.

Furthermore, higher frequencies imply a reduced wavelength (λ) of electromagnetic (EM) waves, which in a wide variety of configurations (passive implant, ECG leads, coaxial cables near the patient) is an additional source of hazard⁶⁻⁸. For instance, at 11.7 T, in a medium with high relative permittivity of 63 such as blood, the half wavelength is about 38 mm. A conductor element of this dimension is sufficient to create a locally strong E-field when submitted to the RF magnetic field⁹⁻¹¹. It is also worth mentioning that the conductivity of biological tissues increases with frequency¹², and the SAR is proportional to σ as shown in Equation 1.

The growing access to ultra-high field whole body MR scanners (>7 T) is promising for all applications requiring high magnetization¹³⁻¹⁶; however, their compatibility with safety standards needs to be carefully reviewed. The norms and safety standards set the maximum SAR values suggesting possible means to assess it. IEC 60601 indicates that the global SAR should not exceed 2 W/kg and 10 W/kg locally (averaged over 10 g)¹⁷. In order to estimate SAR values, MRI manufacturers rely on numerical simulations, which take into account some morphology factors such as weight or height¹⁸. Other norms, for example ASTM F2182 or ISO 10974, address issues of implant carriers and provide guidelines for implant testing.

Whereas the temperature (T) increase can be measured as an independent marker, it also allows to retrieve the E-field through Pennes' bioheat equation¹⁹ assuming the knowledge of a few parameters:

$$\rho \cdot C_t \cdot \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot k \nabla T + \rho_b \cdot C_b \cdot W \cdot (T_b - T) + Q + \rho \cdot \text{SAR} \quad (2)$$

where C_t is the specific heat capacity [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$], k is the thermal conductivity [$\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$], W is the blood perfusion rate [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$], b is the index relative to blood, and Q is the metabolic heat [$\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$]. In not perfused media, if the thermal conduction is negligible²⁰ (e.g. for a short amount of time, before significant heating exchanges), equation (2) can be simplified to:

$$\text{SAR} = C_t \frac{dT_t}{dt} \quad (3)$$

While sensors provide absolute and accurate values²¹, the fact that they cannot be used non-invasively *in vivo* encourages the comparison between two intrinsically different configurations. If the physical property to be measured has a high spatial dependency, it is possible to fail in determining the maxima, and finally it must also be proven that the sensors do not disturb the measurements. Simulations, on the other hand, allow to represent the human body with the complexity of the tissues - different dielectric parameters, anisotropy, etc. - but make it difficult to estimate the uncertainty of the prediction²². The tendency is now to use both simulations and validation measurements in controlled conditions, before using the simulation on complex models^{23,24}, to provide a safety factor on the output. However, many simulation works still do not correlate the predicted output with measurements, as it involves different disciplines²⁰. The difficulties in SAR estimation reside in the complexity of the human body²³, but also in that of the MRI environment and the wide set of parameters impacting the SAR: the proximity to the coil can drastically increase the E-field due to capacitors, and the path of coaxial cables has proven to cause RF burns²⁵. To compensate for these constraints, simulations often make use of restrictive criteria, leading to conservative values of SAR²⁶. Several other non-invasive MR applications also benefit from validation through E-field and temperature measurements. These include electrical properties tomography (EPT), which provides quantitative information about conductivity and permittivity from the knowledge of the applied B_1 -field^{27,28} from which the E-field associated with the B_1^+ can be retrieved²⁹, T1-based thermometry or proton resonance shift thermometry^{30,31}.

The objective of this study is to validate the use of an E-field sensor for ultra-high field SAR assessment. We studied the probe's response with respect to different parameters (position, conductivity media, near a $\frac{\lambda}{2}$ long lead) and compared the measurements of the cause (*i.e.*, E-field) and the associated effect (temperature rise).

ii) *Materials and methods*

a) *Materials*

Experiments were performed at 7 and 11.7T on a preclinical MRI system (Bruker, Germany). The use of a preclinical system does not limit the validity of the study, as we intend to question the methodology and the benefit/disadvantage of measurements rather than to provide absolute values for a specific configuration. The phantom container consists of a half cylinder with flat bottom (Figure 1). It is 190 mm long and has an inner radius of 32 mm. The phantom container and the sensor holder (Figure 2) were 3D-printed with polylactic acid (PLA). The container was filled with liquid gel composed of water, 21 % (in weight) of polyvinylpyrrolidone (PVP), and 0.25 % of NaCl to set the conductivity³². The phantom conductivity was 0.4 S/m with a relative permittivity of 65. Because the phantom is a liquid gel, some non-negligible heat exchanges are expected and the equation 3 is not valid. This is not an issue in our context as our objective is not to match the E-field value with the temperature increase, but to study the validity of E-field measurements in a complex and realistic environments. A Hydroxyethyl Cellulose-based gel could have been used as well, but HEC gels also exhibit strong convective exchange³³, and the PVP gel has the advantage of having its dielectric properties well described according to its concentration [Ianiello]. Lastly, it is required to let the solution rest for a few hours for the air bubbles to disappear, which is troublesome when many measurements have to be performed. A RARE 2D MR sequence was repeated without phase encoding gradients. The inner diameter of the RF coils was 72 mm and the length was 100 mm. The details of the sequence parameters and coil architecture used are summarized in Table 1. The center of the phantom container was placed at the RF coil center.

The sensors used are based on optical transmission using optical fibers in order to remove interaction during MR operation. The E-field probe embeds a crystal whose refractive indexes change according to the value of the physical property studied. The modification of the laser beam passing through the crystal allows the measurements. The probes are non-magnetic and non-metallic and are compatible with liquid environments. The E-field sensor is an EoProbe (Kapteos, France) and the temperature sensor is an OTG device (OpSens, Canada). Their technical specifications are given in Table 2.

For a sensitivity of $20 \text{ mV}/(\text{m}\cdot\text{Hz}^{1/2})$, the theoretical minimum measurable E-field amplitude is 1 V/m in this context, considering a 2.5-kHz RF pulse bandwidth. This yields a minimum measurable SAR of $4 \cdot 10^{-4} \text{ W/kg}$ (assuming a conductivity of 0.4 S/m and a mass density of 1000 kg/m^3). The uncertainty (Δ) of the measured E-field is derived from the dynamic of the raw signal (Figure 3), by dividing the voltage of the noise floor by the voltage of the signal. Other sources of errors include the error in the conductivity of the media, evaluated at 2.3% by the authors of the phantom protocol³². The uncertainty in SAR is then obtained from the combined standard uncertainties:

$$\frac{u(\text{SAR}(E^2, \sigma, \rho))}{\text{SAR}(E^2, \sigma, \rho)} = \sqrt{\frac{4(E_x^2 u(E_x)^2 + E_y^2 u(E_y)^2 + E_z^2 u(E_z)^2)}{(E_x^2 + E_y^2 + E_z^2)^2} + \frac{u(\sigma)^2}{\sigma^2} + \frac{u(\rho)^2}{\rho^2}} \quad (4)$$

Considering a negligible $\Delta\rho$. The uncertainty of every temperature measurement in this study is ± 0.3 °C with a 99.9% confidence level. The positioning precision of the probes is less than ± 2.5 mm. The probes are connected to their own processing unit (EoSense or Accusens). Analog signal of the E-field measurement was visualized on a 6-GHz Spectrum analyzer (Keysight, USA) as a power density spectrum in the time domain (150 kHz resolution bandwidth, 500.307 MHz central frequency at 11.7 T). The signal was observed for 12.7 ms to witness at least two full periods of RF pulses. Temperature measurements were recorded on the computer.

b) E-field and temperature measurements

To be suitable for SAR applications, the probes must not alter the EM fields during the MRI acquisition process. This first step was verified by comparing images with and without the sensors. We studied the ability of the probes to detect E-field maxima in the unloaded coil, and to correlate them with the SAR measurement in the worst-case position and at the center of the loaded coil. The E-field in the empty coil was first assessed along the Z-axis by sampling one point per centimeter (purple lines in Figures 1 and 4). The Y position was set by the probe holder, and the X position was chosen to be the closest possible to the coil inner wall to be near the capacitors, because this is a typical worst-case condition encountered in MRI examinations³¹. It should be noted that there are regions of the phantom closer to the coil walls, but they cannot be reached by the probe holder. At the position of the Z-maxima, the E-field was measured along the X-axis to confirm that it decreases in the center of the coil (blue lines in Figures 1 and 4). After mapping the E-field in the empty coil, the 0.4-S/m phantom was poured into the container and the temperature and E-field were measured at the location corresponding to the worst-case condition (in air), and in the middle of the phantom. The distribution of the E-field can change when modifying the load in the coil, and the worst-case position here refers to the point found in the measurement performed in air. The temperature and the field values were measured simultaneously, in both positions (expected worst-case and RF coil center) using two probes, for a time exposure of 10 min. The E-field and temperature probes were kept as close as possible (Figure 2) using polytetrafluoroethylene (PTFE). The same experiment was also performed at 7T with a configuration as close as possible as the 11.7T one (see table 1) to estimate the influence of the operating RF pulse frequency.

We also evaluated the response of the sensors to local effects, such as those encountered at the extremities of metallic implants of the order of half a wavelength³⁴, and to global variation, such as the impact of the conductivity of the medium. A copper wire was placed inside the phantom, mimicking an elongated conducting non-magnetic implant. Its section was 0.7 mm² and its length was 38 mm ($\lambda/2$ at 11.7 T for the

considered medium). It was aligned with the Z-axis (direction of the static magnetic field B_0 , see Figure 4) and its extremity, where measurements were performed, was in the center of the coil. The impact of the electrical conductivity on both measurements (E and T) was also evaluated, by using a second PVP phantom with a higher concentration of NaCl (1.12 %) to reach a conductivity of 1.3 S/m. The impact of the electrical conductivity was tested at 7 T in similar conditions (same sequence and container but different coil). Conductivity values were chosen to be in the typical range of variation encountered in human tissues (cartilage 0.55 S/m - blood 1.32 S/m).

Lastly, the error of positioning and its influence on the SAR assessment were investigated. This was done by repeating five times the same measurement while removing probes and coils between each test. This experiment was carried out at 11.7 T in air to have the highest E-field value. The standard deviation and the coefficient of variation were then established.

c) SAR calculation

To obtain the root mean square of the electric field, we started from the measure of the power density spectrum in the time domain as shown in Figure 3. The signal was triggered on the spectrum analyzer using a standard video trigger level. We isolated one pulse period and calculated the root mean square value of the E-field. The probe was calibrated using a known value of the root mean square E-field. The field was applied in the calibration cell filled with the medium of interest. The ratio between the amplitude of the signal and the actual E-field level is relevant because the probe has a linear response in the dynamic range given in Table 2. The E-field is a vector, and thus each individual component was measured. x - and y -components were obtained with a transverse probe, measuring a component perpendicular to the axis of the probe, and the z -component is obtained with a longitudinal probe. The calibration only has to be performed once, as the optical power of the instrument (Influenced by the temperature or mechanical constrains) is given to the user. To measure the temperature, a long exposure was required (~10 min) in order to witness an increase in temperature of a higher order than the sensitivity of the probe. The specific heat capacity was measured using a calorimeter ($C_c \approx 3450$ J/K).

III) Results

a) E-field mapping

The norm of the E-field along the Z-axis can be seen in Figure 5 as a function of Z position and time. The *sinc* shape of the pulse with time is recognizable, and the dynamic of the signal is greater than 50 dB. The two local maxima for the E-field magnitude were found near capacitors placed at the extremities of the coil (position 0 and 8). It is worth noting that regarding the longitudinal E-field, a third local maximum was found in the center of the coil but with low transverse components. The position 0 was used as the worst-case reference position for SAR assessment in the rest of the study.

The measurements along the X-axis exhibited the expected result, as the field decreased towards the center of the coil. The highest measurement was a 17 kV/m magnitude E-field, to decrease to approximately 12 kV/m in the center of the coil. It is worth noting that the maximal shift from the center on the X-axis allowed by the probe holder is 15 mm, but the inner radius of the container is 32 mm, meaning that the worst-case E-field is likely to be higher in this unreachable area.

After placing the phantom inside the container, the SAR at worst-case position was 14.8 W/kg and 8.1 W/kg in the center of the coil. The temperature elevation measured over a time lapse of 10 min was of 3.4 °C and 6.2 °C respectively (Figure 6), meaning that the highest SAR position do not correspond to the highest temperature rise. Both types of probes showed no artifact as depicted on a test image (Figure 7), indicating their compatibility with the 11.7 T field.

b) Local effect, frequency, conductivity, and uncertainty

Measurements made at the tip of the half wave-length wire revealed a SAR equal to 176 W/kg, more than a 20-fold increase from the 8.1 W/kg SAR measured without the wire (E-field pictured in Figure 8). The E-field decreased very rapidly away from the conducting wire, and only a two-fold SAR increase was observed 5 mm away. However, the temperature measurement increased by only 16 % compared to the situation without the wire. This effect can be hard to observe, and the positioning of the probe can lead to underestimation of temperature increase³⁵. The SAR measured in the center of the coil at 7T was 1.3 W/kg. The energy absorbed in the center of the phantom at 11.7T was higher as expected, by approximately a factor 6.

The temperature increase was 0.2 °C at 7T for $\sigma=0.4$ S/m and 0.65 °C for $\sigma=1.3$ S/m, meaning that the temperature scaled linearly with electrical conductivity, as predicted by theory (this results must be taken with caution as the elevation is close to the sensor's uncertainty). The average E-fields measured were respectively 54.1 V/m and 52.9 V/m, therefore SAR also scaled linearly with the conductivity because of equation 1. The five repeated measurements at the same location gave values of E-field_{RMS} between 448 V/m and 475 V/m with a standard deviation of 10.8 V/m. The coefficient of variation was therefore 2.3 %.

IV) Discussion

While in most cases, the signal dynamic is approximately 50 dB, one low-signal measurement (Y-axis in the center) exhibited a value of 35 dB. We can use this measurement to calculate the percent of error in the E-field (not the calculated SAR). The ratio of the noise voltage (the noise floor visualized on the spectrum analyzer) and the signal voltage yields a ± 1.7 % uncertainty of measure for the Y-axis, but the other components (X and Z) have both higher values, and lower uncertainties. The error in the sum of the square E-field is ± 0.8 %. We can add the ± 2.3 % relative error of the conductivity using equation (4) to reach the final value of ± 2.4 % of relative error in the SAR. This relative error for a minimum measurable SAR of $4 \cdot 10^{-4}$ W/kg allows precise measurements to be made, which is especially relevant in the range of the SAR limits set by the IEC (2 W/kg)¹⁷. The Uncertainty of the temperature derivative (required for the SAR calculation) is ± 0.42 °C using Equations (3) and (4), leading to

a ± 2.4 W/kg precision (10 minutes of exposition). Even with a precision of ± 0.1 °C, as offered by some instruments, the uncertainty is still 0.8 W/kg. A possible way to avoid heat exchange effect is to measure the temperature increase on a short duration before the effect starts to happen, but with a short measure duration, so is the temperature increase, and the elevation can be indistinguishable from the noise level. Regarding the effect of the operating frequency, a 2.8 factor is expected (500^2 MHz/ 300^2 MHz), and if we adjust for the power of the transmit coil (7.42/.4.66, see table 1) it yields a 4.4 times increase which is of the same order of the factor 6 observed. The increase of the conductivity from 300 MHz to 500 MHz could also explain the difference. While this comparison is difficult to do as transmit RF coils are not strictly identical in geometries, it is worth noting that every measurement of SAR at 11.7T confirmed to be significantly higher than at 7T.

The use of a liquid phantom offered homogeneity and avoided air bubbles, which can be trapped in gels like polyacrylamide acid (PAA) or agar-based medium³⁶. The deformability of agar is equally problematic as it is not viscous enough to re-form itself after removing the probe, and the repeatability of an identical measurement is therefore impossible. Air leads to measurements imprecisions, especially for the E-field where the high permittivity gap within the medium of interest is a source of variations. The difference in the measured tendencies between E and T is no surprise, as in a liquid gel (as in the human body), other non-negligible effects occur, such as thermal conduction and convection³⁷. The blue curve in Figure 6 exhibits two modes of variation, suggesting thermal regulation. Indeed, the worst position according to SAR is at the extremity of the birdcage, but the SAR decreases rapidly outside the coil (close to the maxima), which creates a situation prone to heat exchange. Additionally the convex temperature trend suggests that the measured points are heating up due to diffusion occurring already from the beginning of the experiment. We inspected this phenomenon and we found that the RF coil itself was heating, and that the close proximity of the phantom was perturbing the thermal equilibrium of the phantom when introducing it in the coil. In this context, correlating the E-field with the temperature becomes more complex, the simplified equation of Pennes (eq. 3) is inappropriate, and the E-field and temperature give different information.

Temperature is the criterion that ultimately reflects the safety of an examination for a patient, and it integrates several effects. It requires no additional information to be interpreted, and the variation of conductivity from 0.4 S/m to 1.3 S/m or of frequency is directly reflected in the measured values. The E-field on the other hand, requires knowledge of the dielectric properties to be exploited for SAR estimations, but is the first step in a SAR simulation. For signals with low bandwidth (<MHz), the high dynamic range allows us to detect the E-field in the volt-per-meter range. Its measurement provides information on localized sources, such as the field from the capacitors or the wire tips. Its vectorial nature can be useful to revise a model, and the instantaneous aspect of the measurement has many practical benefits compared to the long exposure time of temperature sensors.

The main limitations of the study concern the implementation of the measurements: The value of conductivity must be known precisely in order to estimate the SAR. The positioning of the sensors is critical in this kind of application, and hotspots can be missed if a prior numerical model does not guide the measurements. Finally, the E-field and temperature are compared in positions that are as close as possible (<3 mm) but never exactly the same.

Conclusion:

This study demonstrates the relevance of E-field measurements for ultra-high field SAR applications, and shows the advantage of assessing both the E-field and the temperature when evaluating the SAR in a complex environment. The specificities of each physical quantity were outlined: vectorial, instantaneous, and localized for the E-field; global, easier to calibrate, and assessing the final effect for the temperature. The use of viscous phantoms provided a good permittivity homogeneity.

Acknowledgments

This work was funded by the AURA region and performed within the scope of LabEx PRIMES (ANR-11-LABX-0063). Experiments were performed at the PILoT facility, part of the France Life Imaging infrastructure (ANR-11-INBS-0006).

V) References

1. Jabehdar Maralani P, Schieda N, Hecht EM, et al. MRI safety and devices: An update and expert consensus. *J Magn Reson Imaging*. 2020;51(3):657-674. doi:10.1002/jmri.26909
2. Hanson LG. Risks related to static magnetic fields. *Physica Medica*. 2016;32:172. doi:10.1016/j.ejmp.2016.07.272
3. Ghadimi-Moghadam A, Mortazavi SMJ, Hosseini-Moghadam A, et al. Does Exposure to Static Magnetic Fields Generated by Magnetic Resonance Imaging Scanners Raise Safety Problems for Personnel? *J Biomed Phys Eng*. 2018;8(3):333-336.
4. Kotze DJ, De Vries C. A quick guide to safety and compatibility of passive implants and devices in an MR environment. *S Afr j radiol*. 2004;8(2):6. doi:10.4102/sajr.v8i2.126
5. Collins CM, Smith MB. Signal-to-noise ratio and absorbed power as functions of main magnetic field strength, and definition of "90°" RF pulse for the head in the birdcage coil. *Magn Reson Med*. 2001;45(4):684-691. doi:10.1002/mrm.1091
6. Kugel H, Bremer C, Püschel M, et al. Hazardous situation in the MR bore: induction in ECG leads causes fire. *Eur Radiol*. 2003;13(4):690-694. doi:10.1007/s00330-003-1841-8
7. Mattei E, Triventi M, Calcagnini G, et al. Complexity of MRI induced heating on metallic leads: Experimental measurements of 374 configurations. *BioMed Eng OnLine*. 2008;7(1):11. doi:10.1186/1475-925X-7-11
8. Zhang B, Wang K, Jiang T. RF power design optimization in MRI system. *Magnetic Resonance Letters*. 2021;1(1):89-98. doi:10.1016/j.mrl.2021.100006
9. Armenean C, Perrin E, Armenean M, Beuf O, Pilleul F, Saint-Jalmes H. RF induced temperature elevation near metallic wires in clinical magnetic resonance imaging. In: *Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, 2003*. Vol 1. ; 2003:501-504 Vol.1. doi:10.1109/IEMBS.2003.1279745
10. Kainz W. MR heating tests of MR critical implants. *J Magn Reson Imaging*. 2007;26(3):450-451. doi:10.1002/jmri.21020
11. Jungmann PM, Agten CA, Pfirrmann CW, Sutter R. Advances in MRI around metal: MRI Around Metal. *J Magn Reson Imaging*. 2017;46(4):972-991. doi:10.1002/jmri.25708
12. Gabriel C, Gabriel S, Corthout E. The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey. *Phys Med Biol*. 1996;41(11):2231-2249. doi:10.1088/0031-9155/41/11/001

13. Ladd ME, Bachert P, Meyerspeer M, et al. Pros and cons of ultra-high-field MRI/MRS for human application. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*. 2018;109:1-50. doi:10.1016/j.pnmrs.2018.06.001
14. Tractnig S, Springer E, Bogner W, et al. Key clinical benefits of neuroimaging at 7 T. *NeuroImage*. 2018;168:477-489. doi:10.1016/j.neuroimage.2016.11.031
15. Olman CA, Yacoub E. High-field fMRI for human applications: an overview of spatial resolution and signal specificity. *Open Neuroimag J*. 2011;5:74-89. doi:10.2174/1874440001105010074
16. Godlewska BR, Clare S, Cowen PJ, Emir UE. Ultra-High-Field Magnetic Resonance Spectroscopy in Psychiatry. *Front Psychiatry*. 2017;8:123. doi:10.3389/fpsy.2017.00123
17. IEC. *Particular Requirements for the Basic Safety and Essential Performance of Magnetic Resonance Equipment for Medical Diagnosis*. https://webstore.iec.ch/preview/info_iec60601-2-33%7Bed3.1%7Db.pdf
18. Stralka JP, Bottomley PA. A prototype RF dosimeter for independent measurement of the average specific absorption rate (SAR) during MRI. *J Magn Reson Imaging*. 2007;26(5):1296-1302. doi:10.1002/jmri.21141
19. Shih TC, Yuan P, Lin WL, Kou HS. Analytical analysis of the Pennes bioheat transfer equation with sinusoidal heat flux condition on skin surface. *Medical Engineering & Physics*. 2007;29(9):946-953. doi:10.1016/j.medengphy.2006.10.008
20. Oh S, Webb AG, Neuberger T, Park B, Collins CM. Experimental and numerical assessment of MRI-induced temperature change and SAR distributions in phantoms and in vivo: Temperature and SAR Distributions in MRI. *Magn Reson Med*. 2010;63(1):218-223. doi:10.1002/mrm.22174
21. Graedel NN, Polimeni JR, Guerin B, Gagoski B, Wald LL. An anatomically realistic temperature phantom for radiofrequency heating measurements: Realistic Temperature Phantom for Radiofrequency Heating Measurements. *Magn Reson Med*. 2015;73(1):442-450. doi:10.1002/mrm.25123
22. Hoult DI. Sensitivity and Power Deposition in a High-Field Imaging Experiment. *J Magn Reson Imaging*. 2000;12(1):46-67. doi:10.1002/1522-2586(200007)12:1<46::AID-JMRI6>3.0.CO;2-D
23. Fiedler TM, Ladd ME, Bitz AK. SAR Simulations & Safety. *NeuroImage*. 2018;168:33-58. doi:10.1016/j.neuroimage.2017.03.035
24. Saniour I, Gaborit G, Perrier AL, et al. Electro-optic probe for real-time assessments of RF electric field produced in an MRI scanner: Feasibility tests at 3 and 4.7 T. *NMR in Biomedicine*. 2018;31(1):e3849. doi:10.1002/nbm.3849
25. Schaller BM, Magill AW, Gruetter R. Common modes and cable traps. :1.

26. Padormo F, Beqiri A, Hajnal JV, Malik SJ. Parallel transmission for ultrahigh-field imaging: Parallel Transmission for Ultrahigh-Field Imaging. *NMR Biomed.* 2016;29(9):1145-1161. doi:10.1002/nbm.3313
27. Xiaotong Zhang et al. - 2014 - Magnetic-Resonance-Based Electrical Properties Tom.pdf.
28. Katscher U, Voigt T, Findekle C, Vernickel P, Nehrke K, Dossel O. Determination of Electric Conductivity and Local SAR Via B1 Mapping. *IEEE Transactions on Medical Imaging.* 2009;28(9):1365-1374. doi:10.1109/TMI.2009.2015757
29. Martinez JA, Arduino A, Bottauscio O, Zilberti L. Evaluation and Correction of B1+-Based Brain Subject-Specific SAR Maps Using Electrical Properties Tomography. *IEEE J Electromagn RF Microw Med Biol.* Published online 2023:1-8. doi:10.1109/JERM.2023.3236153
30. Blackwell J, Krašny MJ, O'Brien A, et al. Proton Resonance Frequency Shift Thermometry: A Review of Modern Clinical Practices. *Magnetic Resonance Imaging.* 2022;55(2):389-403. doi:10.1002/jmri.27446
31. Wang P. Evaluation of MR thermometry with proton resonance frequency method at 7T. *Quant Imaging Med Surg.* 2017;7(2):259-266. doi:10.21037/qims.2017.03.05
32. Ianniello C, de Zwart JA, Duan Q, et al. Synthesized tissue-equivalent dielectric phantoms using salt and polyvinylpyrrolidone solutions: Synthesized Tissue-Equivalent Dielectric Properties Using a Water-Soluble Polymer. *Magn Reson Med.* 2018;80(1):413-419. doi:10.1002/mrm.27005
33. Liu Y, Hopkins CC, Handler WB, Chronik BA, de Bruyn JR. Rheology and heat transport properties of a hydroxyethyl cellulose-based MRI tissue phantom. *Biomed Phys Eng Express.* 2017;3(4):045008. doi:10.1088/2057-1976/aa7a41
34. Nordbeck P, Fidler F, Weiss I, et al. Spatial distribution of RF-induced E-fields and implant heating in MRI. *Magn Reson Med.* 2008;60(2):312-319. doi:10.1002/mrm.21475
35. Mattei E, Triventi M, Calcagnini G, et al. Temperature and SAR measurement errors in the evaluation of metallic linear structures heating during MRI using fluoroptic® probes. *Phys Med Biol.* 2007;52(6):1633-1646. doi:10.1088/0031-9155/52/6/006
36. Seo Y, Wang ZJ. Measurement and evaluation of specific absorption rate and temperature elevation caused by an artificial hip joint during MRI scanning. *Sci Rep.* 2021;11(1):1134. doi:10.1038/s41598-020-80828-7
37. Yoon KB, Park WH, Kim TK. Estimation of convection heat transfer coefficient and surface emissivity of a nonreacting specimen in cone calorimeter using RPSO method. *J Mech Sci Technol.* 2013;27(6):1575-1580. doi:10.1007/s12206-013-0402-6

VI) Tables

Features	11.7 T	7 T
Sequence type	RARE 2D	RARE 2D
RARE factor	128	128
Te, Tr	300 ms, 600 ms	300 ms, 600 ms
Matrix	256 × 128	256 × 128
FOV	64 mm × 32 mm	64 mm × 32 mm
Receive bandwidth	150 kHz	150 kHz
RF pulse bandwidth	2.5 kHz	2.5 kHz
Birdcage type	Bandpass, quadrature	Bandpass, linear
Birdcage legs	16	16
Reference power (amount of power needed for a 90° flip in one ms)	7.42 W	4.66 W

Features	E-field sensor (EoProbe)	Temperature sensor (OTG)
Spatial resolution	5 mm ³	3 mm ³
Temporal resolution	< ns	<1 s
Sensitivity	20 mV/m.√Hz	0.05 °C
Uncertainty	Depends on the dynamic	0.3 °C @ 3.3 sigma
Vectorial	yes	no
Dynamic range	130 dB.Hz	0-85°C

VII) Figures

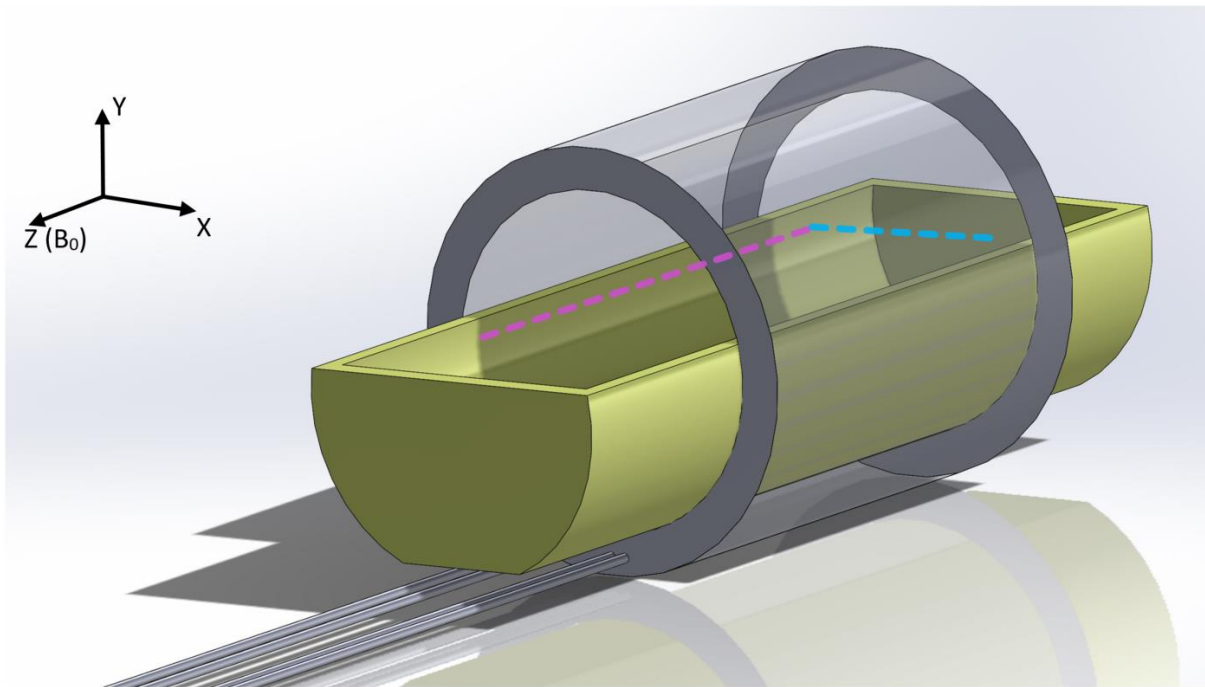


Figure 1: Illustration of the 190 mm-long phantom container in the 100 mm-long RF coil. The dotted lines represent the two axes of measurements in the first experiment to find the SAR hotspots generated by the birdcage.

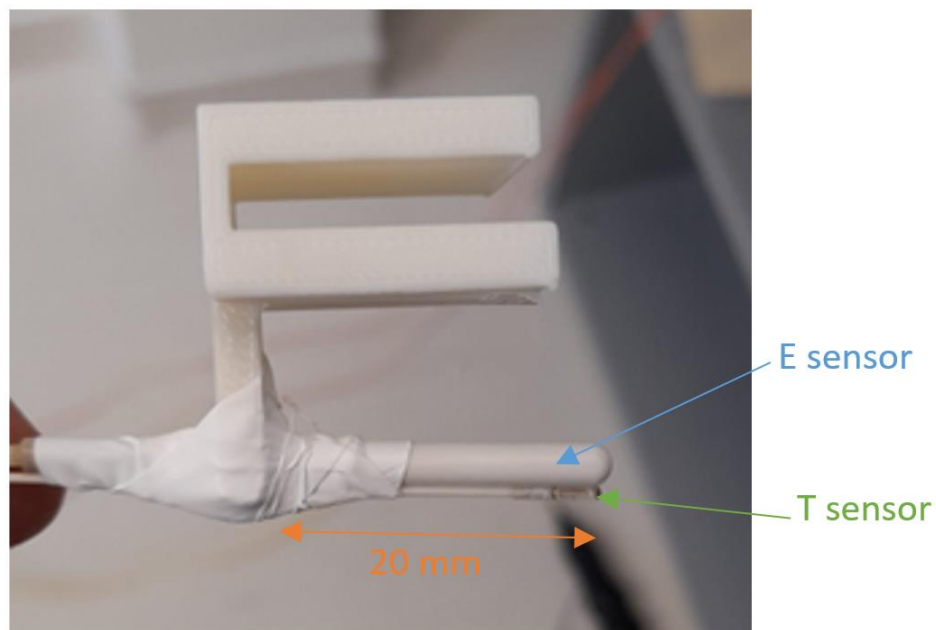


Figure 2: Temperature and E-field probes kept close by and mounted on the moving holder with PTFE. The E-field probe package is 20 mm, but the sensor itself is 5 mm long.

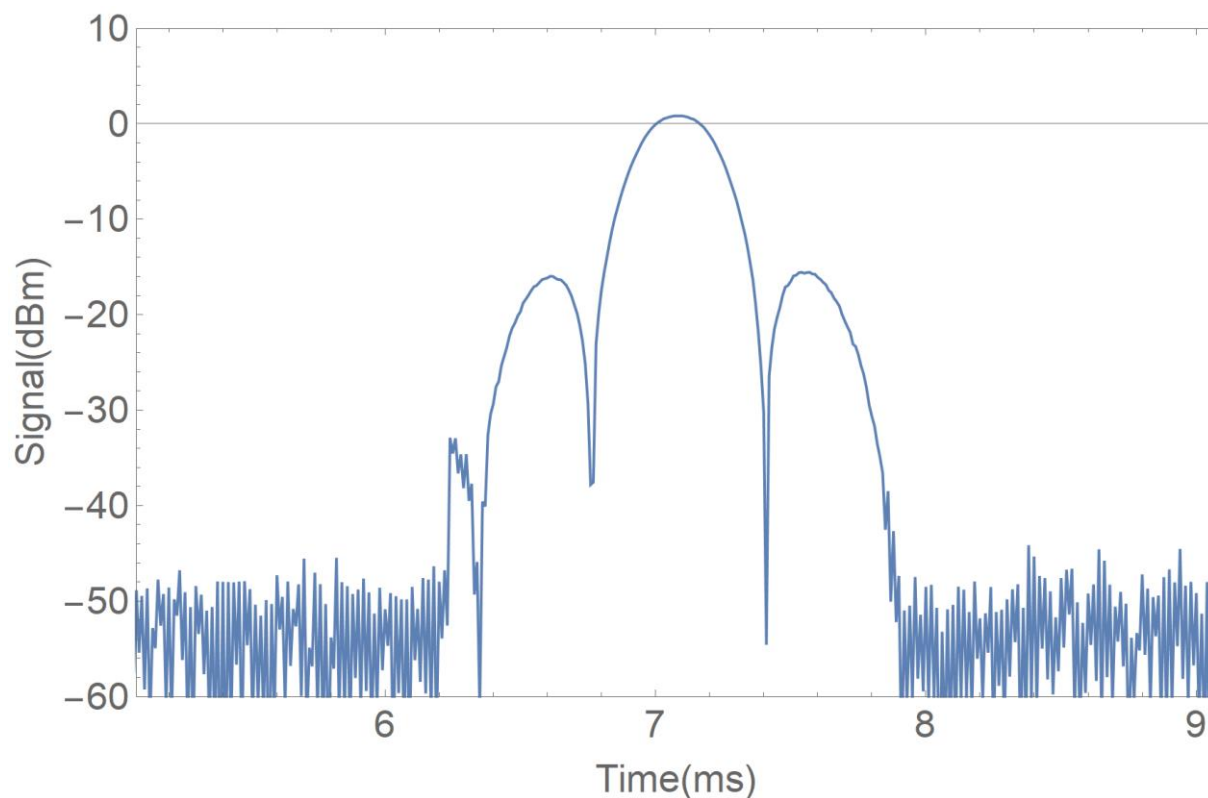


Figure 3: Example of a raw signal visualized in the time domain on the spectrum analyzer. The noise floor is at -50 dBm without averaging, granting more than 50 dB of dynamic range.

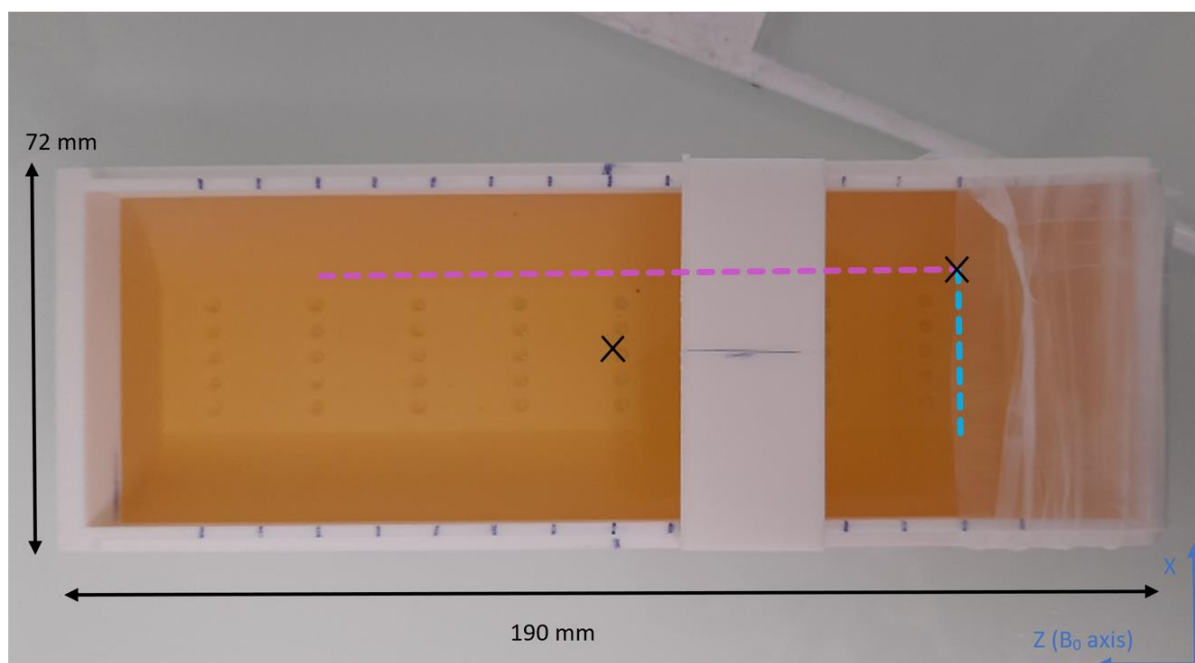


Figure 4: Picture of the 3D-printed container filled with PVP phantom. The white rectangle supported by the edges of the container moves along the Z-axis, and the probe holder mounted beneath it (see Figure 2) moves in the X direction, providing a 2D spatial sampling within the media. The blue line represents the X-axis

measurements and the purple line, the Z-axis. The black crosses represent the SAR measurement points.

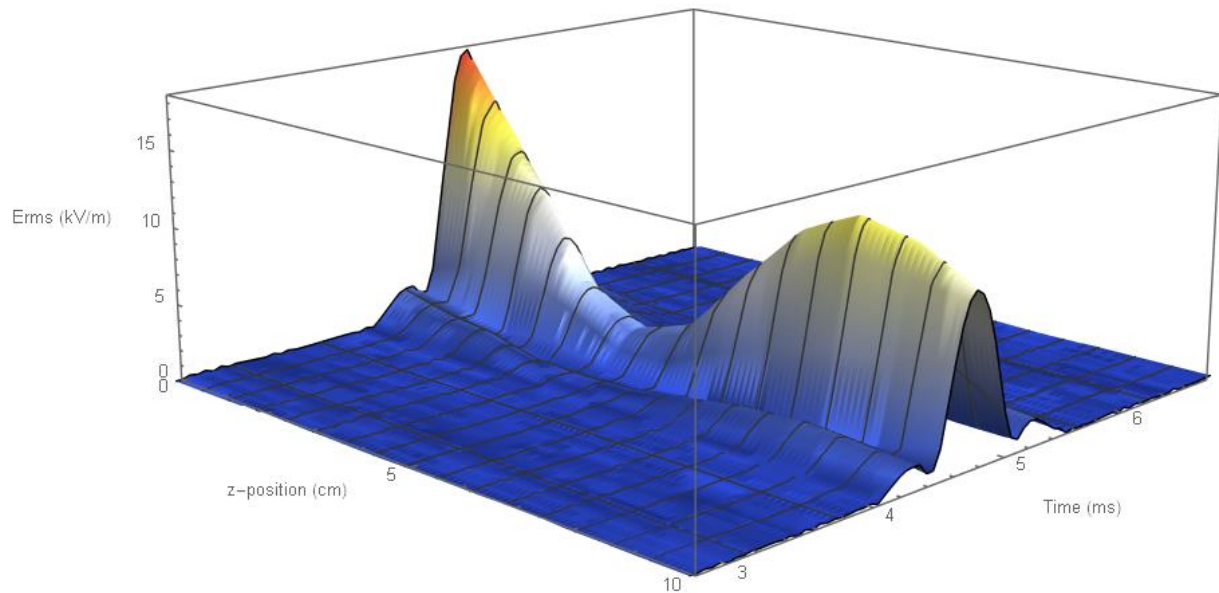


Figure 5: The norm of the RMS electric field according to time and position along the Z-axis. The first maximum is at the entrance of the coil (position 0) and the second one near the other extremity (position 8).

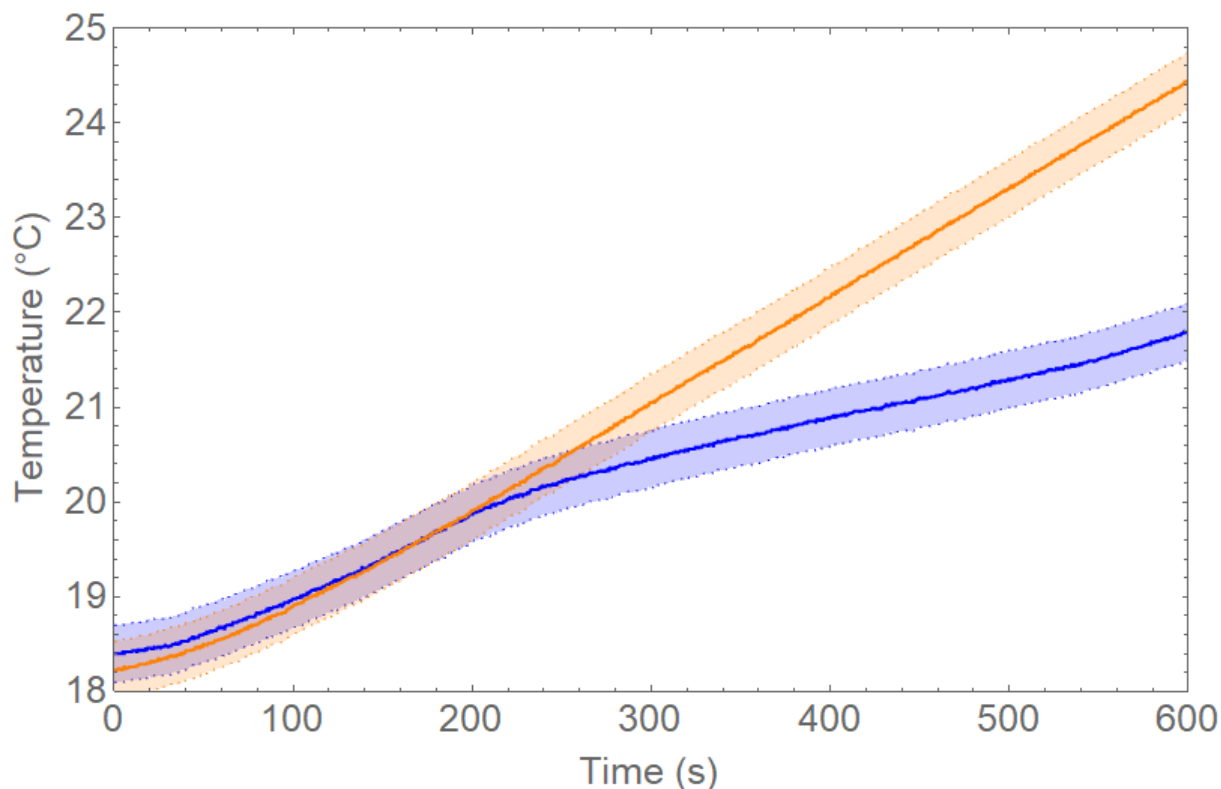


Figure 6: Temporal evolution of the temperature during a 10-min scan measured at the center of the phantom (orange) and leading to the highest SAR (blue). The slope of the orange curve is linear after 100 s, while the blue curves exhibits different slopes, typical of convection effects ³⁷. The dotted lines represent the uncertainty of measurements.

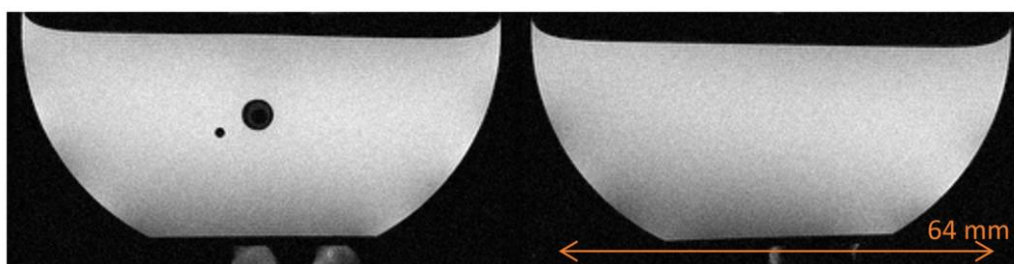


Figure 7: Images acquired with (left) and without (right) the sensors to observe any potential artifacts introduced by the probes. Despite the high static field of 11.7 T, no deterioration is visible. The probes were kept distant on purpose in this configuration.

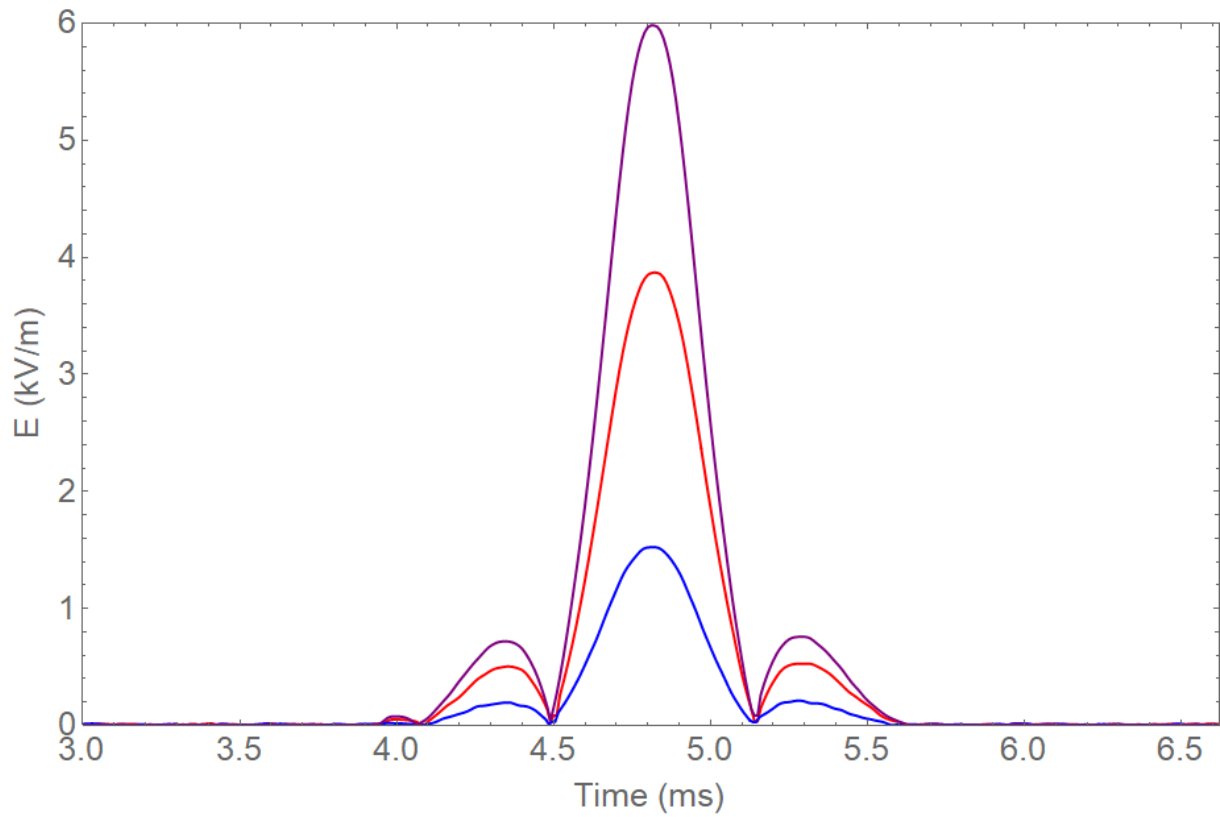


Figure 8: The E-field envelope measured for the three components: X-Y-Z (red, blue, purple) of one of the 128 180° pulses at 11.7 T next to the wire tip. The probe was placed adjacent to the wire on the X-axis (not above or below).

b) Informations complémentaires

Le traitement des données de mesure et la rédaction de l'article ont fait apparaître un point qui n'a été abordé que brièvement dans la publication.

Cela concerne l'équilibre thermique du fantôme au début des mesures de températures. Nous mentionnons l'échauffement de la bobine RF comme source de perturbation de l'équilibre, ceci a été vérifié à travers 2 expériences :

- Une mesure de la température à la surface interne de la bobine RF pendant une période d'émission de 10 minutes dans l'air.
- Une mesure de température au centre du support de fantôme rempli d'eau à l'équilibre thermique, une fois introduit dans la bobine RF (sans impulsion RF), mais à l'issue des 10 minutes de l'étape précédente.

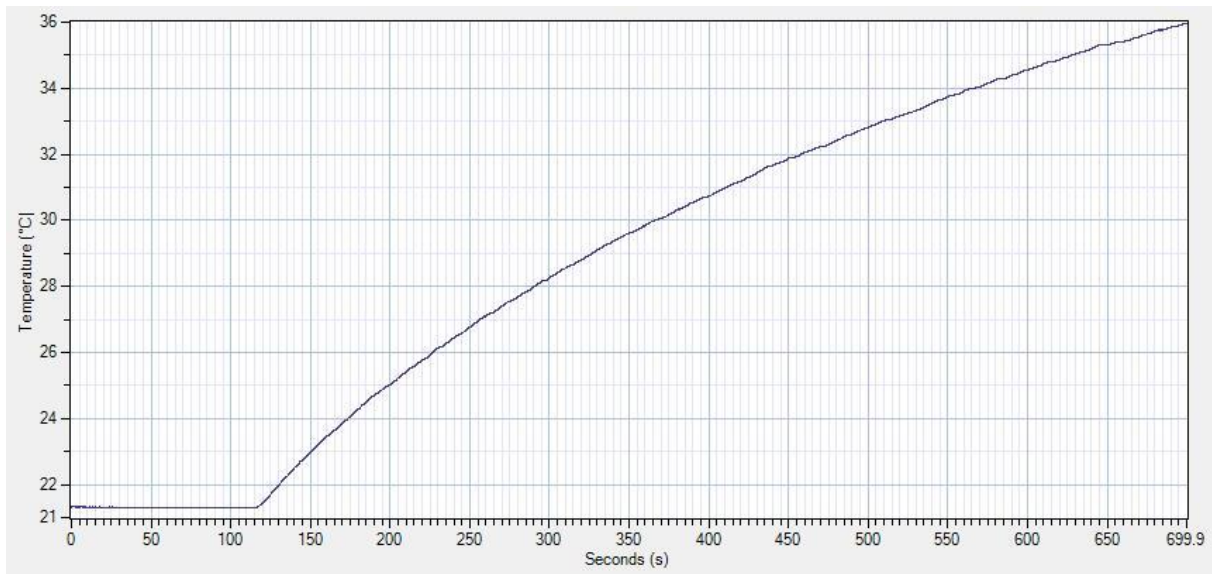


Fig. 4.10: Evolution de la température à la surface interne de la bobine volumique d'émission à 11.7T.

L'excitation RF commence après 120 s sur la figure ci-dessus. On observe une élévation de température de 15 °C sur 10 minutes. Dans la figure ci-dessous, l'eau à l'équilibre thermique est introduite dans la bobine inactive, après 125 s. La température de l'eau au centre du support augmente de 1 °C en 4 minutes, ce qui confirme que l'échauffement de la bobine RF elle-même peut provoquer une élévation de température.

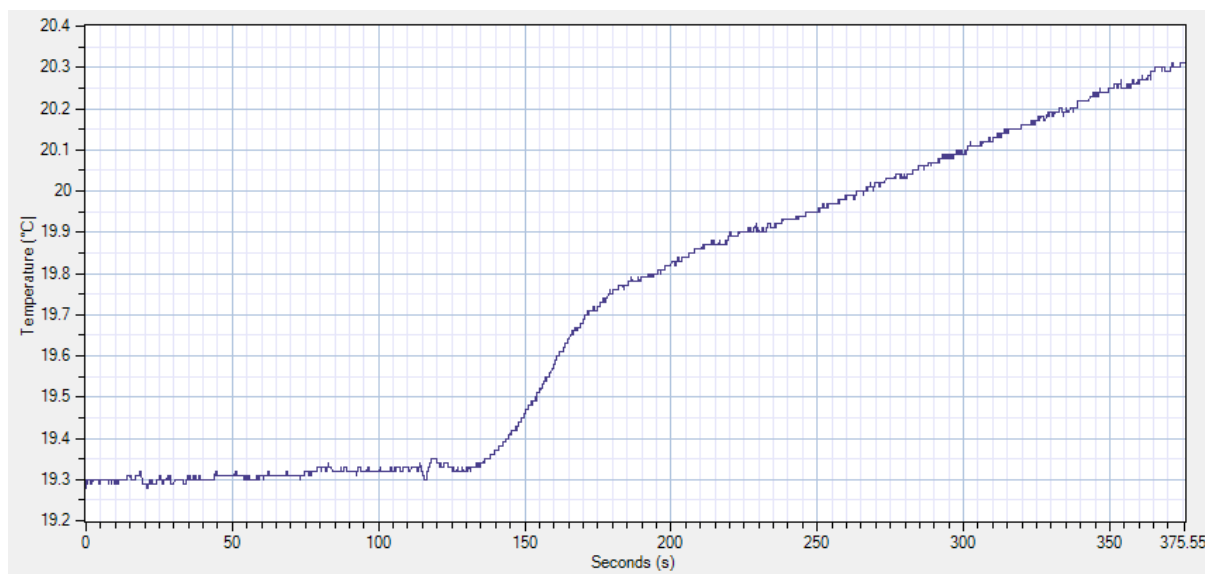


Fig. 4.11: Evolution de la température de l'eau au centre du support, suite à son introduction au centre la bobine RF éteinte.

Cet exemple illustre une des difficultés de la conversion de la variation de température en DAS, car même en attendant que la bobine refroidisse entre chaque essai, son utilisation génère une deuxième source de chaleur par conduction indépendante de celle liée au DAS.

Conclusion du chapitre 4

L'augmentation du champ statique en IRM se traduit par une augmentation des risques liés au débit d'absorption spécifique. Trois facteurs sont en cause : l'augmentation du champ E induit, qui croît avec le carré de la fréquence de travail, la diminution de la longueur d'onde, qui peut entraîner des augmentations locales dans les tissus ou à proximités d'éléments conducteurs [9,10], et l'augmentation de la conductivité des tissus avec la fréquence [11]. Dans ce contexte apparaît la nécessité d'estimer précisément le DAS pour exploiter pleinement les possibilités offertes par ces imageurs.

Nous avons montré que la mesure du champ électrique permettait d'obtenir une excellente précision de mesure (incertitude < 3%), et ce pour des valeurs de champ très faibles (\sim V/m). Si la conductivité du milieu de mesure est connue précisément, cela permet d'estimer le DAS avec une faible incertitude, même pour des valeurs très inférieures aux limites d'exposition. La mesure est vectorielle et instantanée, et ne présente pas la contrainte de l'équilibre thermique de la mesure de température.

La simulation électromagnétique est devenue l'outil de référence pour l'estimation du champ E pour de nombreuses applications (mesure du DAS, compatibilité d'implants en IRM, développement de bobine RF de transmission, tomographie des propriétés diélectriques) car elle est non-invasive. Nous pensons que la mesure du champ électrique, couplée à la mesure de la température, présente les meilleures caractéristiques pour contrôler la qualité des estimations des outils numériques.

Références du chapitre 4

- [1] IEC. *Particular Requirements for the Basic Safety and Essential Performance of Magnetic Resonance Equipment for Medical Diagnosis*.
https://webstore.iec.ch/preview/info_iec60601-2-33%7Bed3.1%7Db.pdf
- [2] Kapteos, « EoProbe V3 ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.kapteos.com/eoprobe-datasheet>
- [3] Bohner L, Meier N, Gremse F, Tortamano P, Kleinheinz J, Hanisch M. Magnetic resonance imaging artifacts produced by dental implants with different geometries. *Dentomaxillofacial Radiology*. 2020;49(8):20200121. doi:10.1259/dmfr.20200121
- [4] Gao X, Wan Q, Gao Q. Susceptibility artifacts induced by crowns of different materials with prepared teeth and titanium implants in magnetic resonance imaging. *Sci Rep*. 2022;12(1):428. doi:10.1038/s41598-021-03962-w
- [5] L. Winter, F. Seifert, L. Zilberti, M. Murbach, et B. Ittermann, « MRI-Related Heating of Implants and Devices: A Review », *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 53, no 6, p. 1646-1665, juin 2021, doi: 10.1002/jmri.27194.
- [6] F04 Committee, « Test Method for Measurement of Radio Frequency Induced Heating On or Near Passive Implants during Magnetic Resonance Imaging ». Disponible sur: <https://www.astm.org/f2182-19e02.html>
- [7] Oh S, Webb AG, Neuberger T, Park B, Collins CM. Experimental and numerical assessment of MRI-induced temperature change and SAR distributions in phantoms and in vivo: Temperature and SAR Distributions in MRI. *Magn Reson Med*. 2010;63(1):218-223. doi:10.1002/mrm.22174
- [8] Solomakha, G., Svejda, J.T., van Leeuwen, C. et al. A self-matched leaky-wave antenna for ultrahigh-field magnetic resonance imaging with low specific absorption rate. *Nat Commun* 12, 455 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41467-020-20708-w>
- [9] Fiedler, Thomas M., Mark E. Ladd, et Andreas K. Bitz. « SAR Simulations & Safety ». *NeuroImage* 168 (mars 2018): 33-58. <https://doi.org/10.1016/j.neuroimage.2017.03.035>.
- [10] Ladd, Mark E. et Al. « Pros and Cons of Ultra-High-Field MRI/MRS for Human Application ». *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy* 109 (décembre 2018): 1-50. <https://doi.org/10.1016/j.pnmrs.2018.06.001>.
- [11] L. Bernard, « Caractérisation électrique des tissus biologiques et calcul des phénomènes induits dans le corps humain par des champs électromagnétiques de fréquence inférieure au GHz », p. 129.

Conclusion Générale et perspectives

Les travaux menés durant cette thèse ont porté sur la conception et l'étude de capteurs électro-optique pour l'IRM. La première partie a concerné la conception d'une liaison optique pour remplacer les câbles des bobines de réception, avec comme objectif final le développement de capteurs endoluminaux pour l'exploration du colon. Cette thèse constitue une nouvelle étape pour la mise en place d'une imagerie IRM endoluminale sécurisée, et pour l'amélioration de la prise en charge des patients atteints du cancer colorectal. Une deuxième partie a porté sur l'évaluation de la compatibilité et des performances de sondes de champ électrique de la société KAPTEOS pour la mesure du DAS à très haut champ (11,7T). Cela a permis de montrer l'intérêt de l'estimation directe du champ électrique, et de mettre en évidence les différences avec une mesure de la variation de température.

Nous avons rappelé les bases physiques et techniques de l'IRM avant de présenter l'application ciblée en imagerie endoluminale : le cancer colorectal. Après avoir décrit les risques qui sont associés à l'IRM, notamment les brûlures résultantes des interactions entre les champs magnétiques RF et les conducteurs proches des tissus, nous avons présenté le principe physique de l'effet Pockels. Il permet de moduler l'amplitude ou la phase d'un signal optique passant dans un cristal à partir d'un champ électrique. Notre approche a reposé sur un modulateur à état de polarisation pour convertir le signal RMN, un modulateur passif et stable en température. Cela a permis de contourner les difficultés liées à l'alimentation sans câble d'un capteur de réception surfacique.

Le développement d'un capteur endoluminal sécurisé nécessite de remplacer les câbles galvaniques qui assurent deux fonctions : amener le signal de découplage vers le capteur lors de la phase d'émission du champ RF, et transmettre le signal RMN mesuré lors de la réception. Reina Ayde et Isabelle Saniour avaient assuré, lors de travaux précédents la première fonction, en proposant un système de couplage optique grâce à des diodes PIN alimentées par laser et transporté par fibre optique. Ce dispositif a permis d'obtenir les mêmes performances qu'un découplage par câble coaxial en supprimant les risques de brûlure. La partie transmission du signal RMN demeurait le verrou technologique de l'application, et des essais préliminaires menés au laboratoire mettaient en évidence la dégradation significative du signal lors de la conversion du signal optique en signal électrique pour reconstruire l'image IRM. Nous avons étudié lors de ma thèse les principaux phénomènes physiques/électroniques qui ajoutent du bruit au signal : bruit de Johnson, RIN et shotnoise et nous avons identifié le bruit de Johnson comme étant dominant.

A partir de ce constat, nous avons proposé une configuration qui a permis de conserver le rapport signal-sur-bruit, en amplifiant le signal en amont de la conversion. Après avoir quantifié le gain nécessaire pour obtenir un RSB équivalent dans notre configuration (40 dB), nous avons proposé et testé plusieurs axes d'amélioration, comme l'augmentation de la puissance optique du laser et la diminution de la tension d'inversion de phase du modulateur. Nous avons enfin montré l'intérêt d'une modulation indépendante de la température pour cette application.

La difficulté de cette application est de concilier plusieurs contraintes fortes : large dynamique de signal, un dispositif compact, et une modulation indépendante du milieu (contraintes mécaniques ou température). Il semble que la modulation EO purement passive ne réponde pas à l'heure actuelle à tous ces critères simultanément. Nos résultats indiquent néanmoins qu'une amplification sur capteur surfacique d'environ 20 dB, alimentée par laser, conjointement avec une puissance optique élevée et un modulateur sensible et stable, représenterait une solution viable à moyen terme. Il faudrait cependant s'assurer que le bruit d'origine optique (RIN et shotnoise) ne devienne pas dominant. Enfin,

à plus long terme, la conversion des signaux IRM de très faible amplitude serait une application sur mesure pour les nombreux développements de matériaux optiques à coefficients électrooptiques très élevés, s'ils se révélaient fructueux.

Concernant les mesures de champ électrique, nous avons présenté les normes relatives à la sécurité du patient et aux mesure de DAS afin d'identifier les spécifications nécessaires et les configurations standard. Nous avons porté un intérêt particulier aux normes de validation de compatibilité IRM pour les implants passifs, car la proportion de porteurs de ce type d'implant augmente, et c'est un enjeu de ne pas restreindre l'accès à l'IRM. Nous avons par la suite présenté les caractéristiques des sondes de champ électrique EoProbe pour les milieux biologiques : sensibilité, résolution spatiale et temporelle et méthode de calibration avant de détailler les expériences réalisées.

Nous avons procédé par itération pour obtenir un protocole fiable et des mesures reproductibles. L'homogénéité du milieu de mesure et la précision du positionnement des sondes ont été des facteurs clés. Nous avons évalué la variation du DAS en fonction de la conductivité, grâce à des gels calibrés, ce qui a permis d'obtenir une incertitude sur le DAS inférieure à 3%, et nous avons détecté des champ E de l'ordre du V/m grâce à la faible bande passante du signal mesuré (quelques kHz). Des mesures répétées à la même position ont produit un coefficient de variation de 2.3%, indiquant une précision de placement des sondes jugée satisfaisante. Nous avons également réalisé des mesures simultanées du champ E et de la température afin de mettre en évidence les spécificités de ces deux grandeurs physiques et la difficulté à appliquer l'équation simplifiée de Pennes dans les conditions expérimentales retenues.

Le développement de l'IRM à très haut champ est un défi pour de nombreuses raisons, et la quantification du DAS local en fait partie. La simulation numérique semble être le meilleur candidat pour trouver l'équilibre sécurité/restriction d'accès, et les normes de compatibilité d'implants demandent depuis quelques années de joindre des résultats de simulation en plus des mesures de capteurs. Dans ce contexte, bien que la température soit la donnée qui représente le risque final pour un patient, mesurer le champ E pour valider la simulation électromagnétique présente un intérêt indéniable.

A plus long terme, on pourrait imaginer que les nouvelles modalités de thermométrie et de cartographie du champ électrique par IRM (mesure de la variation de la fréquence de résonance du proton, mesure de la variation de T_1 et la tomographie des propriétés diélectriques) jouent un rôle prépondérant en plus des simulations. Ces méthodes, qui sont souvent sensibles à d'autres effets confondants, bénéficieront également d'une validation par des mesures par capteurs *in situ*.

Annexe : Connexion de capteurs non-développés par Bruker à l'IRM 7T

Les bobines Bruker disposent d'un connecteur propriétaire et d'une puce d'identification qui contient les informations sur l'antenne (puissance max, volumique ou surfacique, etc). Pour connecter un capteur externe, il faut désactiver la reconnaissance automatique, connecter physiquement le capteur via l'adaptateur Bruker, et déclarer la configuration dans paravision. Ce document décrit la procédure à suivre.

1) Déconnexion reconnaissance automatique

Il est à ma connaissance impossible de désactiver la reconnaissance automatique depuis la console de paravision. Pour lancer une acquisition avec une antenne non reconnue par la machine, il faut débrancher un câble dans l'armoire de l'IRM. Il s'agit du câble sous le rack d'amplificateurs du côté droit, le deuxième en partant du fond.



Fig. A.1 : position du câble de détection d'antennes, sous le rack d'amplificateur.

Attention en le rebranchant après les expériences ! Il doit toujours être rebranché avec le point rouge vers le haut. Les pins du connecteur sont fragiles.

2) Connexion des bobines à l'adaptateur

Une fois la détection désactivée, on peut utiliser l'adaptateur ODU fourni par Bruker.

Le connecteur comprend des entrées sorties numériques sur des connecteurs type UPT 15 pins et D-sub, et des entrées sorties analogiques sur des câbles coaxiaux.

La gestion du découplage des capteurs de réception se fait avec le connecteur UPT.

A	○	BN	67583	PIN 1	●	1
B	○	RD	67583	PIN 2	●	2
C	○	PK	67583	PIN 3	●	3
D	○	YE	67583	PIN 4	●	4
E	○	GN	67583	TUNE 0	●	5
F	○	BU	67583	MATCH 0	●	6
G	○	VT	67583	LOG SEL	●	7
H	○	WH	67583	-30V	●	8
J	○	GY	67583	TUNE 90	●	9
K	○	BK	67583	MATCH 90	●	10
L	○	BN-GN	67583	GND	●	11
M	○	WH-GN	67583	GND	●	12
N	○	RD-BU	67583	RGP	●	18
P	○	GY-PK	67583	TUNE CTRL 0	●	19
S	○	BN-YE	67583	TUNE CTRL 90	●	20

Fig. A.2 : correspondance entre les pins du connecteur UPT (lettres à gauche) et leur fonction.

On peut choisir une des quatre PIN A-B-C-D et une des deux masse L-M pour le découplage si l'on utilise un capteur de réception.

On connecte le câble coaxial « Rfin » pour la bobine d'émission, et un des câble « RX » sur le capteur de réception.

3) Déclaration de la configuration dans paravision

Dans coil configuration, on peut voir les configurations existantes. On peut en créer de nouvelles à partir d'un clic droit, en partant de templates comme TX volumic/Rx surface coil ou TX/RX volumic. Une fois une nouvelle configuration créée, a accès aux sous-éléments. Les éléments d'émission doivent faire l'objet d'une attention particulière, notamment concernant les puissance max crêtes et moyennes.

Coil Element Properties

Nuclei

Decouple Nuclei

Require DC Supply

No Tune/Match

Max. RF Peak Power W

Max RF Peak Duration ms

Max. RF CW Power W

Default RG

Default RefPow W

Transmit Connection

Plug Index

Pin

Coil Element Connection

Detune Plug Index

Detune Line(s)

Tx/Rx Switch Plug Index

Tx/Rx Switch Line

Tune/Match Plug Index

Tune/Match Line

Detune Pin Driver Mode

Detune Pin Driver Logic

Detune Pin Driver Bias

Tx/Rx Switch Pin Driver Mode

Tx/Rx Switch Pin Driver Logic

Tx/Rx Switch Pin Driver Bias

Receive Connection

Plug Index

Pin

Fig. A.3 : déclaration de la bobine d'émission.

On renseigne les ports physiques sur lesquels sont connectés les antennes. Pour l'antenne de réception, penser à faire correspondre le pin de découplage à celui du connecteur UPT en plus de celui lié au signal RMN (dans l'image ci-dessous Rx2).

The screenshot shows a software interface with two main sections: "Coil Element Connection" and "Receive Connection".

Coil Element Connection

- Detune Plug Index: 1
- Detune Line(s): 1
- Tune/Match Plug Index: 0
- Tune/Match Line: 0
- Detune Pin Driver Mode: Current Mode
- Detune Pin Driver Logic: Active Low
- Detune Pin Driver Bias: -36V

Receive Connection

- Plug Index: 1
- Pin: rx2

Fig. A.4 : déclaration de la bobine de réception.

Une fois les informations entrées, sauvegarder la configuration. Elle devrait apparaitre comme option lors de la création des prochaines études.

La console affiche un message d'erreur pour dire qu'aucune antenne n'est connectée, il suffit de l'ignorer pour lancer les acquisitions.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'INSA LYON, MEMBRE DE L'UNIVERSITE DE LYON

NOM : NOBRE

DATE de SOUTENANCE : 15/06/2023

Prénoms : Paul

TITRE : Sondes et capteurs de champs électromagnétiques à liaisons optiques pour la sécurité en IRM

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2023ISAL0041

Ecole doctorale : Interdisciplinaire Sciences-santé

Spécialité : Ingénierie biomédicale

RESUME : L'imagerie par résonance magnétique est une méthode d'imagerie non-invasive et présentant peu de risque mais qui nécessite néanmoins des précautions. Ainsi, les conditions qui permettent d'assurer la sécurité du patient restreignent ou contraignent l'accès de porteurs d'implants et limitent certaines applications, comme l'imagerie endoluminale. Le champ magnétique radiofréquence impulsif peut induire des effets dans les éléments conducteurs qui constituent ou relient le capteur et augmenter localement le dépôt d'énergie dans les tissus. Or, l'imagerie endoluminale permettrait par exemple d'améliorer la prise en charge des malades atteints d'un cancer colorectal par l'analyse pariétale de l'intestin.

Dans ce contexte, l'objectif principal de la thèse est d'évaluer la faisabilité de la transmission optique du signal RMN pour remplacer les câbles coaxiaux. La conversion électrooptique étudiée est la modulation d'état de la polarisation, qui présente l'avantage d'être passive. La principale difficulté identifiée est de conserver le rapport signal sur bruit du signal dans un environnement et des contraintes à la fois compatible avec l'IRM et les conditions endoluminales. L'étude des sources de bruit a permis dans un premier temps de proposer une configuration optique fournissant, sans les contraintes endoluminales, une image similaire à la transmission galvanique et conduisant à des pistes d'amélioration quantifiables pour une extension à l'endoluminal pour s'affranchir des risques liés à la présence d'une connexion galvanique. Un deuxième axe de recherche concerne l'estimation directe du champ électrique et la validation des sondes optiques de champ électrique Kapteos pour les mesures de débit d'absorption spécifique (DAS) en IRM. Le DAS est une donnée clef pour garantir la sécurité du patient, et les méthodes prédictives numériques doivent être corrélées à des mesures in-situ. Des mesures ont été réalisées à 7 et 11,7T dans des fantômes calibrés, démontrant l'absence de perturbation introduite par la sonde et l'intérêt des mesures locales et vectorielles du champ électrique.

MOTS-CLÉS : Conversion électro-optique, capteur fibré DAS, Sécurité en IRM, imagerie endoluminale, instrumentation IRM

Laboratoire (s) de recherche : Centre de Recherche en Acquisition et Traitement de l'Image pour la Santé

Directeur de thèse: Olivier Beuf

Président de jury :

Composition du jury : Philippe Leveque (Rapporteur), Fraser Robb (Rapporteur), Hervé Saint-Jalmes (Rapporteur), Claudine Gehin (Examinatrice), Nadège Courjal (Examinatrice), Jean-Christophe Ginefri (Examinateur), Olivier Beuf (Directeur de thèse), Gwenaél Gaborit (Co-encadrant de thèse)